

Интегрально-оптические датчики электрического поля на основе кристалла ниобата лития: теоретические аспекты чувствительности

А.Б.Сотский, И.У.Примаков, Л.И.Сотская

Институт прикладной оптики НАН Беларуси Могилев 212793, ул. Б.-Бирули, 11
Tel./Fax +375(222) 264649 E-mail: ipo@physics.belpak.mogilev.by

Измерение напряженностей и пространственной ориентации электрических полей является одним из важных приложений оптических датчиков. Среди устройств такого рода особый интерес, благодаря своей компактности и простоте включения в волоконно-оптический тракт, представляют интегрально-оптические датчики, в которых используется линейный электрооптический эффект [1-3]. Их основным элементом служит волноводный интерферометр Маха-Цендера, преобразующий фазовую модуляцию света в амплитудную. Однако в известных датчиках достижение необходимой асимметрии условий для плеч интерферометра предполагает либо использование внешней антенны [1,2], либо создание сложных волноводных конфигураций, обеспечивающих различную для каждого из плеч глубину проникновения поля волноводной моды в электрооптический материал [3]. В последнем случае существенной асимметрии добиться не удастся, что приводит к сравнительно низкой чувствительности измерений ($\sim 10^6$ -1).

В настоящей работе исследованы более эффективные устройства, в которых нарушение симметрии детектируемого поля и его усиление достигаются за счет пространственного разделения заряда в системе свободных планарных электродов.

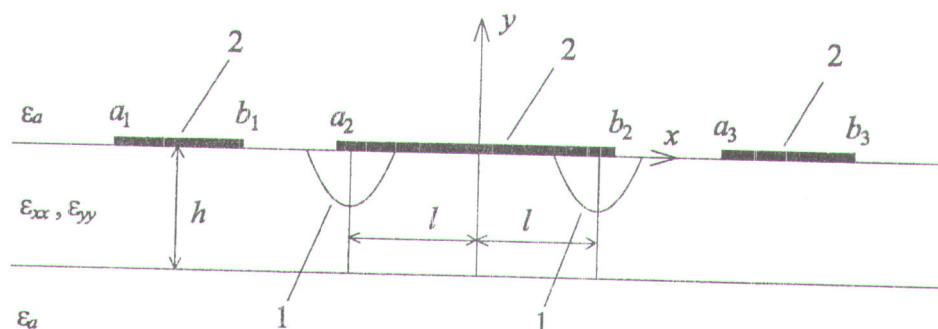


Рис. 1. Поперечное сечение активной области датчика: 1-волновод, 2-электроды.

Поперечное сечение активной области рассматриваемых устройств представлено на рис.1. Данная область включает пластину кристалла ниобата лития Z —среза толщины h , окруженную однородной средой с диэлектрической проницаемостью ϵ_a . Значение h предполагается много меньшим размеров кристалла в x — и z —направлениях. В качестве плеч интерферометра используются одномодовые диффузионные каналные волноводы, в которых для минимизации поглощения света материалом электродов рабочими являются моды квази-ТЕ поляризации. На поверхности кристалла $y = 0$ расположены свободные (т.е. не подключенные к какому-либо источнику напряжения и имеющие нулевые полные заряды) параллельные электроды. Электроды предполагаются бесконечно тонкими (их толщина много меньше ширины) и имеющими в z —направлении длину L , удовлетворяющую условию $L \gg 2c$, где $2c$ —ширина электродной системы в x —направлении. В описанной конфигурации разность фаз мод на выходе активной

области интерферометра дается выражением [4, 5]

$$\Delta\Phi = 0.5LR_{13}\varepsilon_o^{1.5} \int_{-\infty}^0 dy \int_{-\infty}^{\infty} dx [u^2(x-l, y) - u^2(x+l, y)] E_y(x, y) \left[\int_{-\infty}^0 dy \int_{-\infty}^{\infty} dx u^2 \right]^{-1}. \quad (1)$$

