

01; 07

## ДВУХСЛОЙНЫЕ ВОЛНОВОДЫ С ГОФРИРОВАННЫМИ ГРАНИЦАМИ И ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕТА ИЗ НИХ

*И. А. Авруцкий, Г. А. Буфетова, В. А. Сычугов,  
А. В. Тищенко, Т. Ю. Ярошенко*

В рамках ВКБ приближения получены соотношения, определяющие потери света в пленочно-диффузионных волноводах с гофрированными границами. Приведена зависимость этих потерь от толщины слоя, нанесенного на диффузионный волновод. Представлена экспериментальная методика определения основной характеристики (параметра  $L$ ) диффузионного волновода. Показана ее работоспособность в случае составных волнопроводов.

### Введение

Задача о выводе света из диэлектрического волновода с помощью гофрировки одной из его границ решалась уже не раз [1]. Анализ результатов решения этой задачи показывает, что однослойные волноводы, полученные методами термодиффузии или ионного обмена, не могут обеспечить достаточно малых длин вывода излучения, что часто требуется на практике. В связи с этим в последнее время все большее внимание привлекают так называемые составные волноводы, т. е. такие диффузионные волноводы, на поверхность которых нанесен тонкий слой диэлектрика с высоким показателем преломления. Сам по себе этот слой не является волноводом, т. е. толщина его обычно меньше критической, но длина вывода излучения из составного гофрированного волновода может существенно изменяться. Практически важной задачей в силу вышесказанного является расчет длины связи для таких волнопроводов.

### 1. ВКБ приближение в задаче о гофрированном волноводе

Для решения этой задачи воспользуемся методом, изложенным в работе [2] и позволяющим найти потери в волноводах за счет излучения света на решетке путем определения двух независящих друг от друга величин, одна из которых характеризует волновод, а другая представляет собой дифракционную эффективность решетки. Кратко суть метода напомним на примере диффузионного волновода. Для такого волновода дисперсионное уравнение для  $TE$ -волн в ВКБ приближении имеет вид

$$R_{02} \exp \left\{ 2i \left( k \int_0^{\gamma} \sqrt{n^2(x) - n^{*2}} dx - \frac{\pi}{4} \right) \right\} = 1, \quad (1)$$

где  $R_{02} = (N_0^0 - iN_2^0)/(N_0^0 + iN_2^0)$  — амплитудный коэффициент отражения света на границе сред с показателем преломления  $n_0$  и  $n_2$ ,  $N_0^0 = \sqrt{n_0^2 - n^{*2}}$ ,  $N_2^0 = \sqrt{n^{*2} - n_2^2}$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны света в вакууме,  $n(x)$  — распределение показателя преломления в диффузионном волноводе,  $n^*$  — эффективный показатель преломления,  $n_0 = n(0)$ ,  $\gamma$  — координата точки поворота, т. е.  $n(\gamma) = n^*$ .

Записанное через модуль и фазу уравнение (1) преобразуется к виду

$$|R_{02}| e^{i\varphi} = 1, \quad (2)$$

где  $\varphi$  в случае  $TE$ -мод имеет вид

$$\varphi = 2k \int_0^{\gamma} \sqrt{n^2(x) - n^{*2}} dx - 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \sqrt{\frac{n^{*2} - n_0^2}{n_0^2 - n^{*2}}} - 2\pi(m + 1/4). \quad (3)$$

Учет потерь в волноводе приводит к тому, что  $n^*$  приобретает комплексную добавку, связанную с коэффициентом потерь  $\alpha$  следующим образом:

$$\alpha = 2k \operatorname{Im}(n^*), \quad (4)$$

при этом модуль  $|R_{02}|$  становится меньше единицы. Методом теории возмущений можно установить связь коэффициента потерь с геометрическими и оптическими параметрами волновода

$$\alpha = \frac{\ln |R_{02}|^2}{L}, \quad (5)$$

где  $L = -\partial\varphi/\partial(kn^*)$ .

С точки зрения оптико-геометрического подхода величина  $L$  представляет собой длину отрезка, ограниченного сопряженными точками отражения луча от границы раздела сред (2—0) при зигзагообразном распространении его в волноводе. Для диффузионного волновода

$$L_{\text{дифф}} = L_1 + L_2 = 2n^* \int_0^{\gamma} \frac{dx}{\sqrt{n^2(x) - n^{*2}}} + \frac{2n^*}{kN_0^2 N_2^2}. \quad (6)$$

Если потери в волноводе обусловлены излучением света на гофре, то  $|R_{02}|^2 = 1 - \eta$ , где  $\eta$  — дифракционная эффективность решетки, равная отношению потока продифрагировавшего света во все порядки дифракции к падающему потоку. Коэффициент потерь при этом будет определяться соотношением

$$\alpha = \eta/L. \quad (7)$$

Аналогичное соотношение справедливо и для тонкопленочного волновода. Например, в случае излучения света в обе прилегающие к пленке среды

$$\alpha = (\eta_1 + \eta_2)/L_{\text{тонк}}, \quad (8)$$

где  $\eta_1$  и  $\eta_2$  — дифракционные эффективности решетки, обусловленные выводом света в прилегающие среды с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$  соответственно.

