

06:07

Волноводные режимы градиентного планарного волновода с покровным слоем

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов, А.В. Казакевич, Д.Г. Санников

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

(Поступило в Редакцию 23 июня 1998 г.)

На основе волнового подхода впервые получено точное дисперсионное уравнение для волноводных мод 4-слойной планарной структуры с экспоненциальным профилем диэлектрической проницаемости волноводного слоя. Установлена периодичность модовых характеристик от толщины покровного слоя. Исследуется зависимость распределения энергетических потоков различных мод в волноводной структуре от толщины покровного и волноводного слоев.

Введение

Функционирование многих планарных волноводных структур предполагает использование тонкопленочного покрытия на поверхности основного волноведущего слоя. Так, металлические покрытия используются для создания поляризационных фильтров и разделения TE - и TM -мод, а также для увеличения локализации излучения в волноводном слое. Однако металлические покрытия приводят к существенному затуханию волноводных мод в направлении их распространения [1]. Для коррекции дисперсионных характеристик соответствующих волноводных мод широко используются диэлектрические покрытия [2]. Теоретический анализ волноводного распространения света в 4-слойных структурах с диэлектрическим покрытием (ДП) конечной толщины проводился в основном для структур со ступенчатым распределением ДП [3–6]. Волноводные режимы в градиентных 4-слойных волноводах с линейным и параболическим профилями ДП исследовались в [7,8] на основе приближенных решений уравнений электромагнитного поля. Близким к получаемому при термодиффузии ионов металла на поверхности стекла или оптического кристалла является экспоненциальный профиль ДП [1,9]. Указанным профилем могут быть аппроксимированы другие встречающиеся в градиентных волноводах профили, в частности линейный. В настоящей работе на основе точного решения граничной задачи и численного анализа полученного дисперсионного уравнения исследуются особенности волноводных режимов распространения света в 4-слойной структуре с экспоненциальным профилем ДП основного волноведущего слоя, связанные с наличием покровного слоя с высоким значением ДП.

Поля в волноводной структуре

Исследуемая планарная волноводная структура состоит из волноводного слоя с экспоненциальным профилем ДП, покровного слоя и покровной среды. Распределение ДП вдоль нормали к поверхности волноводного слоя

описывается выражением

$$\varepsilon(x) = \varepsilon_3 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_3) \exp(-x/a), \quad (1)$$

где ε_1 и ε_3 — максимальное и минимальное значения ДП волноводного слоя, имеющие место на границе с покровным слоем и в глубине волноводного слоя соответственно.

Область структуры, где $x > a$, рассматривается в качестве подложки, при этом параметр профиля (1) a в дальнейшем будет называться толщиной волноводного слоя. ДП покровного слоя принимается равной ε_2 , а покровной среды — ε_4 ; между ДП слоев выполняется соотношение $\varepsilon_4 \leq \varepsilon_3 < \varepsilon_1 < \varepsilon_2$. Структура расположена таким образом, что ось x перпендикулярна границам раздела слоев; граница между волноводным и покровным слоями лежит в плоскости $x = 0$, между покровным слоем и покровной средой — в плоскости $x = -L$. Магнитные проницаемости всех слоев для используемого оптического диапазона принимаются равными единице.

Поле моды, распространяющейся в волноводе вдоль оси z , будем описывать компонентами

$$F_j(x, z) = C \mathcal{F}_j(x) \exp(-i\beta z), \quad j = x, y, z, \quad (2)$$

где C — константа, нормированная на вводимую в волновод мощность излучения; β — постоянная распространения (ПР) волноводной моды; $\mathcal{F}_j(x)$ — профильные функции, определяющие распределение поля моды по толщине волновода при выбранном распределении ДП по слоям волноводной структуры.

