

ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ  
ПРИБОРЫ И ДАТЧИКИ

УДК 621.372.8 : 535.241.13

И. Г. ВОЙТЕНКО, В. И. СИВУХА, А. Б. СОТСКИЙ  
(Могилев)

О ВЫБОРЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ  
ОДНОМОДОВЫХ КАНАЛЬНЫХ ДИФФУЗИОННЫХ ВОЛНОВОДОВ  
В НИОБАТЕ ЛИТИЯ

В устройствах интегральной оптики широко используются волноводы, получаемые методом твердотельной диффузии в  $\text{LiNbO}_3$ . Важной проблемой формирования этим методом одномодовых канальных волноводов посвящен ряд экспериментальных работ [1—5]. В них выбор параметров диффузии осуществляется, как правило, эмпирически, при этом одномодовый режим достигается экспериментально за счет изменения одного из параметров, причем значения этих параметров существенно различаются у различных авторов. Причиной такого разброса, по-видимому, являются различия в составе кристаллов и в качестве обработки их поверхности [1, 6—8]. В этой связи представляет интерес разработка некоторого универсального метода, используя который можно осуществить выбор технологических параметров, гарантирующих получение одномодовых волноводов для любой из определенного множества конкретных технологий. Подобные методы для технологий, в рамках которых справедлива модель диффузии из мгновенного источника, уже рассматривались в литературе [9, 10]. В данных работах построены универсальные кривые, определяющие область параметров одномодового режима.

Настоящая работа представляет собой развитие результатов [9]. В ней обсуждается вопрос о выборе рабочей точки внутри области одномодового режима. Рассмотрены два критерия этого выбора. В первом случае он осуществляется из требования достижения максимума пространственной локализации энергии в волноводе, во втором — из требования максимума вероятности получения одномодового режима при учете статистического разброса параметров профиля диэлектрической проницаемости.

Рассматриваемые волноводы являются слабонеоднородными, и их моды описываются двумерным стационарным уравнением Шредингера. В безразмерных переменных это уравнение имеет вид

$$\nabla_{\xi}^2 \psi + \nabla_{\eta}^2 \psi + V^2 [f(\xi, \eta) - b] \psi = 0, \quad (1)$$

где  $\xi = x/a$ ;  $\eta = y/a$ ;  $b = [\beta^2/k_0^2 - \epsilon_s]/\Delta\epsilon$ ,

$$V = k_0 a \sqrt{\Delta\epsilon}, \quad (2)$$

$\psi$  — одна из поперечных компонент электромагнитного поля;  $\beta$  — постоянная распространения моды;  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  — волновое число вакуума. При записи выражений (1), (2) использовано представление распределения диэлектрической проницаемости  $\epsilon(x, y) = \epsilon_s + \Delta\epsilon f(x/a, y/a)$ , где

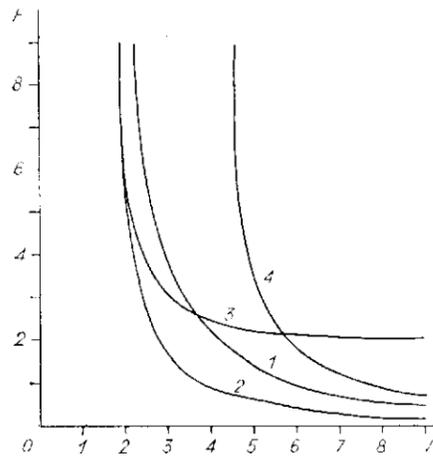


Рис. 1. Нормированные волноводные кривые

Будем рассматривать функции  $f(\xi, \eta)$ , соответствующие диффузионным волноводам, полученным диффузией из мгновенного источника в стандартные срезы нитрата лития. В этом случае распределение концентрации диффузанта в области  $\eta < 0$  имеет вид [13]

$$C(\xi, \eta) = C_f \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\tau}{a} \exp(-\eta^2) S(\xi), \quad (3)$$

где 
$$S(\xi) = 0,5 \left[ \operatorname{erf} \left( \frac{F}{2} + \frac{d_y}{d_x} \xi \right) + \operatorname{erf} \left( \frac{F}{2} - \frac{d_y}{d_x} \xi \right) \right],$$

$F = w/d_x$ ;  $a = d_y$ ;  $d_{x,y} = 2\sqrt{D_{x,y}t}$ ;  $D_{x,y}$  — коэффициенты диффузии в  $x$ - и  $y$ -направлениях,  $t$  — время диффузии;  $C_f$  — концентрация диффузанта в источнике, являющемся пленкой толщиной  $\tau$  и шириной  $w$ . Нахождение  $f(\xi, \eta) \approx 2\sqrt{\epsilon_s} \Delta n(\xi, \eta) (\Delta \epsilon)^{-1}$  требует учета связи между приращением показателя преломления среды  $\Delta n(\xi, \eta)$  и  $C(\xi, \eta)$ .