При гофрировании границы сред с показателями преломления  $n_0$  и  $n_2$

$$\eta_1 = |a_{-1}|^2 \frac{N_1^{-1}}{N_0^2} \bar{f}(r_1, r_2, \Delta_1), \quad \eta_2 = |a_{-1}|^2 \frac{N_2^{-1}}{N_0^2} \bar{f}(r_1, r_2, \Delta_1) \quad (9)$$

и при гофрировании границ сред с  $n_0$  и  $n_1$

$$\eta_1 = |a'_{-1}|^2 \frac{N_1^{-1}}{N_0^2} \bar{f}(r_2, r_1, \Delta_1), \quad \eta_2 = |a'_{-1}|^2 \frac{N_2^{-1}}{N_0^2} \bar{f}(r_2, r_1, \Delta_1), \quad (9a)$$

где  $\bar{f}$  и  $\bar{f}$  — интерференционные множители, возникающие в результате многократных отражений дифракционных волн на границах волноводной пленки, причем

$$\bar{f}(r_1, r_2, \Delta_1) = \left| \frac{1+r_1}{1-r_1 r_2 \exp(i\Delta_1)} \right|^2, \quad \bar{f}(r_1, r_2, \Delta_1) = \left| \frac{1+r_1 \exp(i\Delta_1)}{1-r_1 r_2 \exp(i\Delta_1)} \right|^2. \quad (10)$$

Коэффициент отражения  $r_1$  и  $r_2$  дифрагировавшего света на границе раздела сред (0—1) и (0—2) соответственно равны  $r_{1,2} = (N_0^{-1} - N_{1,2}^{-1}) / (N_0^{-1} + N_{1,2}^{-1})$ ,  $N_{1,2}^{-1} = \sqrt{n_{1,2}^2 - (n^* - N)^2}$ ,  $N = \lambda/\Lambda$ ,  $\Lambda$  — период гофрировки,  $\Delta_1$  — набег фазы

между двумя последовательными отражениями продифрагировавшего света от какой-либо из границ пленки с толщиной  $h$ . Если излучение света происходит в обе прилегающие среды, то  $\Delta_1 = 2kN_0^{-1}$ , и  $\Delta_1 = 2(khN_0^{-1} - \text{arctg } |N_2^{-1}/N_0^{-1}|)$ , если свет излучается только в подложку.  $a_{-1}$  и  $a'_{-1}$  — амплитуды волн, продифрагировавших в направлении подложки ( $n_1$ ), в случае  $TE$ -волн они равны соответственно амплитудам  $b_{-1}$  и  $b'_{-1}$  волн, продифрагировавших в направлении от подложки [3].

Рассмотрим теперь диффузионный волновод, на поверхность которого нанесена тонкая пленка ( $h < h_{\text{кр}}$ ) с показателем преломления  $n_0$ , большим, чем  $n(0) = n_1$  на поверхности волновода. Дисперсионное уравнение такого комбинированного волновода имеет вид [4]

$$R_{\text{ср}} \exp \left\{ 2i \left( k \int_0^{\gamma} \sqrt{n^2(x) - n^{*2}} dx - \frac{\pi}{4} \right) \right\} = 1, \quad (11)$$

где

$$R_{\text{ср}} = \frac{-R_{01} + R_{02} \exp(2ikhN_0^0)}{1 - R_{01}R_{02} \exp(2ikhN_0^0)}.$$

Для величины  $R_{\text{ср}}$  справедливо равенство  $|R_{\text{ср}}| = 1$ , если в волноводе нет потерь. В случае гофрировки одной из границ составного волновода возникают излучательные потери, величина которых определяется формулой

$$\alpha = \frac{\ln |R_{\text{ср}}|^2}{L_{\text{сост}}}, \quad (12)$$

где величина  $L_{\text{сост}} = -\partial \varphi_{\text{сост}} / \partial (kn^*)$ , а фаза  $\varphi_{\text{сост}}$  находится из дисперсионного уравнения вида

$$|R_{\text{ср}}| e^{i\varphi_{\text{сост}}} = 1,$$

при этом учитывается, что  $R_{\text{ср}} = |R_{\text{ср}}| e^{i \arctg \psi}$ , где

$$\psi = \frac{2 \sin \Delta_0 N_0^0 N_1^0}{\cos \Delta_0 [(N_0^0)^2 + (N_1^0)^2] - (N_0^0)^2 + (N_1^0)^2}. \quad (13)$$