Волновые уравнения, определяющие вид профильной функции, в каждой из сред могут быть представлены следующим образом:

$$\frac{d^2 \mathcal{F}_j(x)}{dx^2} + [k_0^2 \varepsilon(x) - \beta^2] \mathcal{F}_j(x) = 0, \quad (3)$$

где $k_0 = \omega/c$, ω — частота излучения, c — скорость света в вакууме; диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(x)$ равна ε_2 и ε_4 для покровного слоя и покровной среды соответственно, а для волноводного слоя и подложки (область $x \geq 0$) задается выражением (1).

Запишем тангенциальные по отношению к границам раздела слоев компоненты векторной функции $\mathcal{F}(x)$. Для TE -моды под компонентой F_y будем понимать компоненту электрического поля E_y , а для TM -моды — компоненту магнитного поля H_y . При этом

$$\mathcal{F}_y(x) = \begin{cases} D \exp[q(x+L)], & x \leq -L, \\ A \cos hx + B \sin hx, & -L \leq x \leq 0, \\ J_{2w}[2v \exp(-x/2a)], & x \geq 0, \end{cases} \quad (4)$$

где введены обозначения $v = ak_0\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}$, $w = ap$; $J_{2w}(\varphi)$ — функция Бесселя порядка $2w$ [1].

Поперечные компоненты волнового вектора в покровном слое, покровной среде и подложке определяются выражениями

$$\begin{aligned} h &= \sqrt{k_0^2 \varepsilon_2 - \beta^2}, & q &= \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_4}, \\ p &= \sqrt{\beta^2 - \varepsilon_3 k_0^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Для z -компонент профилейных функций волноводных мод справедливы соотношения

$$\mathcal{F}_z(x) = \pm \frac{i}{\gamma(x)k_0} \frac{d\mathcal{F}_y}{dx}, \quad (6)$$

где верхнему знаку соответствует компонента H_z TE -моды и в каждой из сред $\gamma(x) = 1$, нижнему знаку — компонента E_z TM -моды и в каждой из сред $\gamma(x) = \varepsilon(x)$.

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих полей \mathbf{E} и \mathbf{H} на границах раздела сред находятся входящие в (4) константы

$$\begin{aligned} A &= J_{2w}(2v), & B &= -\frac{v\sigma}{ah} J'_{2w}(2v), \\ D &= J_{2w}(2v) \cos(hL) + \frac{v\sigma}{ah} J'_{2w}(2v) \sin(hL). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь для TE -мод $\sigma = 1$, для TM -мод $\sigma = \varepsilon_1/\varepsilon_2$; используемые выше производные от бесселевой функции определяются выражением $J'_{2w}(\varphi) = 2wJ_{2w}(\varphi)/\varphi - J_{2w+1}(\varphi)$ [10].

Дисперсионное уравнение

Дисперсионное уравнение, связывающее ПР соответствующей волноводной моды с параметрами волноводной структуры и излучения, в рассматриваемом нами случае может быть представлено следующим образом:

$$J_{2w}(2v)ah(q\delta - h \operatorname{tg} hL) + J'_{2w}(2v)v\sigma(q\delta \operatorname{tg} hL + h) = 0, \quad (8)$$

где для TE -мод $\delta = 1$, а для TM -мод $\delta = \varepsilon_4/\varepsilon_2$.

В отсутствие покровного слоя ($L = 0$) уравнение (8) переходит в известное дисперсионное уравнение для трехслойной волноводной структуры [1,2]. Анализ показывает, что решения приведенного дисперсионного уравнения в общем случае четырехслойной волноводной структуры определяется набором модовых чисел

$\nu = \nu_1 + \nu_2$, где ν_1 соответствует целому числу энергетических минимумов поля моды в волноводном слое, а ν_2 — в покровном слое. Таким образом, модовые числа ν_1 и ν_2 определяют характер распределения поля моды с заданным номером ν , соответствующим полному числу энергетических минимумов в волноводной структуре.