**1. Идеализированная модель профиля диэлектрической проницаемости.** В качестве нулевого приближения рассмотрим случай линейной связи  $\Delta n$  и  $C$  и будем предполагать, что диффузия изотропна ( $d_x = d_y$ ). Тогда

$$f(\xi, \eta) = \exp(-\eta^2) S(\xi), \quad \Delta \epsilon = K \sqrt{\epsilon_s} \tau / a, \quad (4)$$

где  $K$  — постоянная. На рис. 1 представлены рассчитанные методом оптимального разделения переменных кривые отсечки (решения уравнения  $b(V, F) = 0$ ) для основной моды  $\psi_{11}$  (кривая 2), моды  $\psi_{21}$  (кривая 1) и моды  $\psi_{12}$  (кривая 4) волновода (4). В обозначении  $\psi_{\mu\nu}$  величины  $\mu$  и  $\nu$  равны количеству экстремумов поля моды в  $x$ - и  $y$ -направлениях. Область между кривыми 1 и 2 соответствует одномодовым волноводам.

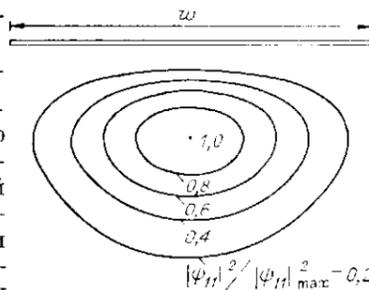
Одним из возможных критериев выбора рабочей точки внутри этой области может быть требование максимума пространственной локализации энергии в волноводе. Интегральной характеристикой степени пространственной локализации является величина

$$\Gamma = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \left[ \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^0 \psi_{11}^2(x, y) d_y \right] d_x}{\psi_{11 \max}^2} = \frac{V^4 I(V, F)}{k_0^4 K^2 \epsilon_s \tau^2},$$

где  $I(V, F) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^0 \psi_{11}^2(\xi, \eta) d\eta d\xi / \psi_{11 \max}^2$ . Минимуму  $\Gamma$ , достигаемому за

$a$  — масштабный фактор. Уравнение (1) решается с нулевыми граничными условиями при  $|\xi| \rightarrow \infty$ ,  $\eta \rightarrow -\infty$ ,  $\eta = 0$  ( $y = 0$  — поверхность подложки, в которую внедрен волновод). В данной работе решение (1) получено методом оптимального разделения переменных. Этот метод является наиболее точным из совокупности близких по сложности аналитических методов, использующих приближенное разделение переменных, включающим, в частности, широко используемые методы типа Маркатили и эффективного показателя преломления. Он позволяет получить адекватное решение волноводной задачи при условиях, как удаленных, так и близких к критическим, и поэтому эффективен для анализа одномодовых волноводов [11, 12].

Рис. 2. Распределение интенсивности максимально локализованной моды в масштабе  $w$



счет оптимального выбора  $w$ , соответствует уравнение  $\partial I / \partial F = 0$ . Решение этого уравнения — кривая 3 (см. рис. 1). Величина  $\Gamma$  является монотонно убывающей функцией  $\tau$ . Значения  $\tau$ , однако, ограничены сверху условиями применимости (4)  $\tau/a = \delta$ , где  $\delta \ll 1$  — константа данной технологии [8, 14]. При условии  $\tau/a = \delta$ , учитывая (2), (4), получаем  $\Gamma = V^2 I(V, F) / (k_0^2 \sqrt{\epsilon_s} K \delta)$ . Если  $\partial I / \partial F = 0$ , то величина  $\Gamma$  — функция одной переменной  $V$ . Ее минимум достигается при  $V = 3,50$ ,  $F = 2,65$ . Полученные значения параметров соответствуют абсолютному максимуму локализации энергии, достижимому в волноводах (4). Нормированное распределение интенсивности (линии равных значений), соответствующее найденным значениям  $V$  и  $F$ , представлено на рис. 2. Для оценки его абсолютных размеров требуется конкретизировать  $K$  и  $\delta$ . Например, при  $K \approx 2,94$  (для волн необыкновенной поляризации),  $\delta \approx 0,01$  [8] из (2) и (4) находим  $w/\lambda_0 = 5,80$ ,  $a/\lambda_0 \approx 2,19$ ,  $\tau/\lambda_0 \approx 0,0219$  и размер пятна распределения интенсивности по уровню  $\exp(-1)$  составляет  $\sim 2,90\lambda_0 \times 2,32\lambda_0$ .

