

01;07

Поверхностная мода диэлектрического волновода с металлической подложкой

© Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет
E-mail: sementsovdi@ulsu.ru

Поступило в Редакцию 22 октября 2002 г.

Для планарного волновода с металлической подложкой в аналитическом виде получены условия возбуждения и волноводные характеристики TM_0 -моды, которая в отличие от остальных — объемных мод — является поверхностной. Проведен сравнительный анализ модовых констант распространения, затухания и распределения потока энергии для основных мод указанного типа — TM_0 и TE_0 .

Аналізу характеристик волноводных и излучательных мод в планарных волноводных структурах с поглощением посвящено достаточно много работ [1–5]. Однако ряд особенностей волноводного распространения и локализации направляемых мод в таких структурах не нашел достаточного отражения в литературе. Наличие мнимой составляющей у диэлектрической проницаемости одного из слоев волноводной структуры приводит к комплексности константы распространения (КР) волноводных мод и, как следствие, к изменению характера их распределения по толщине структуры по сравнению с полностью непоглощающим волноводом [6]. Особый интерес представляют свойства моды поверхностного типа, реализующиеся при определенных условиях на границе металл–диэлектрик [7]. В настоящей работе для трехслойной структуры с металлической подложкой исследуются условия возбуждения

волноводной моды поверхностного типа и численно анализируются отвечающие ей волноводные и энергетические характеристики.

1. Рассмотрим волновод, состоящий из металлической подложки и непоглощающего волноведущего слоя и покровной среды. Диэлектрические проницаемости волноведущего слоя ε_2 и покровной среды ε_3 являются вещественными, а металлическая подложка в исследуемом диапазоне частот характеризуется комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 = (n + ik)^2$, где n — показатель преломления, k — коэффициент экстинкции [8]. Расположим структуру таким образом, чтобы ось x была перпендикулярна границам раздела слоев. Граница между подложкой и основным слоем лежит в плоскости $x = -L$, а между основным слоем и покровной средой — в плоскости $x = 0$.

Компоненты электромагнитного поля волноводной моды, распространяющейся в направлении оси z , могут быть представлены следующим образом:

$$F_\alpha(x, z, t) = \Phi_\alpha(x) \exp[i(\omega t - \beta z)], \quad \alpha = x, y, z, \quad (1)$$

где $\beta = \beta_1 + i\beta_2$ — комплексная КР, $\Phi_\alpha(x)$ — компоненты векторной профильной функции, определяющей распределение поля моды по толщине волновода. Действительную часть КР β_1 обычно называют константой распространения поглощающего (усиливающего) волновода. Для TE -моды под компонентой F_y будем понимать компоненту электрического поля E_y , а для TM -моды — компоненту магнитного поля H_y . Для выбранной геометрии волновода данная компонента является поперечной по отношению к направлению распространения и тангенциальной по отношению к границе раздела слоев. Соответствующая компонента профильной функции в этом случае имеет вид:

$$\Phi_y(x) = A \begin{cases} \exp(-qx), & x \geq 0, \\ \left[\cosh x - \frac{\xi q}{h} \sinh x \right], & -L \leq x \leq 0, \\ \left(\cosh L + \frac{\xi q}{h} \sinh L \right) \exp[p(x + L)], & x \leq -L, \end{cases} \quad (2)$$

где A — нормировочная константа, а параметр $\xi = 1$ для TE - и $\xi = \varepsilon_2/\varepsilon_3$ для TM -мод. Поперечные компоненты волнового вектора в каждом из слоев структуры p , h и q являются в рассматриваемом

случае комплексными величинами. Их действительные и мнимые части определим следующим образом:

$$\begin{aligned}(p', h', q') &= \frac{1}{\sqrt{2}} [(u_j^2 + v_j^2)^{1/2} + u_j]^{1/2}, \\ (p'', h'', q'') &= \pm \frac{1}{\sqrt{2}} [(u_j^2 + v_j^2)^{1/2} - u_j]^{1/2},\end{aligned}\quad (3)$$

где параметрам p , h и q соответствуют в правой части индексы $j = 1, 2, 3$. При этом

$$u_j = (-1)^j (k_0^2 \varepsilon_j' - \beta_1^2 + \beta_2^2), \quad v_j = (-1)^j (k_0^2 \varepsilon_j'' - 2\beta_1 \beta_2), \quad (4)$$

где $k_0 = \omega/c$, c — скорость света в вакууме. Для z -компоненты поля моды в соответствии с уравнениями Максвелла справедливо соотношение $\Phi_z(x) = \pm (i/\gamma k_0) \frac{d\Phi_x}{dx}$, где верхний знак и $\gamma = 1$ соответствуют H_z -компоненте TE -мод, а нижний знак и $\gamma = \varepsilon_j$ соответствуют E_z компоненте TM -мод.