Набег фазы волноводной моды в покровном слое удобно представить в виде $Lh = (\nu_2 + \alpha)\pi$, где для удобства анализа вводится безразмерный параметр α , принимающий значения от нуля до единицы. В этом случае модовый индекс ν_2 не влияет на вид зависимости $\beta(a)$ и соответствующие дисперсионные кривые, построенные для волноводных структур при одинаковых параметрах α и различных значениях ν_2 , совпадают. Введем толщину $L_h = \pi/h$, являющуюся в общем случае функцией постоянной распространения β . В области изменения ПР $\sqrt{\varepsilon_3}k_0 \leq \beta \leq \sqrt{\varepsilon_1}k_0$ величина L_h изменяется в пределах $\lambda/2\sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_3} \leq L_h \leq \lambda/2\sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}$, где λ — длина световой волны. Если $(\varepsilon_1 - \varepsilon_3)/\varepsilon_3 \ll 1$, а ДП покровного слоя значительно превышает ε_1 и ε_3 , то величину L_h можно считать с большой степенью точности константой. В этом случае $L = (\nu_2 + \alpha)L_h$, а величина L_h является характерным периодом для толщины покровного слоя. При $\alpha = 0$, т.е. при $L = \nu_2 L_h$, дисперсионное уравнение (8) переходит в соответствующее уравнение для трехслойной структуры.

При равенстве нулю поперечной компоненты волнового вектора в подложке ($p = 0$, $\beta = k_0\sqrt{\varepsilon_3}$) имеет место отсечка соответствующей волноводной моды, т.е. переход ее в вытекающую моду. Эффективная толщина отсечки волноводного слоя a_0 находится из уравнения (8) и определяется выражением

$$a_0 = \frac{J'_0(2v_0)v_0\sigma[q_0\delta \operatorname{tg} h_0L + h_0]}{J_0(2v_0)h_0[h_0 \operatorname{tg} h_0L - q_0\delta]}, \quad (9)$$

где поперечные компоненты $h_0 = k_0\sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_3}$ и $q_0 = k_0\sqrt{\varepsilon_3 - \varepsilon_4}$; параметр $v_0 = a_0k_0\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}$.

В силу того что величина v_0 является функцией толщины отсечки, определение a_0 требует численного решения (9). Для мод с $\nu_1 = 0$ при $\alpha \geq \alpha_0$ отсутствует толщина волноводного слоя a_0 , соответствующая отсечке. Из (8) также следует, что в интервале $\alpha_{c1} \leq \alpha \leq \alpha_{c2}$ существует толщина a_0 , выше которой волноводным для моды становится покровный слой и ее постоянная распространения располагается в пределах $\sqrt{\varepsilon_1}k_0 \leq \beta \leq \sqrt{\varepsilon_2}k_0$. Величины a_c , α_0 и α_{c1} удастся получить только путем численного решения уравнений (8) и (9).

Численный анализ

Анализ полученных соотношений проведем для TE -мод. Параметры слоев выберем соответствующими реальной волноводной структуре: на стеклянной подложке с $\varepsilon_3 = 2.40$ методом термической диффузии ионов серебра Ag^+ создается волноводный слой с экспоненциальным профилем (1) со значением ДП на поверхности

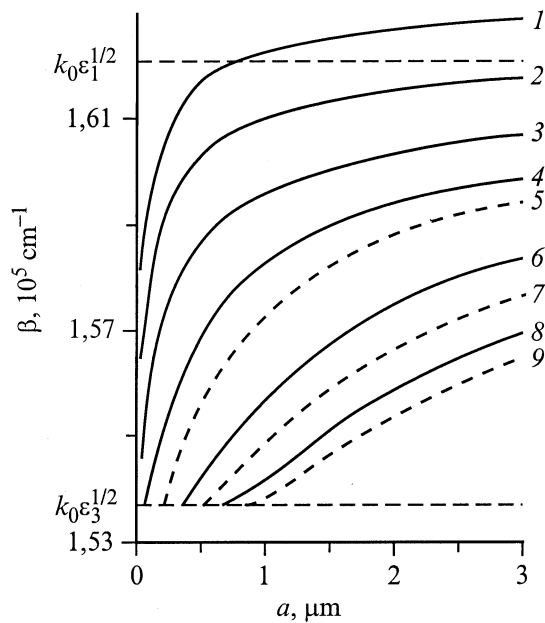


Рис. 1. Зависимость постоянной распространения от толщины волноводного слоя.