Отметим, что найденная точка располагается рядом с границей области одномодового режима (см. рис. 1), поэтому из-за значительного статистического разброса технологических параметров, характерного для нынешнего уровня технологии, реальный волновод, соответствующий этой точке, может оказаться двухмодовым. В этой связи рассмотрим другой критерий выбора параметров, заключающийся в требовании получения с максимальной вероятностью одномодового режима. При этом воспользуемся одной из наиболее общих моделей распределения диэлектрической проницаемости, учитывающей дисперсию, нелинейность связи  $\Delta n$  и  $C$ , а также анизотропию среды [13]. Выполнив замену переменных в уравнении (1) и переопределив нормированные параметры

$$V = ak_0 \sqrt{K \sqrt{\epsilon_s} (\tau/d_y)^{p_3} / G}, \quad b = \frac{\beta^2/k_0^2 - \epsilon_s}{K \sqrt{\epsilon_s} (\tau/d_y)^{p_3}}, \quad a = d_x, \quad (5)$$

где  $G = 1$ ,  $\epsilon_s = \epsilon_0$  для обычных волн,  $G = 1$ ,  $\epsilon_s = \epsilon_i$  для необыкновенных волн в  $Z$ -срезе кристалла,  $G = \epsilon_i/\epsilon_0$ ,  $\epsilon_s = \epsilon_i$  для необыкновенных волн в  $X$ - и  $Y$ -срезах, для этой модели получаем

$$I(\xi, \eta) = [1 + p_1 S(\xi)] \{\exp(-\eta^2 p_2) S(\xi)\}^{p_3}. \quad (6)$$

Параметр  $p_1 = B\tau/d_y$  характеризует дисперсию приращения показателя преломления ( $B = B(\lambda_0)$  [13]),  $p_2 = \gamma(d_x/d_y)^2$  — анизотропию ( $\gamma = 1$  для обычных волн,  $\gamma = \epsilon_i/\epsilon_0$  и  $\gamma = \epsilon_0/\epsilon_i$  для необыкновенных волн соответственно в  $Z$ - и  $X$ -,  $Y$ -срезах кристалла),  $p_3$  характеризует нелинейность связи  $\Delta n$  и  $C$ . При  $p_1 = p_1^0 = 0$ ,  $p_2 = p_2^0 = 1$ ,  $p_3 = p_3^0 = 1$  распределение (6) совпадает с (4). Предполагая незначительность отклонения параметров  $p_i$  от  $p_i^0$ , расчет волноводов (6) выполним методом возмущений.

**2. Учет возмущений распределения диэлектрической проницаемости.** Для учета деформации кривых отсечки 1, 2 (см. рис. 1) при переходе к волноводам (6) воспользуемся формулами сдвига [15]. Из них следует, что решение уравнения  $b(V, F) = 0$ ,  $V = V(F)$ , может быть получено по формуле

$$V = V_0(F) \sqrt{1 + \sum_{i=1}^3 a_i(F) \Delta p_i}. \quad (7)$$

В (7) зависимость  $V_0(F)$  соответствует кривым отсечки для волновода (4),  $\Delta p_i = p_i - p_i^0$ , а коэффициенты  $a_i(F)$  имеют вид

$$a_1(F) = - \int_{-\infty}^{\infty} X_x^2 S^2(\xi) d\xi \int_{-\infty}^{\infty} X_x^2 S(\xi) d\xi;$$

$$a_2(F) = \int_{-\infty}^{\infty} Y_\mu^2 \exp(-\eta^2) \eta^2 d\eta \int_{-\infty}^{\infty} Y_\mu^2 \exp(-\eta^2) d\eta;$$

$$a_3(F) = - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} X_x^2 Y_\mu^2 f_0(\xi, \eta) \ln \{ \exp(-\eta^2) S(\xi) \} \times$$

$$\times d\xi d\eta \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} X_x^2 Y_\mu^2 f_0(\xi, \eta) d\xi d\eta,$$

где  $S(\xi)$  берется при  $d_y = d_x$ ;  $f_0(\xi, \eta)$  — распределение (4);  $X_x(\xi) Y_\mu(\eta) = \psi_{\mu x}(\xi, \eta)$  — поле моды нужного порядка для этого распределения, вычисляемое при  $V = V_0(F)$  методом оптимального разделения переменных.