Здесь $k_0 = 2\pi\lambda_0^{-1}$ — волновое число вакуума, R_{13} — компонента электрооптического тензора кристалла, ε_o — диэлектрическая проницаемость кристалла для волн обыкновенной поляризации, $E_y(x, y)$ — составляющая управляющего электрического поля, $x = \pm l$ — координаты центров волноводов, $u(x, y)$ — собственная функция скалярной волноводной задачи

$$\nabla_x^2 u + \nabla_y^2 u + [k_0^2(\varepsilon_o + \Delta\varepsilon f(x, y)) - \beta^2]u = 0, \quad u|_{y=0} \equiv 0, \quad \lim_{x^2+y^2 \rightarrow \infty} u = 0, \quad (2)$$

где $\Delta\varepsilon f(x, y)$ — функция профиля диэлектрической проницаемости волновода, β — постоянная распространения моды. Заметим, что пределы интегрирования в (1) распространены до бесконечности в предположении локализованного распределения $u(x, y)$.

Допустим, что датчик помещен в постоянное электрическое поле $E^{(0)}$. При описанных ограничениях электрическое поле в системе, равное $E = -\nabla\varphi$, описывается двумерным уравнением Пуассона

$$\nabla_x \varepsilon_{xx} \nabla_x \varphi + \nabla_x \varepsilon_{yy} \nabla_y \varphi = -\sigma(x)\delta(y). \quad (3)$$

Здесь $\varepsilon_{xx}(y)$, $\varepsilon_{yy}(y)$ — компоненты статического тензора диэлектрической проницаемости слоистой среды, $\delta(y)$ — дельта-функция Дирака, $\sigma(x)$ — поверхностная плотность зарядов, отличная от нуля только на отрезках оси Ox , занятых электродами.

В соответствии с (3), поле E может быть представлено в виде суммы $E = E^{(1)} + E^{(2)}$, где $E_x^{(1)} = E_x^{(0)}$,

$$E_y^{(1)} = E_y^{(0)} \quad y > 0, y < -h, \quad E_y^{(1)} = \varepsilon_a \varepsilon_{yy}^{-1} E_y^{(0)} \quad -h < y < 0, \quad (4)$$

$$E_{x,y}^{(2)}(x, y) = \sum_{i=1}^n \int_{a_i}^{b_i} G_{x,y}(x - x', y) \sigma(x') dx', \quad (5)$$

n — число электродов, a_i, b_i — координаты краев i -го электрода, $G_{x,y}$ — функции источника для слоистой среды, явный вид которых можно найти, например, в [6]. Из равенства $E_x^{(0)} + E_x^{(2)} = 0$ на электродах следуют интегральные уравнения относительно функций $\sigma_i(x)$:

$$\sum_{i=1}^n \int_{a_i}^{b_i} G_x(x - x', 0) \sigma_i(x') dx' = -E_x^{(0)}, \quad x \in (a_j, b_j), \quad j = 1, 2, \dots, n, \quad (6)$$

где $\sigma_i(x) = \sigma(x)$ при $x \in (a_i, b_i)$.

Согласно (1), (4), (5), вклад в величину $\Delta\Phi$ дает лишь составляющая электрического поля $E_y^{(2)}$, которая, в силу существования резольвенты системы (6) [6], пропорциональна $E_x^{(0)}$. Таким образом, рассматриваемыми датчиками регистрируется только величина

$E_x^{(0)}$. Оценка чувствительности соответствующих измерений предполагает решение системы (6). В [7] обоснован способ ее приближенного интегрирования, согласно которому в области кристалла

$$E_x^{(2)}(x, y) = E_{x0}^{(2)}(x, -qy) + \sum_{j=1}^{\infty} \Delta^j \{ E_{x0}^{(2)}[x, q(2hj - y)] - E_{x0}^{(2)}[x, q(2hj + y)] \}, \quad (7)$$

$$E_y^{(2)}(x, y) = -q \{ E_{y0}^{(2)}(x, -qy) + \sum_{j=1}^{\infty} \Delta^j [E_{y0}^{(2)}(x, q(2hj - y)) + E_{y0}^{(2)}(x, q(2hj + y))] \}, \quad (8)$$

$$q = \sqrt{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy}^{-1}}, \quad \Delta = (1 - \sqrt{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy}\varepsilon_a^{-1}})(1 + \sqrt{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy}\varepsilon_a^{-1}}),$$