Величина  $\Delta_0 = 2(khN_0^0 - \text{arctg } N_2^0/N_0^0)$  — набег фазы между двумя последовательными отражениями волноводного луча от границы сред (2—0), параметр  $N_1^0 = \sqrt{n_1^2 - n^{*2}}$ . Таким образом, для составного волновода

$$\varphi_{\text{сост}} = 2k \int_0^{\gamma} \sqrt{n^2(x) - n^{*2}} dx + \text{arctg } \psi - 2\pi \left( m + \frac{1}{4} \right), \quad (14)$$

а параметр  $L_{\text{сост}}$  будет определяться выражением

$$L_{\text{сост}} = 2 \int_0^{\gamma} \frac{n^* dx}{\sqrt{n^2(x) - n^{*2}}} - \frac{2n^* [\sin \Delta_0 (n_0^2 - n_1^2) N_2^0 - 2(1 + khN_2^0) (N_1^0)^2 (N_0^0)]}{kN_0^0 N_1^0 N_2^0 [(N_0^0)^2 + (N_1^0)^2 - \cos \Delta_0 (n_0^2 - n_1^2)]}. \quad (15)$$

Отметим, что при толщине слоя, равной нулю, выражение (14) переходит в формулу (6), при этом, естественно, следует учесть, что  $n_0 \rightarrow n_1$  и  $N_0^0 \rightarrow N_1^0$ .

Если толщина слоя, нанесенного на диффузионный волновод, не превышает критической величины и при этом выполняется соотношение  $khN_0^0 \ll 1$ , то формула (14) может быть записана в более простом виде.

Таким образом, зная профиль показателя преломления диффузионного волновода, можно по формуле (14) рассчитать параметр комбинированного пленочно-диффузионного волновода.

## 2. Расчет дифракционной эффективности

Для расчета коэффициента излучательных потерь в составном гофрированном волноводе необходимо теперь определить дифракционную эффективность  $\eta_{\text{ср}}$ . Рассмотрим два случая: 1) гофрирована граница пленки с воздухом и 2) гофри-

рована граница пленки и диффузионного волновода. В этих двух случаях необходимо учитывать многократные преобразования в слое как дифрагированных на решетке волн, так и падающей волны (являющейся модой комбинированного волновода). Для определения  $\eta_{с.л}$  можно воспользоваться соотношениями (9), (9а), если учесть, что в случае составного волновода с решеткой будет взаимодействовать волна, отличающаяся по амплитуде от волны падающей на слой.

В первом случае (гофр со стороны воздуха) дифракционная эффективность слоя будет равна

$$\eta_{с.л} = |a_{-1}|^2 \left\{ \frac{N_1^{-1}}{N_0^0} \tilde{f}(r_1, r_2, \Delta_1) + \frac{N_2^{-1}}{N_0^0} \tilde{f}(r_1, r_2, \Delta_1) \right\} |A_0|^2, \quad (16)$$

где учтено, что  $a_{-1} = b_{-1} = -(k\sigma/2)(N_0^{-1} - N_2^{-1})(2N_0^0/N_0^0 + N_2^0)$ . Здесь  $\sigma$  — глубина гофра и  $A_0$  — амплитуда волны, падающей на гофрированную границу слоя.

Амплитуду падающей на гофр волны можно найти, воспользовавшись рис. 1, а и следующими соотношениями:

$$A_0 = a_0 + s_0 R_{01} e^{i\Delta_0} = s_0 (R_{02})^{-1} \quad a_0 = T_{10} c_0 \quad \Delta_0 = 2khN_0^0, \quad (17)$$

где  $s_0$  — амплитуда волны, отраженной от границы сред (2—0);  $R_{01}$  — коэффициент отражения света от границы среды (0—1), равный

$$R_{01} = (N_0^0 - N_1^0)/(N_0^0 + N_1^0),$$

$T_{10}$  — коэффициент прохождения света через границу сред (1—0);  $T_{10} \approx 1 - R_{01}$ ;  $c_0$  — амплитуда единичной волны, падающей на слой.

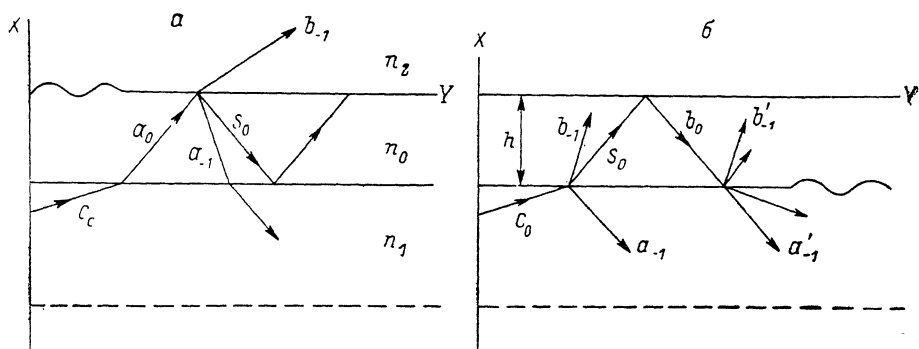


Рис. 1. Схема распространения волн в комбинированном волноводе.