Рассчитанные нами функции  $a_i(F)$ , а также  $V_0(F)$  в диапазоне  $0,2 \leq F \leq 10$  могут быть представлены в виде полиномов

$$a_1(F) = -1,923 \cdot 10^{-2} + 5,583 \cdot 10^{-1}F - 1,224 \cdot 10^{-1}F^2 +$$

$$+ 1,197 \cdot 10^{-2}F^3 - 4,305 \cdot 10^{-4}F^4;$$

$$a_2(F) = -7,020 \cdot 10^{-1} - 2,699 \cdot 10^{-2}F + 5,643 \cdot 10^{-4}F^2 +$$

$$+ 8,129 \cdot 10^{-5}F^3 - 3,524 \cdot 10^{-6}F^4;$$

$$a_3(F) = -3,345 + 2,128F - 6,379 \cdot 10^{-1}F^2 +$$

$$+ 7,747 \cdot 10^{-2}F^3 - 3,253 \cdot 10^{-3}F^4;$$

$$V_0(F) = (8,940 \cdot 10^{-2} + 2,197 \cdot 10^{-1}F - 5,016 \cdot 10^{-2}F^2 +$$

$$+ 5,367 \cdot 10^{-3}F^3 - 2,105 \cdot 10^{-4}F^4)^{-1}$$

для моды  $\psi_{11}$  и

$$a_1(F) = -9,499 \cdot 10^{-3} + 4,259 \cdot 10^{-1}F - 7,984 \cdot 10^{-2}F^2 +$$

$$+ 7,012 \cdot 10^{-3}F^3 - 2,352 \cdot 10^{-4}F^4;$$

$$a_2(F) = -4,535 \cdot 10^{-1} - 5,891 \cdot 10^{-2}F + 5,897 \cdot 10^{-3}F^2 -$$

$$- 6,133 \cdot 10^{-4}F^3 + 2,978 \cdot 10^{-5}F^4;$$

$$a_3(F) = -3,299 + 2,044F - 5,975 \cdot 10^{-1}F^2 +$$

$$+ 7,173 \cdot 10^{-2}F^3 - 2,996 \cdot 10^{-3}F^4;$$

$$V_0(F) = (5,742 \cdot 10^{-2} + 1,275 \cdot 10^{-1}F - 2,144 \cdot 10^{-2}F^2 +$$

$$+ 2,059 \cdot 10^{-3}F^3 - 7,857 \cdot 10^{-5}F^4)^{-1}$$

для моды  $\psi_{21}$ . Условием применимости выражения (7) является малость отклонений  $\Delta p_i$ . Для рассмотренной ниже технологии отклонения в среднем составляли  $\Delta p_1 = 0,20$ ,  $\Delta p_2 = 0,28$ ,  $\Delta p_3 = -0,30$ , т. е. были довольно велики. Однако даже в этом случае сравнение значений  $V$ , рассчитанных из (7), со значениями  $V$ , найденными в результате решения уравнения (1) непосредственно для функции (6), показало, что относительная погрешность (7) не превосходит 5% при  $0,2 \leq F \leq 10$  для обеих мод. Таким образом, формулы сдвига (7) являются достаточно универсальными и могут быть использованы для множества конкретных технологий. Один из возможных вариантов их применения заключается в определении значений ширины и толщины полоски диффузанта, при которых вероятность получения одномодовых волноводов максимальна. Необходимый для этого расчет кривых отсечки в абсолютных

переменных  $w$  и  $\tau$  требует экспериментального определения постоянных  $d_y$ ,  $d_x$ ,  $K$ ,  $B$ ,  $p_3$ . Рассмотрим их нахождение на примере конкретной технологии.