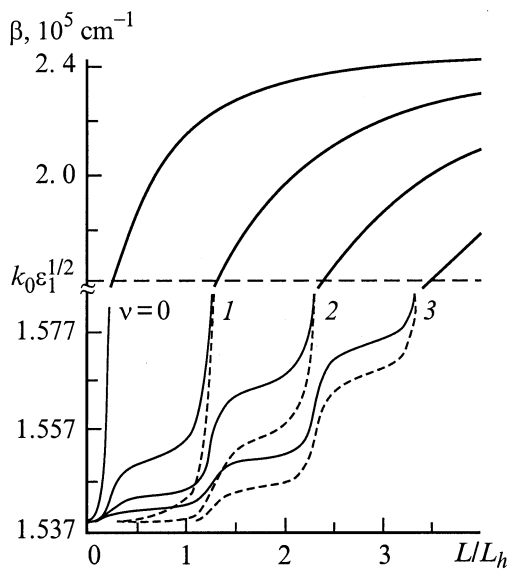


Рис. 2. Зависимость ПР для TE -мод с $\nu = 0-3$ от нормированной толщины покровного слоя L/L_h .

слоя $\epsilon_1 = 2.67$; в качестве покровного слоя выбираем халькогенидный стеклообразный полупроводник с ДП $\epsilon_2 = 6.15$, в качестве покровной среды — воздух с $\epsilon_4 = 1$. Рабочей длиной волны лазерного излучения принимается $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$, вблизи которой все слои волноводной структуры можно считать непоглощающими и ДП всех слоев являются действительными величинами.

На рис. 1 представлены зависимости от толщины волноводного слоя a постоянной распространения β для TE -мод различных порядков при разных значениях α :

0 (кривые 5, 7, 9), 0.15 (4), 0.2 (3, 6, 8), 0.23 (2), 0.25 (1). Расчеты проводились для мод с индексами $\nu_1 = 0, 1, 2$ (кривые 1–5; 6 и 7; 8 и 9 соответственно). Для рассматриваемой структуры на заданной длине волны толщина L_h для всех мод волноводного слоя остается практически постоянной и равной $(0.157 \pm 0.002) \mu\text{m}$. Из приведенных зависимостей следует, что дополнительный покровный слой с ДП, большей, чем у волноводного слоя, уменьшает толщину модовой отсечки a_0 и увеличивает ПР мод по сравнению с трехслойной волноводной структурой. При толщине покровного слоя $L \cong \nu_2 \cdot 0.157 \mu\text{m}$, т.е. при $\alpha = 0$, дисперсионные кривые для мод четырехслойной волноводной структуры совпадают с дисперсионными кривыми трехслойной структуры (штриховые кривые 5, 7 и 9). При этом первой ($\nu_1 = 0$) для волноводного слоя становится мода с $\nu = \nu_2$. Моды меньшего порядка на данной диаграмме отсутствуют, так как являются модами покровного слоя, а для волноводного слоя — вытекающими. Для мод с индексом $\nu_1 = 0$ толщина отсечки a_0 при $\alpha > 0.2$ отсутствует. Диапазон величины α , в котором имеет место переход мод волноводного слоя в моды покровного слоя, ограничивается значениями $\alpha_{c1} = 0.23$ и $\alpha_{c2} = 0.302$.