где функции $E_{x,y,0}^{(2)}(x, y)$ равны функциям $E_{x,y}^{(2)}(x, y)$ для электродной системы датчика, расположенной в вакууме. Данные функции имеют вид [8]

$$E_{x0}^{(2)}(x, y) = -\operatorname{Re} F, \quad E_{y0}^{(2)}(x, y) = \operatorname{Im} F, \quad F = \sum_{j=1}^n \int_{a_j}^{b_j} \bar{\sigma}(x') (x' - \zeta)^{-1} dx', \quad (9)$$

где $\zeta = x + iy$, а нормированные плотности заряда $\bar{\sigma}_j(x)$ подчиняются системе сингулярных интегральных уравнений

$$E_x^{(0)} = \lim_{y \rightarrow +0} \operatorname{Re} \sum_{i=1}^n \int_{a_i}^{b_i} \bar{\sigma}_i(x') (x' - \zeta)^{-1} dx', \quad x \in (a_j, b_j), \quad j = 1, 2, \dots, n, \quad (10)$$

техника интегрирования которой изложена в [9].

Приведем результаты исследования датчика в случае симметричной трехэлектродной системы, изображенной на рис.1. Пусть $b_3 = -a_1 = c$, $a_3 = -b_1 = b$, $b_2 = -a_2 = a$. Тогда, в соответствии с (7)-(10), компонента $E_x^{(2)}$ является четной, а $E_y^{(2)}$ — нечетной функциями x . Графики функций $E_x^{(2)}(x)$ и $E_y^{(2)}(x)$, рассчитанные на основании (8)-(11) при значениях $\varepsilon_{xx} = 43$, $\varepsilon_{yy} = 29$, $ha^{-1} = 200$, $ba^{-1} = 1.333$, $ca^{-1} = 135$, $ya^{-1} = -0.11$, представлены на рис.2а. Их вид свидетельствует о том, что наличие свободных электродов приводит к существенному локальному усилению напряженности поля в области кристалла.

В рассматриваемом случае разность фаз $\Delta\Phi = k_0 L \varepsilon_o \sqrt{\varepsilon_o} R_{13} E_x^{(0)} \Gamma$, где

$$\Gamma = \int_{-\infty}^0 dy \int_{-\infty}^{\infty} dx E_y^{(2)}(x, y) (E_x^{(0)})^{-1} u^2(x - l, y) \left[\int_{-\infty}^0 dy \int_{-\infty}^{\infty} dx u^2(x, y) \right]^{-1}.$$

Результаты расчета интеграла перекрытия полей $\Gamma(l)$ приведены на рис.2б. Они получены после решения задачи (2) методом вариационного разделения переменных [10] при $\Delta\varepsilon = 0.046$, $\lambda_0 = 0.6328$ мкм, $a = 15$ мкм, $b = 20$ мкм, $c = 2020$ мкм, $h = 3000$ мкм и соответствуют модели [10]

$$f(x, y) = 0.5 \exp[-(yw^{-1})^2] [\operatorname{erf}(xw^{-1} + 0.5F) - \operatorname{erf}(xw^{-1} - 0.5F)],$$

в которой выбраны $F = 2$, $w = 1.65$ мкм. Как видно из рис.2б, существует оптимальное взаимное расположение электродов и волноводов. При оптимальном $l = 0.92a$ имеем $\Gamma = 27.3$. Этому значению при $L = 2 \cdot 10^4$ мкм, $\varepsilon_o = 5.2$, $R_{13} = 8.6 \cdot 10^{-6-1}$ соответствует $\Delta\Phi = K E_x^{(0)}$, где $K = 665.7^{-1}$. Отсюда, задаваясь минимальной регистрируемой разностью фаз $\Delta\Phi = 10^{-3}$ [11], получаем оценку чувствительности $[E_x^{(0)}]_{min} \sim 1.5^{-1}$. При детектировании гармонических полей указанное значение $\Delta\Phi$ может быть снижено на три порядка [1]. В этом случае величина $[E_x^{(0)}]_{min} \sim 1.5 \cdot 10^{-3-1}$ находится на уровне чувствительности интегрально-оптических датчиков с внешней антенной [1,2].

