

07

## Волноводные свойства 4-слойной резонансной планарной структуры

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

Ульяновский государственный университет

Поступило в Редакцию 22 марта 1999 г.

Исследованы волноводные свойства 4-слойной структуры, имеющей резонансную частотную зависимость диэлектрической проницаемости (ДП) покровного слоя в оптическом диапазоне. Получено условие возникновения максимума модового поглощения. Обнаружено существование частотного интервала, в котором затухание TE моды превосходит затухание TM моды. Показано, что в области отрицательных значений ДП покровного слоя модовое затухание значительно уменьшается.

Оптические волноводы с поглощающим покровным слоем широко используются для создания поляризационных фильтров в системах сброса и обработки информации, модуляторов, переключателей и фотодетекторов [1–2]. Уникальные свойства таких волноводов обусловлены эффектом периодической связи между модами волноводного и покровного слоев [3]. В последнее время интерес появляется к многослойным структурам, в которых диэлектрическая проницаемость (ДП) одного из слоев зависит от частоты [4,5]. В настоящей работе впервые рассматривается влияние на волноводные свойства четырехслойной планарной структуры покровного слоя с резонансной частотной зависимостью ДП.

Пусть рассматриваемая волноводная структура состоит из четырех слоев, три из которых описываются вещественными ДП ( $\varepsilon_1$  — подложка,  $\varepsilon_2$  — основной волноведущий слой,  $\varepsilon_4$  — покровная среда), являющимися в исследуемом оптическом диапазоне константами. Четвертый (покровный) слой является резонансным с ДП

$$\varepsilon_3(\omega) = \varepsilon_\infty + (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega_0^2/(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega g), \quad (1)$$

где  $\omega_0$  — резонансная частота, лежащая в исследуемом диапазоне частот,  $g$  — ширина резонансной кривой,  $\varepsilon_0$  и  $\varepsilon_\infty$  — статическая и соответствующая высокочастотным возбуждениям ДП. Структура расположена таким образом, что ось  $x$  перпендикулярна границам

раздела слоев, а излучение распространяется в направлении оси  $z$ . Граница между подложкой и волноводным слоем лежит в плоскости  $x = -L_2$ , между волноводным и покрывным слоями — в плоскости  $x = 0$ , между покрывным слоем и средой — в плоскости  $x = L_3$ .

Поле волноводной моды в структуре представим в виде:

$$F_\alpha(x, z) = C\mathcal{F}_\alpha(x) \exp(-i\beta z), \quad \alpha = x, y, z, \quad (2)$$

где  $C$  — нормировочная константа,  $\beta$  — константа распространения (КР), являющаяся с учетом (1) комплексной; мнимая часть КР  $\beta''$  определяет затухание моды в структуре, действительная часть КР связана с ее фазовой скоростью ( $\beta' = \omega/v_{ph}$ );  $\mathcal{F}_\alpha(x)$  — профильные функции, задающие распределение поля моды по толщине волновода.

Дисперсионное уравнение, связывающее КР волноводной моды с параметрами волноводной структуры и излучения, находится из условия непрерывности тангенциальных составляющих полей на границах раздела сред и имеет следующий вид [6]:

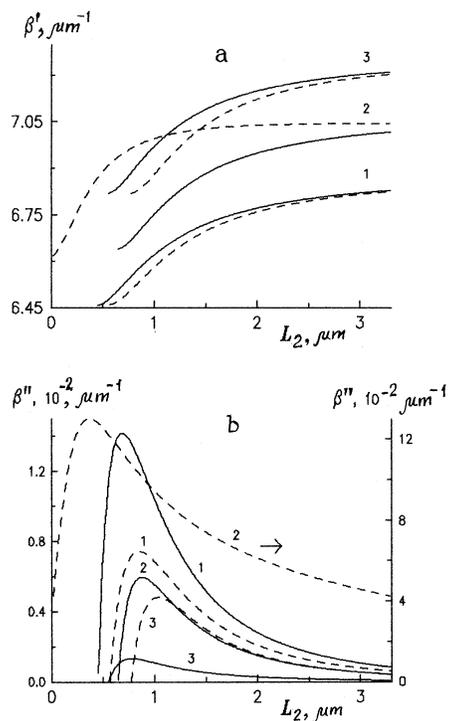
$$\begin{aligned} &(\delta h_1 h_3^2 \tau + \sigma h_1^2 h_4) \operatorname{tg} h_2 L_2 \cdot \operatorname{tg} h_3 L_3 + h_3 (h_2^2 - \delta \sigma \tau h_1 h_4) \operatorname{tg} h_2 L_2 \\ &+ h_2 (h_3^2 \tau - \delta \sigma h_1 h_4) \operatorname{tg} h_3 L_3 - h_2 h_3 (\delta h_1 + \sigma \tau h_4) = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь поперечные компоненты волнового вектора в каждом из слоев определяются выражениями:

$$h_{1,4}^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{1,4}, \quad h_{2,3}^2 = k_0^2 \varepsilon_{2,3} - \beta^2, \quad (4)$$

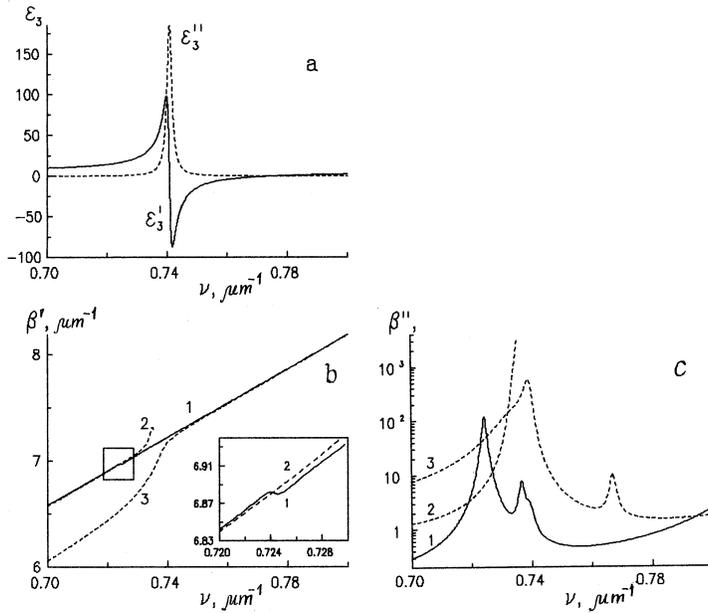
где  $k_0 = \omega/c$ ,  $c$  — скорость света; параметры  $\sigma = \delta = \tau = 1$  для ТЕ мод и  $\sigma = \varepsilon_3/\varepsilon_4$ ,  $\delta = \varepsilon_2/\varepsilon_3$ ,  $\tau = \varepsilon_2/\varepsilon_3$  для ТМ мод.

Ниже приводятся результаты численного анализа уравнения (3) и волноводных режимов в структуре области оптического резонанса. Для этого выберем следующие значения параметров исследуемой структуры:  $\varepsilon_0 = 5.8$ ,  $\varepsilon_\infty = 5.3$ ,  $\varepsilon_1 = 2.04$ ,  $\varepsilon_2 = 2.31$ ,  $\varepsilon_4 = 1$ ,  $L_3 = 0.2 \mu\text{m}$ ,  $\nu_0 = 0.74 \mu\text{m}$  (здесь и далее используется спектроскопическая частота  $\nu = \omega/2\pi c$ , соответствующая длине волны  $\lambda = 1/\nu$ ,  $\lambda_0 = 1.35 \mu\text{m}$ ), при этом ширина линии  $g/2\pi c = 2 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ . На рис. 1 приведены зависимости действительной (*a*) и мнимой (*b*) частей КР от толщины волноводящего слоя  $L_2$ , полученные для трех частот вблизи оптического резонанса ( $\nu = 0.72, 0.74, 0.76 \mu\text{m}^{-1}$ , кривые 1–3). Сплошные кривые