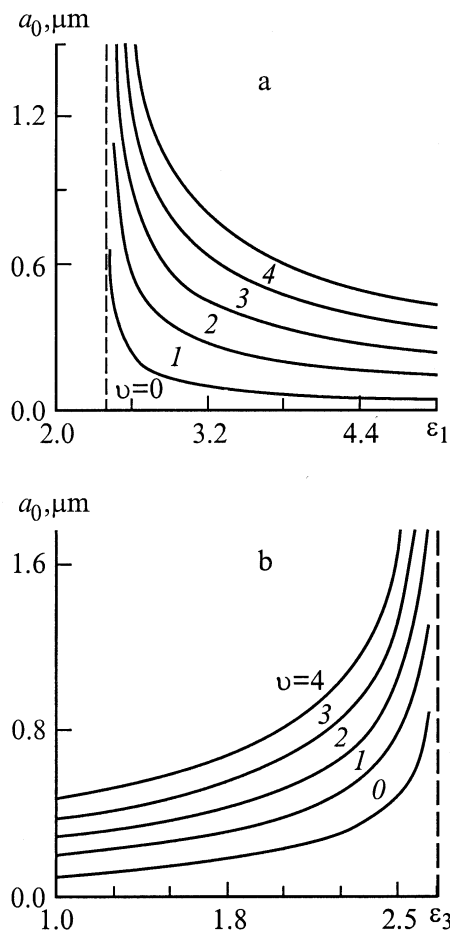


Рис. 3. Зависимость толщины отсечки a_0 от максимального ϵ_1 (a) и минимального ϵ_3 (b) значений ДП волноводного слоя.

На рис. 2 представлена зависимость ПР для первых четырех мод с $\nu = 0-3$ от нормированной толщины покрывного слоя L/L_h при различных значениях толщины волноводного слоя a . Сплошные кривые отвечают значениям $a = 0.05, 0.5, 0.84, 1.14 \mu\text{m}$, соответствующим толщине отсечки указанных мод в структуре без покрывного слоя (при $L = 0$), штриховые кривые отвечают модам с индексом $\nu = 1-3$ при $a = 0.3, 0.575, 0.9 \mu\text{m}$. В соответствии с принятым представлением толщины поперечного слоя $L = (\nu_2 + \alpha)L_h$ параметр α равен нулю при целочисленном значении величины L/L_h . Из приведенных кривых видно, что в диапазоне малых α увеличение толщины покрывного слоя приводит к наиболее существенному изменению ПР TE -мод. В области $\beta \geq \sqrt{\epsilon_1}k_0$ волноводные моды становятся модами покрывного слоя, при этом слой с экспоненциальным распределением профиля ДП является подложкой волноводной структуры.

На рис. 3 представлена зависимость толщины отсечки a_0 от максимального ϵ_1 (а) и минимального ϵ_3 (б) значений ДП волноводного слоя для TE -мод с индексом $\nu = 0-4$. Видно, что при приближении ϵ_1 к значению $\epsilon_3 = 2.40$ и ϵ_3 к значению $\epsilon_1 = 2.67$ реализуется случай слабонаправляющего волновода, для которого характерно резкое увеличение толщины модовой отсечки.

Распределение энергетических потоков

Распределение по сечению волновода переносимого потока лучистой энергии определяется выражением

$$S(x) = \frac{c}{8\pi} \text{Re} [E(x)H^*(x)]. \quad (10)$$

С учетом геометрии рассматриваемой структуры и полей в волноводе (2) выражение (10) принимает вид

$$S(x) = e_z S_0 \frac{\mathcal{F}_y^2(x)}{\gamma(x)} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathcal{F}_y^2(x)}{\gamma(x)} dx \right)^{-1}, \quad (11)$$

где единичный вектор e_z указывает направление потока энергии в волноводной структуре, S_0 — амплитуда вводимого в волновод потока энергии (приходящегося на единицу длины волновода вдоль оси y).

При отсутствии поглощения в слоях составляющая потока энергии вдоль оси x отсутствует [11]. Используя выражения для профильных функций (4) и интегрируя $S(x)$ по координате x в пределах соответствующего слоя, можно получить линейную плотность потока энергии моды S_i в каждой из четырех сред. Введем коэффициент локализации

$$\eta_i = \frac{S_i}{S_0} = \left(\int_{L_i} \frac{\mathcal{F}_y^2(x)}{\gamma(x)} dx \right) \left(\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathcal{F}_y^2(x)}{\gamma(x)} dx \right)^{-1}, \quad (12)$$