### 3. Экспериментальное определение параметров распределения диэлектрической проницаемости.

Нами исследованы волноводы, полученные диффузией титана в Y-срез ниобата лития. Использовалась длина волны  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм, на которой  $\sqrt{\epsilon_0} = 2,2866$ ,  $\sqrt{\epsilon_t} = 2,2026$ . Подложки кристаллов полировались механическим способом в течение 50 ч с последующим удалением нарушенного слоя (2 мкм) ионной бомбардировкой. Диффузия проводилась во влажном воздухе при температуре  $T = 1000$  °С. Толщины полосок диффузанта варьировались в пределах 20—50 нм с шагом 10 нм. Время диффузии изменялось от 7 до 8 ч с шагом 1 ч. Распределение титана по ширине и глубине подложки при толщине полоски диффузанта 20 нм исследовалось методом оже-спектроскопии. Оптические измерения для постоянного распространения мод планарных волноводов проводились призмным методом. Анализировались моды необыкновенной поляризации, представляющие основной интерес для электрооптических устройств. Профиль приращения показателя преломления предполагался гауссовым  $\Delta n(y) = \Delta n \exp(-y^2/d_w^2)$  (ось  $O_y$  направлена в глубь подложки). Параметры  $\Delta n$  и  $d_w$  определялись методом [8]. Их значения приведены в таблице, где  $N$  — число мод. При  $\tau = 20$  нм наблюдалась только одна мода, поэтому данных для определения  $\Delta n$  и  $d_w$  было недостаточно.

Для исследования распределения концентрации диффузанта и определения в (3) параметров  $d_x$ ,  $d_y$  использовался оже-спектрометр фирмы «Balzers» с энергоанализатором типа цилиндрического зеркала, оборудованный приспособлением для ионного травления. Травление осуществлялось ионами аргона с энергией 2 кэВ. Скорость травления составляла 5 нм/мин, что позволяло проводить послойный анализ диффузионного слоя. Распределение концентрации вдоль осей  $O_y$  и  $O_x$  представлено на рис. 3, а, б, где  $x = 0$  соответствует краю полубесконечной по ширине полоски диффузанта. В предположении о том, что  $D_y$  является

$\tau$ , нм	$t=7$ ч			$t=8$ ч		
	$N$	$\Delta n$	$d_w$ , мкм	$N$	$\Delta n$	$d_w$ , мкм
20	1			1		
30	2	0,0101	2,44	2	0,0097	2,63
40	2	0,0128	2,49	2	0,0125	2,68
50	2	0,0158	2,38	2	0,0152	2,61

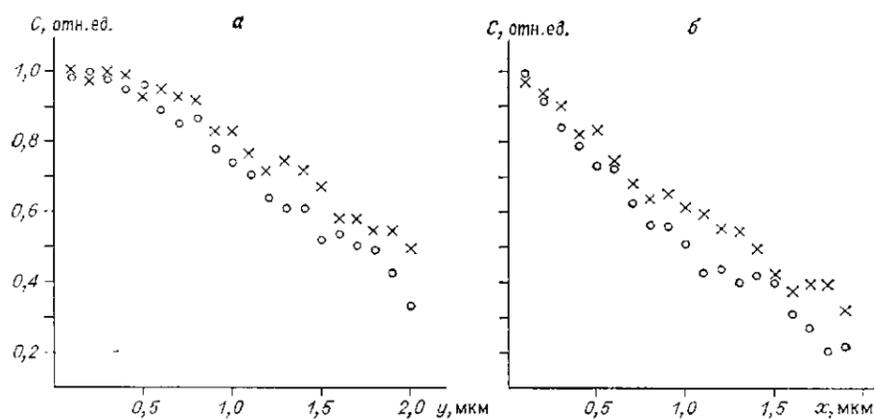


Рис. 3. Поперечное распределение концентрации диффузанта: а — зависимость  $C(y)$ , б — зависимость  $C(x)$  для различных значений  $t$ ; кружки — 7 ч, крестики — 8 ч

нормальной случайной величиной с распределением

$$N_{D_y}(\langle D_y \rangle, \sigma_y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_y} \exp \left[ -\frac{(D_y - \langle D_y \rangle)^2}{2\sigma_y^2} \right],$$

методом наименьших квадратов [16] было найдено, что  $\langle D_y \rangle = 0,15$ ,  $\sigma_y = 0,01$  мкм<sup>2</sup>/ч. Аналогично  $\langle D_x \rangle = 0,21$ ,  $\sigma_x = 0,02$  мкм<sup>2</sup>/ч. Здесь и далее  $\langle x \rangle$  означает математическое ожидание случайной величины  $x$ , а  $\sigma_x$  — ее среднеквадратичное отклонение.