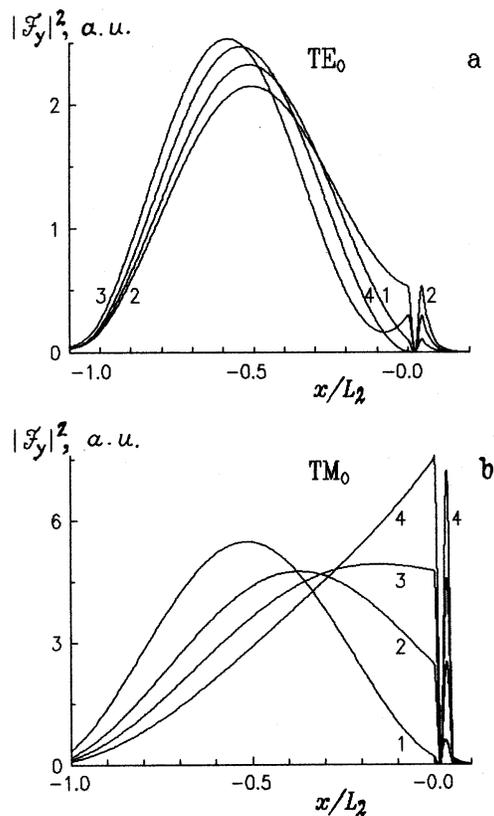
**Рис. 1.** Зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей КР  $\beta$  от толщины волноведущего слоя  $L_2$ , при толщине  $L_3 = 0.2 \mu\text{m}$ , для трех частот вблизи оптического резонанса; сплошные кривые соответствуют  $\text{TE}_0$ , штриховые  $\text{TM}_0$  модам.

соответствуют моде  $\text{TE}_0$ , а штриховые —  $\text{TM}_0$  моде (под номером моды  $m$  подразумеваем уменьшенное на единицу число максимумов квадрата полевой функции  $|\mathcal{F}_y(x)|^2$  в сечении волноводного слоя). Из приведенных кривых следует, что увеличение частоты приводит к смещению дисперсионных кривых в область больших значений  $\beta'$ . На частоте оптического резонанса режим отсечки для моды  $\text{TM}_0$  не реализуется. Наиболее сильный рост модового затухания происходит вблизи толщины отсечки.



**Рис. 2.** Частотные зависимости действительной и мнимой частей ДП резонансного слоя (а) и действительной (b) и мнимой (c) частей констант распространения  $TE_0$ ,  $TM_0$  и  $TM_1$  мод (кривые 1–3) при толщинах волноведущего и покрывного слоев  $L_2 = 4 \mu\text{m}$ ,  $L_3 = 0.2 \mu\text{m}$ .

На рис. 2 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей ДП резонансного слоя (а) и действительной (b) и мнимой (c) частей констант распространения  $TE_0$ ,  $TM_0$  и  $TM_1$  мод (кривые 1, 2 и 3) для выбранных параметров структуры и толщины волноведущего слоя  $L_2 = 4 \mu\text{m}$ . Рост величины  $\beta'$  с частотой для  $TE_0$  моды носит линейный характер во всем исследуемом интервале частот, за исключением малого интервала вблизи частоты  $\nu_r = 0.724 \mu\text{m}^{-1}$ , где имеется незначительный спад величины  $\beta'$  (вставка на рисунке). Для мод  $TM_{0,1}$  линейный характер зависимости  $\beta'(\nu)$  имеет место на отдельных участках спектра. Для моды  $TM_0$  характерно резкое увеличение константы распространения  $\beta'$  при  $\nu > \nu_r$  и переход ее в моду покрывного слоя на частоте  $\nu_s \approx 0.732 \mu\text{m}^{-1}$ . В результате



**Рис. 3.** Распределение по сечению волноводной структуры величины  $|\mathcal{F}_y|^2$ , определяющей плотность энергии  $TE_0$  и  $TM_0$  мод (a, b), при  $L_2 = 4 \mu\text{m}$  и  $L_3 = 0.2 \mu\text{m}$  для разных частот  $\nu$ .