характеризующий долю потока энергии, переносимую модой в i -м слое. Эффективная толщина волновода для

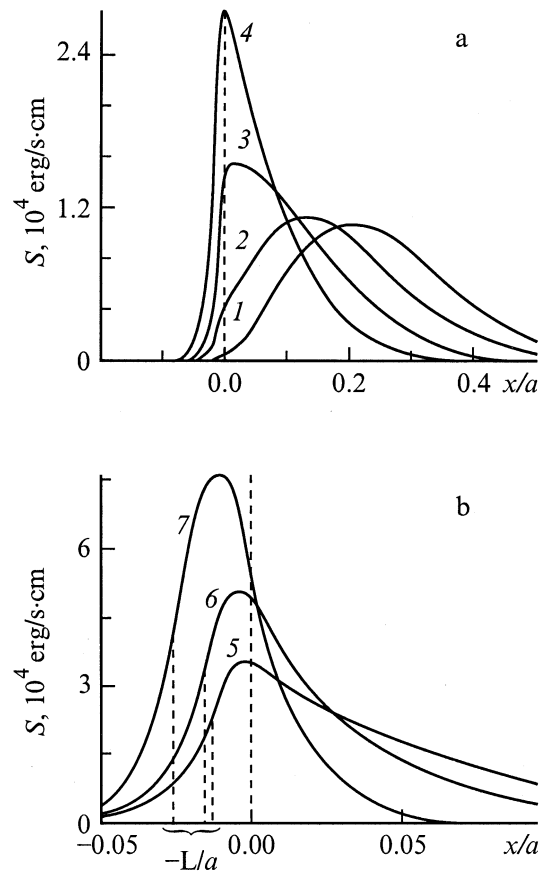


Рис. 4. Распределение по сечению волноводной структуры, энергетического потока, переносимого основной ($\nu = 0$) TE -модой.

мод волноводного слоя определяется суммой толщины волноводного слоя, толщины покрывного слоя и незначительной глубиной проникновения в покрывную среду, которой в большинстве случаев можно пренебречь.

На рис. 4 приведено распределение энергетического потока $S(x)$, переносимого модой с $\nu = 0$ в структуре с толщиной волноводного слоя $a = 3 \mu\text{m}$ и при различных толщинах покрывного слоя L . Амплитуда поля моды выбрана такой, что линейная плотность потока энергии, распространяющейся вдоль волновода, равна $1 \text{ erg/s} \cdot \text{cm}$. Для построения приведенных зависимостей брались толщины покрывного слоя $L = 0.157 \cdot \alpha \mu\text{m}$, соответствующие значениям параметра $\alpha = 0, 0.15, 0.2, 0.23$ (а, кривые 1-4) и $0.25, 0.3, 0.5$ (б, кривые 5-7). Кривые 1-4 относятся к модам волноводного слоя, кривые 5-7 — к модам покрывного слоя. Пунктирные прямые при $x = -L/a$ соответствуют границе покрывного слоя с покрывной средой. Из приведенных зависимостей следует, что увеличение толщины покрывного слоя приводит к смещению максимума энергетического потока к границе раздела волноводного и покрывного слоев. В результате для мод рассматриваемого типа ($\nu = 0$) вблизи толщины a_c ($a_c = 3 \mu\text{m}$ при $\alpha = 0.236$) можно добиться