Параметры  $K$ ,  $B$ ,  $p_3$  при найденных из оже-анализа  $d_x$ ,  $d_y$  определялись на основании таблицы;  $p_3$  рассчитывался по формуле  $p_3 = d_y^2/(\gamma d_x)^2$ , а  $K$  и  $B$  находились из выражения [13]

$$\Delta n = \frac{1}{2} K \left( 1 + B \frac{\tau}{d_y} \right) \left( \frac{\tau}{d_y} \right)^{p_3},$$

используемого для двух пар значений  $\tau$  и  $\Delta n$  из таблицы, взятых при одном и том же времени диффузии. При вычислениях параметр  $D_y$  задавался нормальным генератором случайных чисел 6 раз, использовалось шесть табличных значений  $d_x$  и пар  $\Delta n$ ,  $\tau$ . Таким образом была создана выборка из 216 наборов параметров  $d_y$ ,  $K$ ,  $B$ ,  $p_3$ . Для каждого из полученных наборов нормальным генератором случайных чисел задавалось значение  $D_x$  и рассчитывались нормированные параметры распределения (6). Затем для  $\tau = 5, 10, 20, 30, 40, 50$  нм вычислялись значения  $V$  (5), из уравнения (7) определялось  $F$  и далее  $w$ . Таким образом были получены случайные кривые отсечки  $w_0(\tau)$  и  $w_1(\tau)$  для мод  $\psi_{11}$  и  $\psi_{21}$ . Для создания одномодовых волноводов необходимо, чтобы получаемые экспериментально величины  $w$  и  $\tau$ , также являющиеся случайными, попали в область между этими кривыми. Определим вероятность такого попадания.

**4. Вычисление вероятности получения одномодовых волноводов.** Допустим, что ширина  $w$  и толщина  $\tau$  полоски диффузанта являются случайными величинами и их плотности вероятности равны соответственно  $N_w(\langle w \rangle, \sigma_w)$  и  $N_\tau(\langle \tau \rangle, \sigma_\tau)$ . Пусть  $\varphi_\tau(w_0, w_1)$  — совместная плотность вероятности реализации критических ширин полоски диффузанта  $w_0$  и  $w_1$  при данном  $\tau$ . Тогда вероятность получения одномодового волновода при заданных средних  $\langle \tau \rangle$  и  $\langle w \rangle$  определяется выражением

$$\begin{aligned} p(\langle \tau \rangle, \langle w \rangle) &= \int_{-\infty}^{\infty} N_\tau(\langle \tau \rangle, \sigma_\tau) \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \varphi_\tau(w_0, w_1) \times \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \int_{w_0}^{w_1} N_w(\langle w \rangle, \sigma_w) dw \right] dw_0 dw_1 \right\} d\tau = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} N_\tau(\langle \tau \rangle, \sigma_\tau) \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \rho(w) [\varphi_{\tau_1}(w) - \varphi_{\tau_0}(w)] dw \right\} d\tau, \end{aligned}$$

где пределы интегрирования распространены до бесконечности ввиду достаточно резкого спада функций плотности вероятности;

$$\rho(w) = 0,5 \operatorname{erf} [(w - \langle w \rangle) / (\sqrt{2}\sigma_w)];$$

$$\varphi_{\tau_0}(w_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_\tau(w_0, w_1) dw_1, \quad \varphi_{\tau_1}(w_1) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_\tau(w_0, w_1) dw_0.$$

Функции  $\varphi_{\tau_{0,1}}$  есть плотности вероятности для  $w_{0,1}$  при любых реализациях  $w_{1,0}$ . Эти функции определяются достаточно большим количеством случайных параметров  $D_x$ ,  $D_y$ ,  $K$ ,  $B$ ,  $p_3$ . Поэтому можно ожидать, что они будут нормальными. Нормальность распределений  $\varphi_{\tau_0}(w_0)$  и  $\varphi_{\tau_1}(w_1)$  при  $t = 7$  ч проверялась методом проверки гипотез по критерию согласия  $\chi^2$ . Выборки из 216 значений  $w_0$ ,  $w_1$ , полученные описанным в п. 4

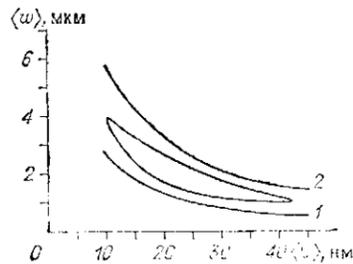
Рис. 4. Результаты расчета вероятности получения одномодовых волноводов