а — гофр на границе воздух—пленка, б — гофр на границе пленка—диффузионный волновод.

Из соотношения (17) для  $A_0$  получаем

$$A_0 = \frac{c_0 T_{10}}{1 - R_{01} e^{i\Delta_0}},$$

что с учетом равенства  $c_0 = 1$  дает

$$\eta_{с.л} = |a_{-1}|^2 \left| \frac{1 - R_{01}}{1 - R_{01} e^{i\Delta_0}} \right|^2 \left\{ \frac{N_1^{-1}}{N_0^0} \tilde{f}(r_1, r_2, \Delta_1) + \frac{N_2^{-1}}{N_0^0} \tilde{f}(r_1, r_2, \Delta_1) \right\}. \quad (18)$$

Во втором случае (гофр на границе пленка—диффузионный волновод) расчет  $\eta_{с.л}$  несколько сложнее, так как в этом случае с гофром взаимодействуют две волны  $c_0$  и  $b_0$  (рис. 1, б). Амплитуды дифрагировавших волн при этом будут равны

$$a_{-1} = b_{-1} = -\frac{k\sigma}{2} (N_1^{-1} - N_0^{-1}) \frac{2N_1^0}{N_0^0 + N_2^0} c_0, \\ a'_{-1} = b'_{-1} = \frac{k\sigma}{2} (N_0^{-1} - N_1^{-1}) \frac{2N_0^0}{N_0^0 + N_1^0} b_0. \quad (19)$$

а дифракционная эффективность  $\eta_{с.1}$ , выраженная через эти волны, будет иметь следующий вид:

$$\eta_{с.1} = |a_{-1} + a'_{-1}|^2 \left\{ \frac{N_1^{-1}}{N_1^0} \tilde{f}(r_2, r_1, \Delta_1) + \frac{N_2^{-1}}{N_1^0} \tilde{f}(r_2, r_1, \Delta_1) \right\}. \quad (20)$$

Связь волн  $c_0$  и  $b_0$  найдем из соотношений (рис. 1, б)

$$b_0 R_{01} + c_0 T_{10} = s_0, \quad s_0 e^{i\Delta_0} = b_0, \quad b_0 = \frac{c_0 T_{10} e^{i\Delta_0}}{1 - R_{01} e^{i\Delta_0}}, \quad (21)$$

где  $s_0$  — волна, падающая на границу сред (2—0). Теперь можно записать, что

$$a_{-1} + a'_{-1} = a_{-1} \left[ 1 + \frac{1 + R_{01}}{1 - R_{01}} \cdot \frac{(1 - R_{01}) e^{i\Delta_0}}{1 - R_{01} e^{i\Delta_0}} \right] = a_{-1} \frac{1 + e^{i\Delta_0}}{1 - R_{01} e^{i\Delta_0}}. \quad (22)$$

С учетом формулы (22) выражение для дифракционной эффективности слоя будет иметь следующий вид:

$$\eta_{с.1} = |a_{-1}|^2 \left| \frac{1 + e^{i\Delta_0}}{1 - R_{01} e^{i\Delta_0}} \right|^2 \left\{ \frac{N_1^{-1}}{N_1^0} \tilde{f}(r_2, r_1, \Delta_1) + \frac{N_2^{-1}}{N_1^0} \tilde{f}(r_2, r_1, \Delta_1) \right\}. \quad (23)$$

### 3. Расчет излучательных потерь в составном волноводе

При изготовлении комбинированных волноводов обычно бывают известны показатели преломления пленки  $n_0$ , толщина  $h$  ее, показатель преломления прилегающей среды  $n_2$ , глубина гофра  $\sigma$ , поэтому не представляет трудностей рас-