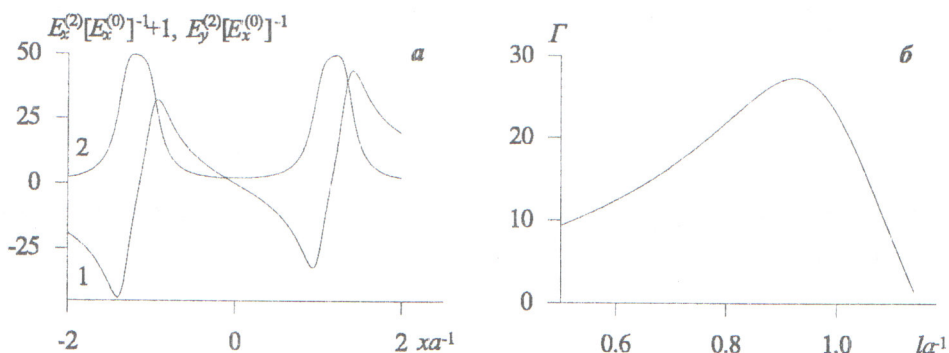


Рис. 2. а : напряженность электрического поля в области кристалла при $y = -0.11a$. Кривые 1-зависимости $E_y^{(2)}(x)$, 2-зависимости $E_x^{(2)}(x)$, б : зависимость Γ от l .

Таким образом, использование свободных планарных электродов позволяет создать эффективный интегрально-оптический датчик электрического поля. Приведенные значения его чувствительности имеют лишь оценочный характер. Они могут варьироваться в широких пределах за счет выбора конфигурации электродной системы.

Abstract. New schemes of electric field strength and direction sensors containing channel optical waveguides and planar electrode systems located on a lithium niobate crystal surface are proposed. An effect of amplification of a detected signal due to redistribution of a charge density in the electrode systems is predicted. The problem of sensitivity of the Mach-Zehnder interferometric sensors based on an electrooptic effect in titan-diffused channel waveguides is studied in details.

Литература

- [1] С.Н.Булмер // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol.53. N24. P.445-447.
- [2] А. К.Никитин, А.А.Тищенко, А.И.Черняй //Зарубежная радиоэлектроника. 1990. N10. С.14-30.
- [3] N.A.F.Jaeger, L. Young // J. Lightwave Technology. 1987. Vol. LT-5. N6. P.745-750.
- [4] А.М.Гончаренко, А.Б.Сотский // Докл. АН БССР. 1978. Т.22. N9. С.788-790.
- [5] Ю.С.Кузьминов, Кристалл ниобата лития, М.: Наука, 1987. 264 с.
- [6] М.Kobayashi // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1978. Vol. MTT-26. N2. P.119-126.
- [7] A.B.Sotsky, L.I.Sotskaya, V.I.Sivucha //Proc. SPIE. 1993. Vol.1932. P.275-296.

- [8] В.И.Вольман, Ю.В.Пименов, *Техническая электродинамика*, М.: Связь, 1971. 475с.
- [9] С.Г.Михлин, *Интегральные уравнения*, М.: ГИТТЛ, 1949. 380с.
- [10] А.Б.Сотский, Л.И.Сотская, Ю.Д.Столяров // *Радиотехника и электроника*. 1989. Т.34. №6. С.1158-1165.
- [11] W.Lukosz // *Sensors and Actuators*. 1995. Vol. B29. P.37-50.