способом, обрабатывались следующим образом. Бесконечный интервал изменения величин  $w_0$  и  $w_1$  разбивался на шесть отрезков с примерно равными (в рамках гипотезы о нормальном распределении) вероятностями попадания в каждый из них. Найденные из выборок частоты попаданий в каждый из отрезков превышали 25. При 5%-ном уровне значимости  $[\chi_3^2]_{5\%} = 7,82$  [17]. Рассчитанные величины  $\chi_3^2$  не превосходили 4,51 при всех  $\tau$ . Поэтому согласно критерию  $\chi^2$  была принята гипотеза о нормальном характере  $\varphi_{\tau_0}(w_0), \varphi_{\tau_1}(w_1)$ . Таким образом, для вероятности попадания в одномодовую область при данных  $\langle \tau \rangle$  и  $\langle w \rangle$  получаем

$$p(\langle \tau \rangle, \langle w \rangle) = \int_{-\infty}^{\infty} N_{\tau}(\langle \tau \rangle, \sigma_{\tau}) \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} [N_w(\langle w_1 \rangle, \sigma_1) - N_w(\langle w_0 \rangle, \sigma_0)] \rho(w) dw \right\} d\tau, \quad (8)$$

где величины  $\langle w_1 \rangle, \sigma_1, \langle w_0 \rangle, \sigma_0$  являются функциями  $\tau$ .

Зависимость вероятности получения одномодового режима, рассчитанная по формуле (8), от  $\langle w \rangle$  и  $\langle \tau \rangle$  при  $\sigma_w = 0,25$  мкм,  $\sigma_{\tau} = 2,5$  нм иллюстрируется рис. 4. В замкнутой области вероятность получения одномодового режима превышает 95%. В области между кривыми 1, 2 при  $10 \leq \langle \tau \rangle \leq 45$  нм она превышает 68%. Максимум  $p(\langle \tau \rangle, \langle w \rangle)$ , равный 0,997, имеет место при  $\langle w \rangle = 2$  мкм,  $\langle \tau \rangle = 21,5$  нм. Полученное значение  $\langle w \rangle$  экспериментально не достигнуто вследствие ограничений, накладываемых имеющейся в нашем распоряжении фотолитографической технологией. Одномодовые волноводы получены при  $\langle w \rangle = 3$  мкм,  $\langle \tau \rangle = 15$  нм,  $t = 7$  ч,  $T = 1000$  °C.



#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fukuma M., Noda J. and Iwasaki H. Optical properties in titanium-diffused LiNbO<sub>3</sub> strip waveguides // J. Appl. Phys.— 1978.— 49, N 7.— P. 3693.
2. Esdaile R. J. Close tube control of out-diffusion during fabrication of optical waveguides in LiNbO<sub>3</sub> // Appl. Phys. Lett.— 1978.— 33, N 8.— P. 733.
3. Fukuma M., Noda J. Optical properties of titanium-diffused LiNbO<sub>3</sub> strip waveguides and their coupling-to-a-fiber characteristics // Appl. Opt.— 1980.— 19, N 4.— P. 591.
4. Буринский К. С., Черных В. А. Свойства Ti:LiNbO<sub>3</sub>-волноводов с подавленной обратной диффузией Li<sub>2</sub>O // Квантовая электрон.— 1986.— 13, № 10.
5. Suchoski P. G. and Ramaswamy R. V. Minimum-mode-size low-loss Ti:LiNbO<sub>3</sub> channel waveguides for efficient modulator operation at 1.3 μ // IEEE J. of Quantum Electron.— 1987.— QE-23, N 10.— P. 1673.
6. Holmes R. J., Smyth D. M. Titanium diffusion into LiNbO<sub>3</sub> as a function of stoichiometry // J. Appl. Phys.— 1984.— 55, N 10.— P. 3531.
7. Зилинг К. К., Плогников А. Е., Покровский Л. Д. и др. Диффузия титана в приповерхностные слои ниобата лития // Поверхность. Физика, химия, механика.— 1984.— № 2.
8. Burns W. K., Klein P. H., West E. J. Diffusion in Ti:LiNbO<sub>3</sub> planar and channel optical waveguides // J. Appl. Phys.— 1979.— 50, N 10.— P. 6175.
9. Сотский А. Б. К теории электрооптических модуляторов на диффузионных полосовых оптических волноводах.— Минск, 1982.— (Препр./АН БССР. ИФ; 271).
10. Васильев В. В., Зилинг К. К., Тишкова Л. В. Использование обобщенных параметров для описания дисперсионных характеристик канальных волноводов // Квантовая электрон.— 1986.— 13, № 7.
11. Гончаренко А. М., Карпенко В. А., Могилевич В. Н., Сотский А. Б. Методы приближенного разделения переменных в теории слабосодородных оптических волноводов // Журн. прикл. спект.— 1986.— XLV, № 1.
12. Сотский А. Б., Столяров Ю. Д., Сотская Л. И. Исследование гребенчатых диэлектрических волноводов.— Минск, 1985.— (Препр./АН БССР. ИФ; 362).
13. Fouchet S., Careneo A., Daguet C. e. a. Wave-length dispersion of Ti: induced of diffusion parameters // J. of Lightwave Tech.— 1987.— LT-5, N 5.— P. 700.