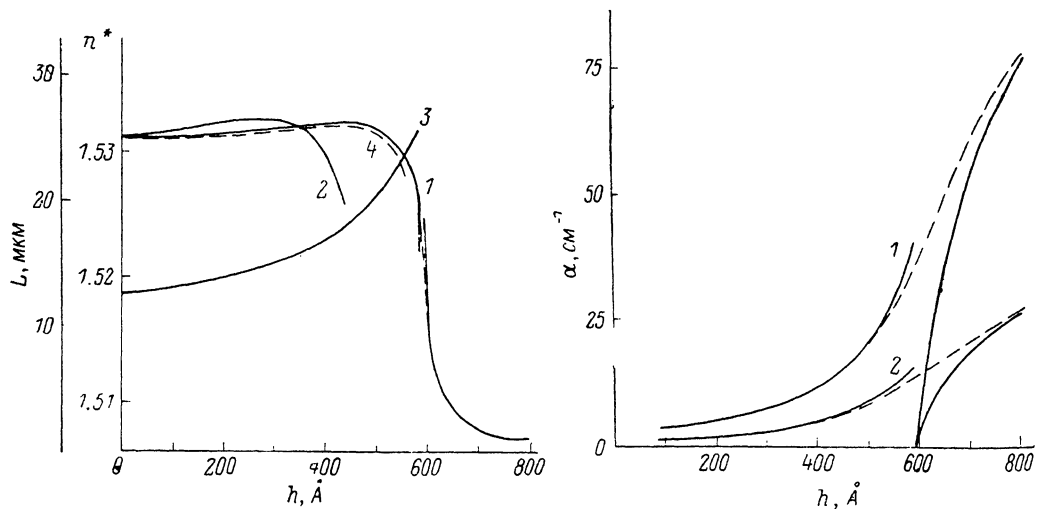


Рис. 2. Зависимость параметра  $L$  от толщины пленки для пленочно-диффузионного волновода. 1 —  $n_2 = 1$ , 2 — 1.33, 3 —  $n^*(h)$ .

Рис. 3. Зависимость коэффициента затухания света в гофрированном пленочно-диффузионном волноводе.

считать дифракционную эффективность слоя  $\eta_{с.1}$ . Известную трудность представляет расчет параметра  $L_1$ , поскольку должен быть известен профиль показателя преломления диффузного волновода. Реально получаемые профили имеют сложную форму, и величина  $L_1$  в общем случае может быть рассчитана лишь приблизительно. Для некоторых профилей, например линейного и параболического, в ВКБ приближении можно получить аналитические выражения для  $L_1$ . Проиллюстрируем числовым примером зависимости  $L_{с.ст}$  и  $\alpha$  от толщины  $h$  для линейно-параболического профиля показателя преломления диффузионного волновода

$$n^2(x) = n_1^2 - (n_1^2 - n_\infty^2) \left[ \frac{x}{d} + b \left( \frac{x}{p} \right)^2 \right], \quad (24)$$

где положим, что  $n_1 = 1.542$ ,  $n_\infty = 1.512$ ,  $d = 2$  мкм,  $b = 0.64$ ,  $n_2 = 1$ ,  $\lambda = 0.63$  мкм,  $n_0 = 2$ ,  $\Lambda = 0.4$  мкм ( $\sigma = 0.01$  мкм).

На рис. 2 показана зависимость параметра  $L_{\text{сосг}}$  от толщины нанесенной на поверхность диффузионного волновода пленки, из которой видно, что по мере увеличения  $h$  величина  $L_{\text{сосг}}$  падает и при  $h > h_{\text{кр}}$  она совпадает с величиной  $L_{\text{тонк}}$  для тонкопленочного волновода. Вблизи критической толщины параметр  $L_{\text{сосг}}$  вычислить по формуле (14) невозможно, так как при этом ВКБ приближение не работает. При толщинах пленки, приближающихся к значению  $h_{\text{кр}}$ , параметр  $L_{\text{сосг}}$ , определенный по формуле (14), стремится к нулевой величине, в то время как параметр  $L_{\text{тонк}}$  для тонкопленочного волновода при этом беспредельно увеличивается. Реально же в окрестности  $h_{\text{кр}}$  изменение величины  $L_{\text{сосг}}$  можно описать, как это будет ясно из нижеследующего, представленной на рис. 2 кривой 4. На рис. 3 показаны зависимости коэффициентов излучательных потерь в гофрированном комбинированном волноводе в зависимости от толщины пленки. Кривая 1 соответствует гофрировке границы пленка—воздух и кривая 2 — границе пленка—диффузионный волновод. Штриховой линией представлены точные зависимости  $\alpha(h)$ , рассчитанные на основе волнового подхода, позволяющего получить значение коэффициента излучательных потерь вблизи критических толщин пленки [5]. При малых значениях  $h$  величина  $\alpha$ , рассчитанная по формуле (12), достаточно хорошо совпадает с точным значением, затем различие увеличивается, достигая 10—15 %, а уже в окрестности  $h_{\text{кр}}$  соотношение (12) не работает. При  $h > h_{\text{кр}}$  для определения  $\alpha$  в комбинированном волноводе можно пользоваться соотношениями, полученными для тонкопленочного волновода [1].

#### 4. Экспериментальная методика определения параметра

Как уже отмечалось выше в реальной ситуации параметр  $L$  рассчитать сложно, поэтому представляет определенный интерес экспериментальный метод определения этого параметра. Возможность реализации такого метода возникает в связи с тем, что параметр  $L$  слабо меняется при изменении показателя преломления  $n_2$  прилегающей среды (рис. 2), а также в силу того, что параметр  $L$  представляет собой производную по  $kn^*$  от дисперсионного уравнения (11), записанного в виде

$$F(n_0, n_1, n_2, n^*, n(x), h, m) = 0, \quad (25)$$

а именно:

$$L = -\partial F / \partial (kn^*). \quad (26)$$

Поскольку справедливо соотношение

$$\frac{\partial F}{\partial n^*} = -\frac{\partial F}{\partial \xi} \frac{dn^*}{d\xi}, \quad (27)$$

то, выбирая в качестве переменной величины показатель преломления  $n_2$  (можно взять  $h$  или  $m$ ), получим

$$L_{\text{сосг}} = \frac{1}{k} \frac{\partial (\text{arc tg } \psi)}{\partial n_2} \frac{dn^*}{dn_2}. \quad (28)$$

Для практического использования выражение (28) удобно записать через конечные разности

$$L_{\text{сосг}} = \frac{1}{k(n_a^* - n_b^*)} \{ \text{arc tg } \psi(n_b) - \text{arc tg } \psi(n_a) \}, \quad (29)$$

где  $n_{a,b}^*$  — эффективные показатели преломления волновода, полученные при двух разных значениях показателя преломления прилегающей среды  $n_2 = n_a$  и  $n_2 = n_b$ .