Связь константы распространения соответствующей моды с параметрами структуры и излучения дается дисперсионным уравнением, совпадающим по виду с аналогичным уравнением для непоглощающей структуры, но содержащим комплексные параметры:

$$hL = \operatorname{arctg}\left(\frac{\eta p}{h}\right) + \operatorname{arctg}\left(\frac{\xi q}{h}\right) + m\pi, \quad (5)$$

где $\eta = 1$ для TE -мод и $\eta = \varepsilon_2/\varepsilon_1$ для TM -мод.

2. Анализ уравнения (5) показывает, что в режиме волноводного распространения значения модовых КР ограничены интервалом

$$(\beta_{1q}, \beta_{1p}) \leq \beta_1 \leq k_0 \sqrt{\varepsilon_2}, \quad (6)$$

где $\beta_{1q} = k_0 \sqrt{\varepsilon_3}$, $\beta_{1p} = (k_0/\sqrt{2}) \sqrt{\varepsilon_1' + \sqrt{\varepsilon_1'^2 + \varepsilon_1''^2}}$. Приведенные условия относятся к объемным волноводным модам, для которых в лучевом приближении характерно зигзагообразное распространение излучения [2].

Наряду с условиями отсечки, при выполнении которых объемная мода становится излучательной (в подложку либо покровную среду),

потеря волноводных свойств непоглощающей структурой имеет место при условии $h^2 \leq 0$. В этом случае тригонометрические решения в волноведущем слое, описывающие объемные моды, переходят в гиперболические решения, описывающие поверхностные моды. Однако в случае вещественных и положительных значений ε_j невозможно соблюдение условий непрерывности тангенциальных компонент поля на границах волноведущего слоя.

В случае комплексной диэлектрической проницаемости подложки и отрицательного значения ее действительной части ($\varepsilon'_1 = n^2 - \kappa^2 < 0$) решение уравнения (5), отвечающее TM -волне и модовому индексу $m = 0$, описывает волноводную моду поверхностного типа. Если для объемных мод $\beta_1^2 - \beta_2^2 < k_0^2 \varepsilon_2$, то для поверхностной моды возможно нарушение неравенства (6) и реализация условия $\beta_1^2 - \beta_2^2 > k_0^2 \varepsilon_2$, что приводит к появлению области дисперсионной кривой КР TM_0 -моды, где $\beta_1 > k_0 \sqrt{\varepsilon_2}$. Основные параметры этой моды находятся из (5) при замене параметра h на ih . В отличие от объемных мод для данной моды отсутствует толщина осечки и при $L = 0$ для действительной и мнимой частей КР имеем:

$$(\beta_{10}^s, \beta_{20}^s) = k_0 \sqrt{\varepsilon_3 / 2g} \left(\sqrt{a^2 + b^2} \pm a \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где $g = |\varepsilon_1|^2 + 2\varepsilon'_1 \varepsilon_3 + \varepsilon_3^2$, $a = \varepsilon'_1 \varepsilon_3 + |\varepsilon_1|^2$, $b = \varepsilon''_1 \varepsilon_3$, знаки „+“ и „-“ относятся к β_{10}^s и β_{20}^s соответственно. В случае $L \rightarrow \infty$ действительная и мнимая части КР асимптотически стремятся к значениям $\beta_{1\infty}^s$ и $\beta_{2\infty}^s$, которые могут быть получены из выражения (7) заменой ε_3 на ε_2 .

На рис. 1 представлены зависимости от толщины волноведущего слоя L константы распространения β_1 и модового затухания β_2 для поверхностной (TM_0 , кривая 1) и объемной (TE_0 , кривая 2) мод, подчеркивающие различие в характере поведения указанных мод. Кривые построены на основе численного решения уравнения (5) для следующих значений параметров структуры и излучения: $\varepsilon_1 = (0.15 - i \cdot 3.2)^2$, $\varepsilon_2 = 2.30$, $\varepsilon_3 = 1.00$, отвечающих реальной волноводной структуре с металлической (Au, Cu) подложкой и волноведущим слоем на основе стекла на длине волны $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ [1,2]. Видно, что для объемной TE_0 -моды при $L \cong 0.11 \mu\text{m}$ имеет место отсечка, что соответствует возникновению излучательной моды покровной среды. Поверхностная TM_0 -мода не имеет отсечки, и при $L \rightarrow 0$ значения КР и модового затухания определяются выражениями (7). При увеличении волноводного

