

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАТУХАНИЯ НАПРАВЛЯЕМЫХ МОД ПЛЕНОЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

П. В. Адамсон

Явление распространения света в виде направляемых мод, обладая специфическими особенностями и уникальными возможностями, оказалось весьма полезным для исследования свойств приповерхностных слоев [1, 2]. Волноводные методы широко используются также в диагностике пленочных оптических волноводов [3], в частности для определения их потерь.

Однако традиционные способы измерения затухания волноводных мод имеют определенные недостатки. Например, метод с торцевым вводом излучения [4] не позволяет провести дифференцирование потерь по модам. При использовании модово-селективных призмных элементов связи неизвестными или трудно стабилизируемыми, как правило, оказываются потери согласования на входе и выходе. Поэтому немалый интерес представляют альтернативные способы, в которых эти потери роли не играют.

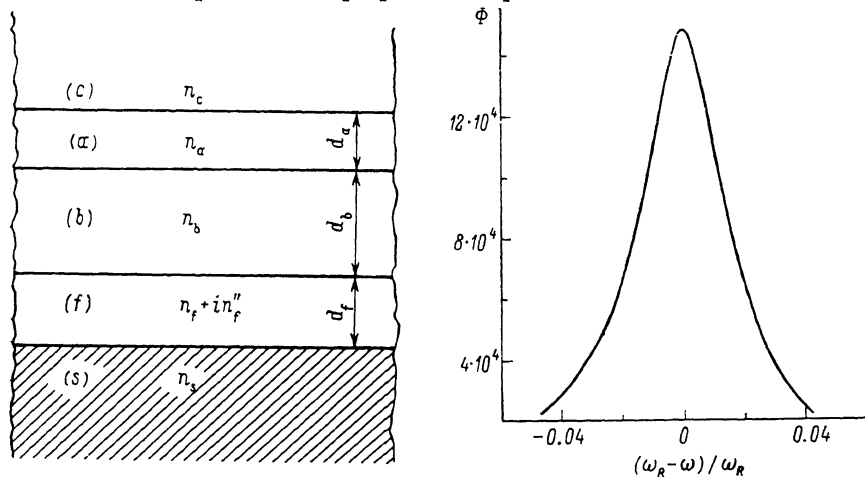
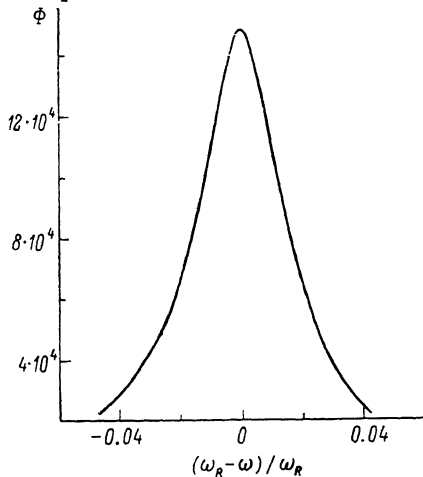


Рис. 1. Поперечный разрез волноводной структуры.

Рис. 2. Спектральная зависимость функции $\Phi = \kappa(\omega) p^{-1}(\omega)$ связанных (резонансных) нулевых TE -мод.

$\lambda_H = 2\pi c \omega_H^{-1} = 1.3$ мкм; $n_s = 1.4$, $n_f = 1.6$, $n_f'' = 10^{-3}$, $n_b = 1.45$, $n_a = 1.5$, $n_c = 1.4$, $d_f = 0.271$ мкм, $d_b = 6.42$ мкм.



В данном сообщении для определения затухания направляемых мод предлагается спектроскопический метод, основанный на резонансной туннельной связи двух мод. Он осуществляется следующим образом. На исследуемую пленку f с комплексным показателем преломления $n_f + i n_f''$ ($n_f'' \ll n_f$) и толщиной d_f наносят слой из высокопрозрачных материалов: буферный слой b , волноведущий слой a и покровный слой c (может быть и воздух) с показателями преломления n_b , n_a и n_c соответственно, причем $n_s < n_f < n_b < n_a < n_c$ (рис. 1). Толщину d_a определяют из дисперсионного уравнения волноводной пленки a так, что фазовый показатель преломления его основной моды с TE - или TM -поляризацией совпадает с фазовым показателем преломления измеряемой моды (с соответствующей поляризацией) пленки f . Толщину буферного слоя d_b подбирают таким образом, что удовлетворяется условие слабой связи резонансных мод

$$\exp(-\omega_R c^{-1} (n^2 - n_b^2)^{1/2} d_b) \ll 1, \quad (1)$$

где c — скорость света в вакууме, n — фазовый показатель преломления резонансных мод при частоте ω_R .

Поскольку коэффициенты затухания резонансных мод значительно отличаются, то в системе таких связанных волноводов не возникает пространственного бегания интенсивности излучения (для последнего требуется равенство не только действительных частей показателей преломления мод, но и их мнимых частей [5]).