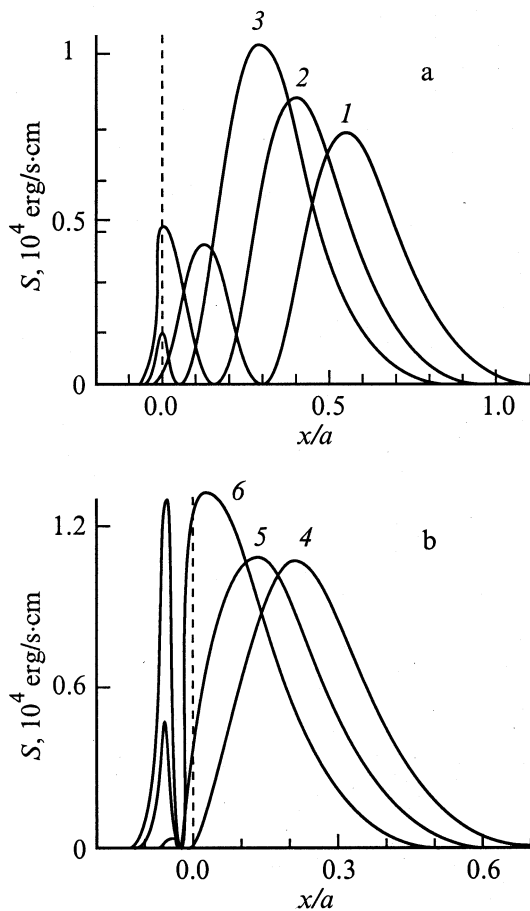


Рис. 5. Распределение энергетического потока TE -мод волноводного слоя с индексами $\nu_1 = 1, \nu_2 = 0$ (а), $\nu_1 = 0, \nu_2 = 1$ (б) в структуре с $a = 3 \mu\text{m}$.

значительной локализации энергии моды вблизи границы раздела слоев. Дальнейшее увеличение толщины L преобразует моды волноводного слоя в моды покровного слоя, при этом энергетический максимум продолжает расти, энергия моды локализуется в основном в покровном слое, а толщина волноведущей структуры сильно уменьшается, приближаясь к толщине покровного слоя.

Распределение энергетического потока для мод волноводного слоя с $\nu = 1$ представлено на рис. 5. Соответствующие зависимости построены для следующих параметров: $\nu_1 = 1, \nu_2 = 0$ (а), $\nu_1 = 0, \nu_2 = 1$ (б); $\alpha = 0$ (кривые 1, 4), 0.2 (2), 0.22 (5), 0.27 (6), 0.3 (3). Видно, что изменение параметра α , соответствующее увеличению толщины покровного слоя L , приводит к смещению энергетического минимума в волноводном слое к границе раздела с покровным слоем, а в предельном случае $\alpha = 1$ волноводная мода с индексами ν_1 и ν_2 становится модой с новыми индексами $\nu_1 - 1$ и $\nu_2 + 1$. При этом полное число энергетических минимумов в волноводной структуре, определяемое порядком моды ν , не изменяется. Зависимость доли энергии TE -моды, локализованной в покровном слое, от параметра α наи-

более значительна в области $\alpha \sim 0-0.35$, где влияние покровного слоя на ПР мод наиболее существенно. Максимальная доля энергии моды в покровном слое соответствует значениям $\alpha \approx 0.23-0.3$, при которых энергетический максимум находится на границе раздела волноводного и покровного слоев; наименьшая доля энергии в покровном слое имеет место при $\alpha \approx 0.7-0.8$, когда на границу раздела приходится энергетический минимум. Вблизи толщины модовой отсечки a_0 наличие покровного слоя может существенно увеличивать степень локализации моды, изменяя в несколько раз величину энергетических максимумов. При этом влияние покровного слоя на распределение в волноводной структуре энергии слабо локализованных мод велико даже при $\alpha > 0.7$.

Увеличение на единицу индекса ν_2 при постоянных значениях α и ν_1 приводит к добавлению одного энергетического максимума (минимума) в покровном слое. В волноводном слое и подложке распределение энергетического потока моды при этом остается практически неизменным. В случае $L = \nu_2 L_h$, т.е. когда $\alpha = 0$, распределение потока совпадает с распределением потока моды трехслойной волноводной структуры с номером