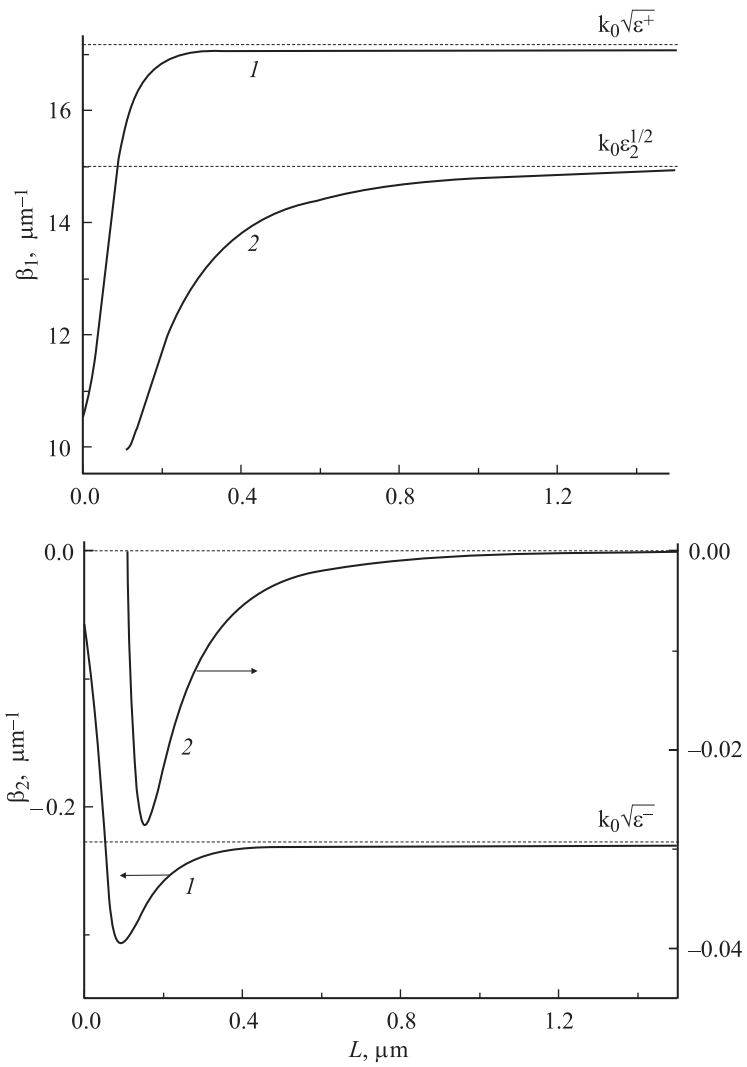


Рис. 1. Зависимости КР и модового затухания от толщины волноведущего слоя для TM_0^- (1) и TE_0^- (2) мод.

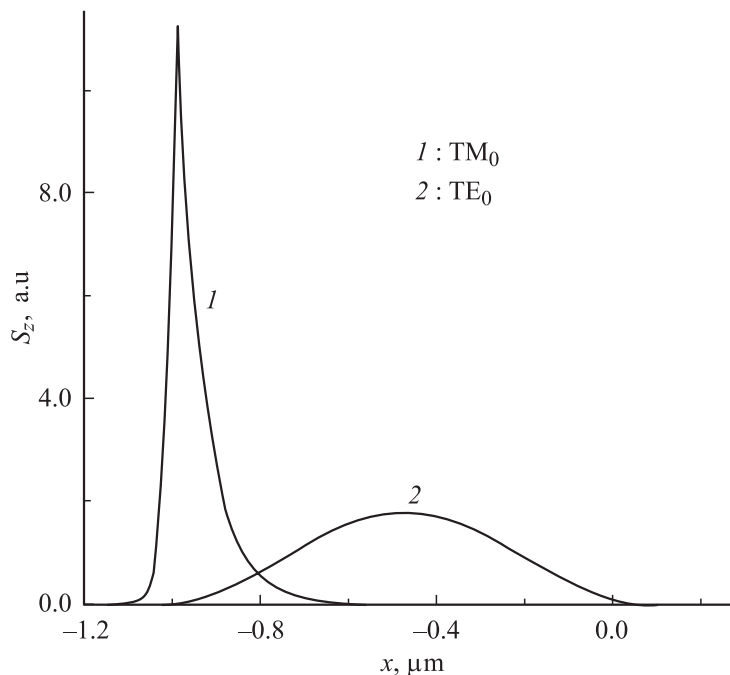


Рис. 2. Распределение потока энергии в поперечном сечении TM_0 - (1) и TE_0 - (2) мод.