В случае диффузионного или тонкопленочного волновода формула (28) принимает вид

$$L_a = \frac{2}{k(n_a^* - n_b^*)} \left\{ \arctg \sqrt{\frac{n_a^{*2} - n_b^2}{n_0^2 - n_a^{*2}}} - \arctg \sqrt{\frac{n_a^{*2} - n_a^2}{n_0^2 - n_a^{*2}}} \right\}. \quad (30)$$

Для проверки метода определения  $L$  первоначально был взят тонкопленочный волновод, для которого величина  $L_{\text{тонк}}$  может быть точно посчитана по формуле

$$L_{\text{тонк}} = \frac{2n^*}{\sqrt{n_0^2 - n^{*2}}} \left\{ h + \frac{1}{k \sqrt{n^{*2} - n_1^2}} + \frac{1}{k \sqrt{n^{*2} - n_1^2}} \right\}. \quad (31)$$

Волновод был образован пленкой  $\text{SiO}_2$  ( $n_0=1.46606$ ), нанесенной на подложку  $\text{CaF}_2$  ( $n_1=1.4328$ ). Толщина пленки составляла  $h=1.9727$  мкм и в ней могли распространяться две  $TE$ -моды с длиной волны света  $\lambda=0.63$  мкм. Точные значения параметров волновода были определены из измерений  $n^*$  на воздухе ( $n_2=1$ ) и из решения дисперсионных уравнений. Затем измерения  $n^*$  осуществлялись с использованием иммерсионной жидкости, а именно воды ( $n_2=1.33$ ) [6]. Измеренные значения  $n^*$ , а также точные и приближенные (найденные из (30)) величины  $L$  приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

$m$ моды	$n^*$		$\Delta n^*$	$L$ , мкм	$\tilde{L}$ , мкм
	$n_2 = 1$	$n_2 = 1.3318$			
1	1.46013	1.46044	$31 \cdot 10^{-5}$	53.77	56.93
2	1.44314	1.44436	$122 \cdot 10^{-5}$	29.66	29.59

Погрешность определения  $\tilde{L}$  зависит от погрешности измерения разности  $\Delta n^*$  и составляет  $\sim 10\%$  для первой моды и  $\sim 3\%$  для второй. Следовательно, приближенные значения  $\tilde{L}$  совпадают с точными  $L$  в пределах ошибки измерений.

Для обоснования применимости данной методики к диффузионным волноводам сначала был изучен многомодовый волновод ( $m=11$ ), полученный методом ионного обмена в расплаве  $\text{AgNO}_3\text{—NaNO}_3$  (2 вес. %  $\text{AgNO}_3$ ) с  $T=315^\circ\text{C}$  на стеклянных пластинах. Параметр  $L$  определялся тремя способами. Приближенное значение  $L$  рассчитывалось по формуле (30) с использованием значений  $n^*$ , полученных при  $n_2=1$ , 1.4691 (глицерин). Во втором способе использовалась

Т а б л и ц а 2

$m$	$n^*$		$\Delta n^*$	$L$	$L = -\lambda \left(\frac{dn^*}{dm}\right)^{-1}$	$L^{\text{теор}}$
	$n_2 = 1$	$n_2 = 1.469$				
1	1.56621	1.56664	$43 \cdot 10^{-5}$	71.4	88.69	79.36
2	1.55950	1.55990	$40 \cdot 10^{-5}$	106.3	100.68	98.53
3	1.55364	1.55410	$46 \cdot 10^{-5}$	110.9	111.90	109.47
4	1.54819	1.54867	$48 \cdot 10^{-5}$	121.4	118.61	117.03
5	1.54297	1.54348	$51 \cdot 10^{-5}$	127.3	123.11	122.73
6	1.53791	1.53844	$53 \cdot 10^{-5}$	134.3	126.31	127.24
7	1.53295	1.53348	$53 \cdot 10^{-5}$	145.7	128.88	130.92
8	1.52809	1.52870	$61 \cdot 10^{-5}$	136.1	132.52	133.99
9	1.52340	1.52398	$58 \cdot 10^{-5}$	153.2	139.38	136.54
10	1.51901	1.51958	$57 \cdot 10^{-5}$	165.4	151.57	138.62
11	1.51505	1.51561	$56 \cdot 10^{-5}$	177.5	168.97	140.29