наблюдается резкое увеличение затухания  $\beta''$  данной моды вблизи указанной частоты. В зарезонансной области зависимости  $\beta'(\nu)$  для  $TE_0$  и  $TM_1$  мод являются линейными и практически не отличаются друг от друга. В области, где  $\epsilon'_3 < 0$  и  $|\epsilon'_3| \gg \epsilon''_3$ , на границе волноводного слоя с покровным возникает эффект "металлического" отражения и распространяющаяся в структуре мода слабо проникает в покровный

слой, что приводит к уменьшению ее затухания. Эта область отвечает частотам  $\nu \approx 0.75\text{--}0.78 \mu\text{m}^{-1}$ . Еще одна особенность приведенных зависимостей заключается в том, что они обнаруживают существование частотного интервала, в котором затухание  $\text{TE}_0$  моды превосходит затухание моды  $\text{TM}_0$ . Частотное положение пиков модового поглощения определяется в основном толщиной покровного слоя.

На рис. 3 приведено распределение по сечению волноводной структуры плотности модовой энергии, определяемой величиной  $|\mathcal{F}_y|^2$ , для  $\text{TE}_0$  и  $\text{TM}_0$  мод ( $a, b$ ). Толщины волноводного и покровного слоев выбраны равными  $L_2 = 4 \mu\text{m}$  и  $L_3 = 0.2 \mu\text{m}$ . Зависимости строились для частот  $\nu = 0.722, 0.724, 0.725, 0.750 \mu\text{m}^{-1}$  (кривые 1–4,  $a$ ) и  $0.725, 0.731, 0.732, 0.733 \mu\text{m}^{-1}$  (кривые 1–4,  $b$ ). Из рис. 3,  $a$  видно, что в начале рассматриваемого частотного диапазона функция  $|\mathcal{F}_y|^2$  имеет один максимум в области волноводного и один максимум в области покровного слоев. С ростом частоты происходит увеличение максимума в покровном слое и соответствующее уменьшение в волноводном слое. Анализ приведенных зависимостей позволяет сделать следующий вывод: максимум модового поглощения реализуется при таком распределении поля, когда на границу раздела волноводного и покровного слоев приходится максимум функции  $|\mathcal{F}_y|^2$ . При этом в поглощающем покровном слое доля модового потока энергии достигает максимума. Соответственно минимуму модового поглощения будет отвечать конфигурация поля, при которой на границу раздела покровного и волноводного слоев приходится минимум данной функции. Дальнейшее увеличение частоты приводит к уменьшению возникшего максимума и его смещению в глубь покровного слоя. Для  $\text{TM}_0$  моды функция  $|\mathcal{F}_y|^2$  построена для частот, меньших частоты ее преобразования в моду покровного слоя ( $\nu_s \approx 0.732 \mu\text{m}^{-1}$ ). С приближением к частоте  $\nu_s$  происходит смещение к границе с покровным слоем максимума энергии и его резкое увеличение. При этом имеет место также увеличение локализации поля моды и возрастание доли энергии моды в волноводном слое. На частотах, соответствующих отрицательным значениям величины  $\varepsilon'_3$ , в покровном слое поле  $\text{TE}$  и  $\text{TM}$  мод монотонно затухает по закону, близкому к экспоненциальному (кривая 4,  $a$ ), что обеспечивает относительно низкое модовое поглощение.

Проведенный анализ показывает, что предложенный тип рассматриваемого волновода представляется перспективным с точки зрения расширения его функциональных возможностей при использовании в качестве источника излучения лазера с перестраиваемой частотой.

**Список литературы**

- [1] *Векилин М.М., Никитин В.А., Яковенко Н.А.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 6. С. 35–39.
- [2] *Carson R., Batchman T.* // Appl. Opt. 1990. V. 29. N 18. P. 2769–2780.
- [3] *Carson R. et al.* // Proc. Soc. Phot-Opt. Instrum. Eng. 1987. V. 835. P. 18–22.
- [4] *Воронко А.И., Немова Г.А., Шкердин Г.Н.* // Радиотехника и электроника. 1990. Т. 35. № 3. С. 644–646.
- [5] *Stiens J., Vounckx R., Veretennicoff I. et al.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. P. 1–10.
- [6] *Шутый А.М., Семенцов Д.И., Санников Д.Г.* // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44. № 3. С. 1–6.