слоя действительная часть КР для TE_0 -моды асимптотически стремится к значению $k_0\sqrt{\varepsilon_2}$, тогда как значения КР для TM_0 -моды приближается к пределу $k_0\sqrt{\varepsilon^+}$, где $\varepsilon^+ > \varepsilon_2$. Модовое затухание в области малых толщин волноводного слоя резко возрастает до максимума, а затем уменьшается до нуля для TE_0 -моды, а для TM_0 -моды стремится к значению $k_0\sqrt{\varepsilon^-}$. Здесь

$$\varepsilon^\pm = \frac{\varepsilon_2}{2} \left(\frac{\sqrt{(\varepsilon_1'\varepsilon_2 + |\varepsilon_1|^2)^2 + (\varepsilon_1''\varepsilon_2)^2} \pm \sqrt{(\varepsilon_1'\varepsilon_2 + |\varepsilon_1|^2)}}{(\varepsilon_1' + \varepsilon_2)^2 + (\varepsilon_1'')^2} \right). \quad (8)$$

Для выбранных параметров $\beta_{1\infty}^s \cong 17.08 \mu\text{m}^{-1}$, а $\beta_{2\infty}^s \cong -0.23 \mu\text{m}^{-1}$. Отметим, что наименьшая разница в затухании между TM_0 - и TE_0 -мо-

дами имеет место в области малых толщин L . Расстояние, на котором мода ослабевает в e раз, $l = 1/\beta_2$ (длина пробега [7]). Поверхностная мода имеет максимальную длину пробега порядка $18 \mu\text{m}$ вблизи отсечки. Для максимумов затухания TM_0 - и TE_0 -мод оценочные значения l составляют 3.3 и $36.3 \mu\text{m}$, а вдали от отсечки (большие толщины L) длины пробега наиболее различаются и равны 4.3 и $1923 \mu\text{m}$ соответственно.

3. Распределение по сечению волновода потока энергии определяется выражением $\mathbf{S} = (c/8\pi)\text{Re}[\mathbf{E}\mathbf{H}^*]$. С учетом геометрии волноводной структуры и полей \mathbf{E} и \mathbf{H} для z -компоненты потока получаем:

$$S_z(x) = \frac{c}{8\pi k_0} S_0 \Phi_y^2(x) \text{Re} \left(\frac{\beta}{\gamma} \right), \quad (9)$$

где S_0 — плотность (на единицу длины вдоль оси y) вводимого в волновод потока. На рис. 2 для фиксированной толщины волновода $L = 1 \mu\text{m}$ приведено распределение нормированного потока энергии вдоль оси z TM_0 - (кривая 1) и TE_0 - (кривая 2) мод. Видно, что энергия TM_0 -моды локализуется на границе раздела металл-диэлектрик, тогда как распределение поля TE_0 -моды имеет четко выраженный объемный характер с локализацией внутри волноведущего слоя. Анализ (9) показывает, что при выбранных значениях параметров структуры и среды для объемной моды максимальная плотность потока соответствует значению $x_m \approx -0.47 \mu\text{m}$, т.е. практически отвечает центру волноведущего слоя, а для поверхностной моды $x_m = -1 \mu\text{m}$, т.е. мода локализуется на границе раздела металл-диэлектрик. Оценка степени локализации

$$\Gamma(x_m) = \frac{\int_{x_m-\Delta x}^{x_m+\Delta x} S_z(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} S_z(x) dx},$$

где координата x_m соответствует максимуму распределения потока энергии соответствующей моды, дает значения $\Gamma(x_m)$, равные 99.99 и 34.80% при $\Delta x = 0.1 \mu\text{m}$ и 91.10 и 3.57% при $\Delta x = 0.01 \mu\text{m}$ для поверхностной и объемной мод соответственно. Анализ показывает, что распределение потока TM_0 -моды в случае малых толщин L , которым соответствуют значения $\beta_1^s < k_0 \sqrt{\epsilon_2}$, принципиально не отличается от приведенного, т.е. характер распределения этой моды остается поверхностным.

Список литературы

- [1] *Reisinger A.* // *Appl. Opt.* 1973. V. 12. N 5. P. 1015–1025.
- [2] *Адамс М.* Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.
- [3] *Санников Д.Г., Семенцов Д.И.* // *Письма в ЖТФ.* 2002. Т. 28. В. 20. С. 42–49.
- [4] *She Sh., Wang J., Qiao L.* // *Opt. Commun.* 1992. V. 90. N 4–6. P. 238–240.
- [5] *Xiaoqing J., Jianjiyi Y., Minghua W.* // *Opt. Commun.* 1996. V. 129. N 3–4. P. 173–176.
- [6] *Клар Ж.-Ж.* Введение в интегральную оптику. М.: Сов. радио, 1980. 104 с.
- [7] *Burke J.J., Stegeman G.L., Tamir T.* // *Phys. Rev. B.* 1986. V. 33. N 8. P. 5186–5201.
- [8] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 856 с.