зависимость  $n^*$  от порядка моды  $m$ , при этом параметр  $L$  вычисляется по формуле

$$L = -\frac{2\pi}{k} \frac{dn^*}{dm}. \quad (32)$$

Производные  $dn^*/dm$  определялись путем кусочно-параболической аппроксимации зависимости  $n^*(m)$ . Наконец в третьем способе вычисления  $L^{\text{теор}}$  проводились по формуле (6) с использованием зависимости  $x(n)$ , полученной традиционным способом [7]. Обычно  $L_{\text{МКМ}}$  в диффузионных волноводах указанного выше типа профиль показателя преломления хорошо описывается функцией вида (24). Параметры  $n_1$ ,  $b$  и  $d$  в зависимости (24), оптимизированные по методу наименьших квадратов, имели следующие значения:  $n_1=1.57426$ ,  $b=0.73$ ,  $d=16.77$ . Все измеренные значения  $n^*$  и рассчитанные различными способами параметры  $L$  приведены в табл. 2.

Для наглядности на рис. 4 представлена зависимость  $L$  от порядка

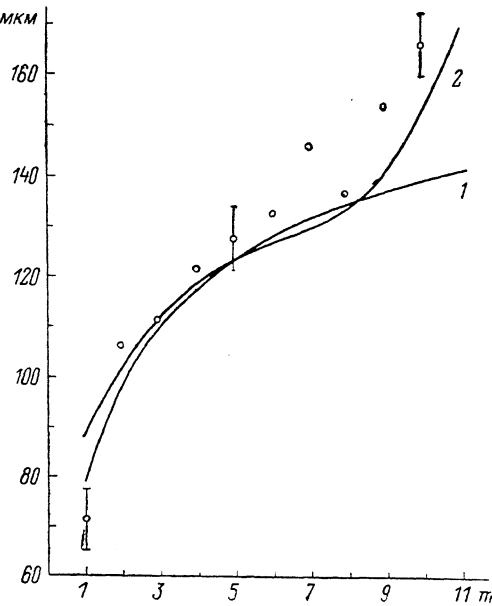


Рис. 4. Величина параметра  $L$  в зависимости от номера моды для многомодового ( $m=11$ ) диффузионного волновода.

Кружки — экспериментальные значения  $L$ , 1 — расчет  $L(m)$  при линейно-параболической аппроксимации профиля, 2 — расчет по формуле (32).

моды. Совпадение  $L$  в пределах ошибки измерения наблюдается для всех мод, кроме мод высшего порядка. Расхождение кривых при  $m=9, 10, 11$  объясняется отличием истинного распределения  $n(x)$  от полинома (24) в глубине волновода.

Аналогичные исследования, включая численный расчет  $n(x)$ , были проведены и для волновода с числом мод  $m=4$ . Параметры модельного полинома (24) в этом случае имели следующие значения:  $n_1=1.57389$ ,  $b=0.65$  и  $d=15.52$ . Результаты измерения  $n^*$  и расчетов  $L$  представлены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3

$m$	$n^*$		$\Delta n^*$	$L$	$L = -\lambda \left(\frac{dn^*}{dm}\right)^{-1}$	$L^{\text{теор}}$
	$n_2 = 1$	$n_2 = 1.469$				
1	1.55638	1.55743	$105 \cdot 10^{-5}$	42.3	39.28	35.79
2	1.54090	1.54229	$139 \cdot 10^{-5}$	46.7	42.61	43.00
3	1.522668	1.52834	$166 \cdot 10^{-5}$	49.5	47.47	46.69
4	1.51424	1.51578	$154 \cdot 10^{-5}$	63.7	54.79	48.83

Рассмотренная методика оценки параметра  $L$  может быть использована и в случае маломодовых волноводов ( $m=3, 2, 1$ ). Сложность излучения одномодовых структур состоит в том, что трудно сделать какие-либо заключения о величине показателя преломления  $n(0)=n_1$  на поверхности диффузионного волновода. В случае многомодовых волноводов  $n_1$  можно оценить по характеру зависимости  $(n_{m+1}^* - n_m^*)$  от  $m$  [8].

Путем создания на поверхности маломодового диффузионного волновода вспомогательного пленочного волновода с показателем преломления  $n_0 > n_1$  и с числом мод не менее 3 можно оценить величину  $n_1$  [6].



Существуют и другие способы оценки  $n_1$ , однако важно отметить, что погрешность в определении параметра  $L$  слабо зависит от точности нахождения  $n(0) = n_1$ , также как и от точности определения показателей преломления граничных сред. Последние достаточно определить с точностью до  $10^{-3}$ . В нашем случае все волноводы были изготовлены в едином технологическом цикле, варьировалось лишь время диффузии, поэтому можно считать  $n(0)$  одинаковым для всех волноводов, тем более, что для волноводов с  $m=11$  и  $4$   $n(0)$  совпадают в пределах  $3.5 \cdot 10^{-4}$ . Результаты измерений и расчетов для маломодовых волноводов представлены в табл. 4—6. Расчеты  $\bar{L}$ , проведенные для двух значений  $n(0)$ , иллюстрируют слабое влияние выбора  $n(0)$ .