Как показывает анализ [6], в рассматриваемом случае резонансная туннельная связь приводит к тому, что возбужденная в пленке a незатухающая мода станет в резонансной области ($\omega \sim \omega_R$) затухающей, причем спектр ее коэффициента затухания $\kappa(\omega)$ аппроксимируется в этой области лоренцианом с полушириной

$$\frac{\delta_R}{\omega_R} = \frac{2n_f'' n_f \Gamma_f}{|S_f - S_a + \Gamma_f g_f - \Gamma_a g_a + (\Gamma_{fb} - \Gamma_{ab}) g_b + \Gamma_{fs} g_s - \Gamma_{ac} g_c|} \quad (2)$$

В формуле (2) S_f и S_a — волноводные дисперсии резонансных TE - или TM -мод пленок и a' соответственно;

$$\begin{aligned} S_{f, a} &= (n_{f, a}^2 - n^2) d_{f, a} L_{f, a}^{-1}, \quad g_{s, f, b, a, c} = \\ &= \omega_R n_{s, f, b, a, c} \left. \frac{dn_{s, f, b, a, c}}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_R} \end{aligned}$$

— коэффициенты материальной дисперсии; L_f, L_a — эффективные толщины волноводов f и a , $\Gamma_{fs}, \Gamma_f, \Gamma_{fb}$ — относительные доли продольного потока мощности моды пленки f в слоях s, f и b ($\Gamma_{fs} + \Gamma_f + \Gamma_{fb} = 1$); $\Gamma_{ab}, \Gamma_a, \Gamma_{ac}$ — относительные доли продольного потока мощности моды пленки a в слоях b, a и c ($\Gamma_{ab} + \Gamma_a + \Gamma_{ac} = 1$) [7].

Величина n_f'' может быть вычислена по формуле (2), если известны полуширина δ_R и дисперсии показателей преломления. Поскольку последние не всегда известны, то удобно применять метод для материалов с малой дисперсией, например стекол (в оптической области спектра параметр $g \sim 10^{-2}$ [8]). Заметим, что стекла целесообразно использовать и в качестве дополнительных наносимых прозрачных слоев b, a, c , поскольку они могут иметь очень малые потери [8]. Если коэффициенты материальной дисперсии всех слоев порядка 10^{-2} , то подбирая параметры дополнительных слоев таким образом, что разность волноводных дисперсий резонансных мод значительно больше ($|S_f - S_a| \geq 0, 1$), не нужно учитывать материальную дисперсию в выражении (2).

При больших толщинах буферного слоя может быть заметной дисперсия величины $p(\omega) = [-2\omega_R c^{-1} (n^2 - n_0^2)^{1/2} d_b]$ (в резонансной области $\kappa(\omega) = \kappa, p(\omega) (\delta_R/2)^2 [(\omega - \omega_R)^2 + (\delta_R/2)^2]^{-1}$, κ_0 — постоянная величина [6]) В связи с этим n_f'' надежнее определять через полуширину функции $\Phi = \kappa(\omega) p^{-1}(\omega)$ (рис. 2). Благодаря экспоненциальной зависимости $\kappa(\omega)$ от d_b величина коэффициента затухания легко варьируется с помощью изменения толщины буферного слоя и может быть выбрана из соображения удобства конкретного эксперимента.

Заметим, что δ_R зависит и от поглощения в подложке [6]. Ввиду этого метод применим для мод, у которых $\Gamma_f n_f'' \gg \Gamma_{fs} n_s''$, где n_s'' — мнимая часть показателя преломления подложки.

Итак, единственной измеряемой величиной в предложенном методе является полуширина функции Φ , для определения которой нужно измерить лишь относительное спектральное распределение интенсивности излучения около ω_R . Поэтому неважно, какая часть излучения теряется при торцевом возбуждении основной моды пленки a или при преобразовании моды в объемное излучение на выходе системы.

Список литературы

- [1] Поверхностные поляритоны. М.: Наука, 1985. 525 с.
- [2] Яковлев В. А., Сычугов В. А., Тищенко А. В. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 11. С. 665—669.
- [3] Olivier M. New Directions in Guided Wave and Coherent Optics / Ed. D. V. Ostrowsky, E. Spitz. The Hague; Boston; Lancaster: Martinus Nijhoff Publishers, 1984. Vol. 2.
- [4] Хансперджер Р. Интегральная оптика. Теория и технология. М.: Мир, 1985. 379 с.
- [5] Miller S. E. // BSTJ. 1954. Vol. 33. N 5. P. 661—719.
- [6] Адамсон П. В. Препринт Института физики АН ЭССР. № F-39. Тарту, 1987. 34 с.
- [7] Федосеев В. Г., Адамсон П. В. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9. № 5. С. 993—1005.
- [8] Olshansky R. // Rev. Mod. Phys. 1979. Vol. 51. N 2. P. 341—367.

Институт физики АН ЭССР
Тарту

Поступило в Редакцию
10 февраля 1989 г. μ