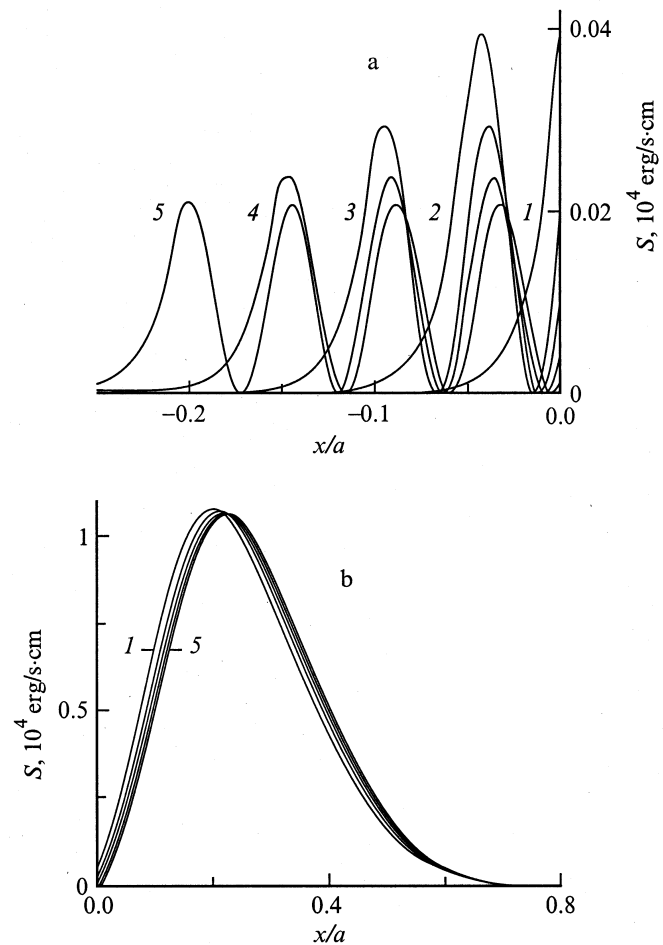


Рис. 6. Распределение энергетического потока в покровном слое (а), волноводном слое и подложке (б).

$\nu = \nu_1$, если не принимать во внимание уменьшения доли энергии в этих слоях. На рис. 6 представлено распределение энергетического потока в покровном слое (а), волноводном слое и подложке (б) при $\alpha = 0$, $\nu_1 = 0$ и $\nu_2 = 0-4$ (кривые 1-5).

Заключение

Проведенный анализ показывает, что наличие в волноводной структуре дополнительного покровного слоя с высоким значением ДП значительно влияет на все модовые характеристики волновода. Существенная зависимость их от толщины этого слоя позволяет эффективно управлять распределением энергетического потока соответствующей моды по сечению волноводной структуры, добиваясь максимальной его локализации при заданном профиле ДП волноводного слоя. Отметим также, что в асимметричных волноводных структурах, полученных методом термодиффузии ионов металла в стеклянную подложку, экспоненциальный профиль ДП является достаточно хорошим приближением к реальному.

Список литературы

- [1] *Адамс М.* Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.
- [2] Волноводная оптоэлектроника / Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1991. 575 с.
- [3] *Carson R.F., Barcman T.E.* // Appl. Opt. 1990. Vol. 29. N 18. P. 2769-2780.
- [4] *Адамсон П.В.* // Опт. и спектр. 1991. Т. 70. Вып. 1. С. 211-215.
- [5] *Ding H., Gerard P., Benech P.* // IEEE J. Quant. Electron. 1995. Vol. 31. N 2. P. 411-416.
- [6] *Солана П.А., Удоев Ю.П.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 8. С. 198-201.
- [7] *She Shouxian, Wang Jindyi, Qiao Li* // Opt. Commun. 1992. Vol. 90. N 4-6. P. 238-240.
- [8] *Chaubey V.K., Dey K.K., Khastgir P.* // J. Opt. Commun. 1994. Vol. 15. N 3. P. 95-100.
- [9] *Чеботин В.Н.* Химическая диффузия в твердых телах. М.: Наука, 1989. 207 с.
- [10] *Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф.* Специальные функции. М.: Наука, 1977. 342 с.
- [11] *Семенов Д.И., Шутый А.М.* // Опт. и спектр. 1996. Т. 81. Вып. 1. С. 153-159.