14. Агучин В. В., Зилинг К. К., Покровский Л. Д. Диффузия титана в  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiTaO}_3$  из поверхностного источника // Поверхность. Физика, химия, механика.— 1987.— № 8.
15. Шевченко В. В. Методы формул сдвига в теории диэлектрических волноводов и волоконных световодов // Радиотехника и электроника.— 1986.— 31, № 5.
16. Зайдель А. Н. Ошибки измерений физических величин.— Л.: Наука, 1974.
17. Худсон Д. Статистика для физиков: Пер. с англ.— М.: Мир, 1970.

*Поступила в редакцию 19 декабря 1988 г.*

УДК 535.317.2 : 681.786.23

Е. Н. БОГОМОЛОВ, В. Н. ВЯЗАНИЦИ, Н. И. ЕВСЕЕНКО, Ю. П. КОРОНИИ,  
Б. Е. КРИВЕНКОВ, Е. Б. КУКАРКИНА, В. А. ПРОШИНА, И. В. ЯРОСЛАВЦЕВ  
(Новосибирск)

### УСТАНОВКА КОНТРОЛЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КВАРЦЕВЫХ ТРУБ

**Введение.** Исходным материалом для изготовления волоконно-оптических световодов являются опорные трубы длиной 1250 мм из прозрачного кварцевого стекла. Неравномерность диаметра и толщины стенки трубы вызывает при изготовлении световода нарушение формы профиля показателя преломления и как следствие рост дисперсии и затухания при распространении света в волокне, поэтому на геометрические размеры опорных труб накладываются жесткие ограничения.

Допуски для опорной трубы первой категории в зависимости от номинальных значений диаметра (от 17 до 25 мм) и толщины стенки (от 1,2 до 2,8 мм) составляют: на наружный диаметр  $\pm(150-300)$  мкм; на толщину стенки  $\pm(30-50)$  мкм; на отклонение от прямолинейности оси трубы 1,25 мм. Следовательно, погрешность контрольно-измерительного оборудования должна быть не более  $\pm 10$  мкм при измерении толщины стенки и порядка  $\pm 20$  мкм при измерении диаметра трубы, причем наблюдается тенденция увеличения диаметра до 40 мм.

За рубежом для контроля геометрических размеров опорных труб используются автоматизированные измерительные системы фирм «ОРТЕС» (ФРГ) и «Special Gas Controls» с оптическими датчиками GG1005 фирмы «ВЕТА» (Англия). Однако низкая производительность (5—15 мин на измерение одной трубы) и высокая стоимость установок препятствуют их внедрению в отечественную промышленность.

В настоящей статье описана высокопроизводительная установка контроля геометрических размеров опорных труб «Родник», созданная с использованием разработанных в СО АН СССР оригинального фотоприемного модуля и модуля цифровой обработки видеосигнала, сопрягаемого с шиной микроЭВМ типа «Электроника 60».

**Структурная схема** (рис. 1). Установка содержит два оптических канала 2 и 3, обеспечивающих независимое измерение диаметра и толщины стенки трубы. Для измерения толщины стенки использован метод отражения от передней и задней поверхностей [1], основанный на освещении трубы наклонно падающим пучком света и измерении расстояния между лучами, отраженными от наружной и внутренней поверхностей прозрачной стенки. В канале наружного диаметра использован метод формирования оптического изображения [2] с инфракрасным источником, равномерно освещающим зону измерения параллельным пучком излучения, хорошо зарекомендовавший себя в фотодиодном измерителе размеров «Сенсор» [3].

© 1990 Богомолов Е. Н., Вязаници В. Н., Евсеевко П. И., Коронии Ю. П., Кривенков Б. Е., Кукаркина Е. Б., Прошина В. А., Ярославцев И. В.