Т а б л и ц а 4

m моды	n*		$\Delta n^*$	L	
	$n_2 = 1$	$n_2 = 1.4691$		$n_0 = 1.574$	$n_0 = 1.5735$
1	1.55329	1.55474	$145 \cdot 10^{-5}$	33.10	32.74
2	1.53557	1.53745	$188 \cdot 10^{-5}$	37.59	37.43
3	1.51978	1.52189	$211 \cdot 10^{-5}$	42.64	42.55

Т а б л и ц а 5

m моды	n*		$\Delta n^*$	L	
	$n_2 = 1$	$n_2 = 1.4691$		$n_0 = 1.474$	$n_0 = 1.5735$
1	1.54103	1.54393	$290 \cdot 10^{-5}$	21.23	21.10
2	1.51370	1.51677	$307 \cdot 10^{-5}$	31.24	31.19

Т а б л и ц а 6

m моды	n*		$\Delta n^*$	L	
	$n_2 = 1$	$n_2 = 1.4691$		$n_0 = 1.574$	$n_0 = 1.5735$
1	1.53853	1.54156	$303 \cdot 10^{-5}$	21.30	21.18

Отметим здесь, что при определении параметра  $\bar{L}$  маломодовых диффузионных волноводов не требуется искать профиль  $n(x)$ , но тем не менее параметр  $L$  неявно содержит информацию об истинной форме профиля показателя преломления. В этом состоит основное достоинство характеристики диффузионных волноводов с помощью параметра  $L$ .

Изложенная выше методика была использована и для определения параметра  $L$  комбинированного пленочно-диффузионного волновода. Диффузионный волновод был получен методом ионного обмена в расплаве чистого  $\text{AgNO}_3$  при  $T=215$  °C. Время диффузии равнялось 5 мин. При этих условиях формируется одномодовый волновод с  $n(0)=1.6010$  на длине волны света  $\lambda=0.63$  мкм. На поверхность диффузионного волновода напылялся слой  $\text{ZnS}$  ( $n_0=2.35$ ) толщиной  $h=250$  Å. При изменении эффективных показателей преломления были получены следующие значения  $n^*$ : без иммерсии на воздухе ( $n_2=1$ )  $n^*=1.5436$ , с водой в качестве иммерсии ( $n_2=1.33$ )  $n^*=1.5485$ . Расчет  $L$  по формуле (29) с использованием этих значений дает величину  $L$ , равную 20 мкм.

В силу того что трудно найти жидкости с показателями преломления, близкими к единице, иммерсионный способ оценки параметра  $L$  пленочно-диффузионного волновода имеет ограниченное применение. Это видно из рис. 12. Более универсальным в этом отношении является способ оценки  $L$  посредством

вариа́ции толщины  $h$  напыляемой на диффузионный волновод пленки. Если измерены толщины пленок и эффективные показатели преломления полученных пленочно-диффузионных волноводов, то расчет  $L$  проводится по формуле (29), в которой в качестве переменного параметра вместо  $n_2$  выступает толщина пленки. На рис. 2 представлены рассчитанные таким образом величины  $L$  для волновода, описанного в разделе 3 (рис. 2, кривая 4).

### Заключение

Составные (комбинированные) волноводы обычно используют, когда хотят совместить низкие потери диффузионных волноводов с какими-либо полезными свойствами пленок (например, высокую фоточувствительность в случае пленок ХСП), имеющих часто большие потери для волноводного света. При этом, чтобы получить низкие потери в составном волноводе, толщины пленок выбираются не слишком близкими к критическим. Учитывая сказанное, можно полагать, что представленный здесь способ описания гофрированных составных волноводов является вполне приемлемым и практически полезным.

### Список литературы

- [1] Зленко А. А., Киселев В. А., Прохоров А. М. и др. // Квантовая электрон. 1974. Т. 1. № 7. С. 1519—1523.
- [2] Сычугов В. А., Чтырки И. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9. № 3. С. 634—636.
- [3] Сычугов В. А., Тищенко А. В. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9. № 7. С. 1451—1457.
- [4] Спигальский А. А. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 9. С. 1812—1823.
- [5] Адамс М. // Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. С. 224—227.
- [6] Парье О., Сычугов В. А., Тищенко А. В. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7. № 9. С. 2028—2030.
- [7] White J. M., Heidrich P. E. // Appl. Optics. 1976. Vol. 15. N 1. P. 151—155.
- [8] Кузьминов Ю. С., Лындин Н. М., Прохоров А. М. и др. // Квантовая электрон. 1975. Т. 2. № 10. С. 2309—2014.

Институт общей физики АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
21 июня 1988 г.