

Измерение градиента показателя преломления по толщине диэлектрической пленки методом возбуждения волноводных мод

В.И.Соколов, В.Я.Панченко, В.Н.Семиногов

Предложен метод измерения градиента показателя преломления $n(z)$ в неоднородных по толщине диэлектрических пленках. Метод основан на возбуждении волноводных мод в пленке с помощью призмы нарушенного полного внутреннего отражения и на расчете $n(z)$ и толщины H_f пленки, исходя из угловых положений ТЕ или ТМ мод. Он может использоваться при произвольной форме модуляции показателя преломления по толщине пленки в пределе слабого градиента $(\Delta n(z)/n(z) \ll 1)$.

Ключевые слова: диэлектрические пленки, волноводные моды, метод нарушенного полного внутреннего отражения.

1. Введение

Метод нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) успешно используется для определения толщины H_f и показателя преломления n_f однородных по толщине диэлектрических пленок [1–5]. Он позволяет определять n_f пленок толщиной 0.3–15 мкм с точностью $\pm 1 \times 10^{-4}$, а их толщину – с точностью $\pm 0.5\%$ [5]. Данный метод применялся также для измерения показателя преломления $n_f(z)$ неоднородных по толщине пленок [6–9] при следующих ограничениях: $n_f(z)$ является непрерывной и монотонно спадающей при $z \geq 0$ функцией, максимум которой находится на границе пленки $z = 0$ (рис. 1). В настоящей работе представлен метод измерения распределения показателя преломления $n_f(z) = n_f + \Delta n_f(z)$ по толщине пленки для произвольной формы модуляции $n_f(z)$ в пределе сла-

бого градиента, т. е. при $\Delta n_f(z)/n_f \ll 1$. Здесь n_f – среднее значение показателя преломления пленки, а $\Delta n_f(z)$ – вклад в $n_f(z)$, вызванный его модуляцией.

2. Метод НПВО

Принцип возбуждения волноводных мод в диэлектрической пленке методом НПВО иллюстрирует рис. 1. Монохроматический коллимированный световой пучок падает на пленку толщиной H_f с показателем преломления $n_f(z)$ со стороны призмы, имеющей высокий показатель преломления N_p , под углом θ . Между призмой и пленкой имеется зазор толщиной H_i , заполненный иммерсионной жидкостью с показателем преломления n_i или воздухом. Если угол падения θ превышает критический, имеет место полное внутреннее отражение (ПВО) светового пучка от границы призмы. Однако если толщина зазора мала (типичные толщины $H_i < 100$ – 200 нм), то при некоторых углах падения θ_i , для которых выполняется условие синхронизма

$$N_p \sin \theta_i = \beta_i, \quad i = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

где β_i – эффективный показатель преломления волновода для моды с номером i , условие ПВО нарушается и свет может проникать в пленку, возбуждая в ней соответствующую волноводную моду. Поэтому при выполнении условия (1) в угловой зависимости коэффициента отражения $R(\theta)$ пучка от границы призма – пленка наблюдаются резкие и узкие минимумы.

В случае однородной по толщине пленки значения β_i однозначно определяются ее толщиной H_f и показателем преломления n_f (при заданных n_i и n_s), поэтому по двум экспериментально найденным значениям θ_i можно рассчитать два неизвестных параметра пленки – H_f и n_f [1–5]. Если пленка неоднородна по толщине, т. е. имеется градиент показателя преломления по координате z (рис. 1), то задача становится более сложной. Ниже будет изложен метод измерения H_f и $n_f(z)$, который может использоваться при произвольной форме модуляции $n_f(z)$ в пределе слабого градиента $(\Delta n_f(z)/n_f \ll 1)$.

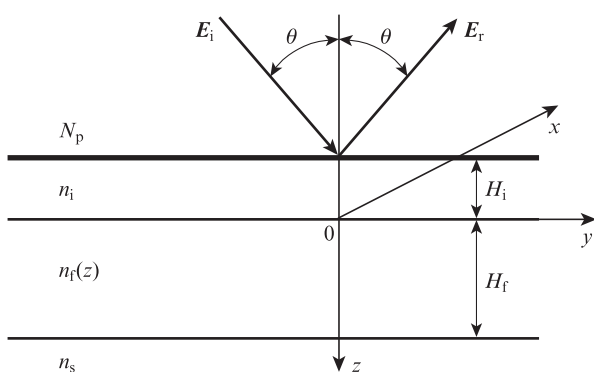


Рис. 1. Схема возбуждения волноводных мод в диэлектрической пленке методом НПВО: N_p , n_i , n_f и n_s – показатели преломления призмы, иммерсионной жидкости (или воздуха), пленки и подложки соответственно; H_i – толщина зазора между пленкой и призмой; H_f – толщина пленки; θ – угол падения.

В.И.Соколов, В.Я.Панченко, В.Н.Семиногов. Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Россия, Московская обл., 140700 Шатура, ул. Святоозерская, 1; e-mail: visokol@ Rambler.ru

Поступила в редакцию 12 марта 2012 г.

3. Дисперсионные уравнения для определения эффективных показателей преломления для ТЕ и ТМ мод в пленке с градиентом показателя преломления

Во многих практически важных случаях градиент показателя преломления $n_f(z) = n_f + \Delta n_f(z)$ в диэлектрических пленках мал. Поэтому ниже мы получим дисперсионные уравнения для ТЕ и ТМ мод методом возмущений по малому параметру $\Delta n_f(z)/n_f \ll 1$ при произвольной форме модуляции $n_f(z)$.

Рассмотрим пленку с модулированной по толщине (вдоль координаты z , см. рис.1) диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon_f(z) = \varepsilon_f + \Delta\varepsilon(z), \quad |\Delta\varepsilon(z)/\varepsilon_f| \ll 1, \quad (2)$$

где $\varepsilon_f = n_f^2$ – невозмущенная диэлектрическая проницаемость; $\Delta\varepsilon(z)$ – возмущение, зависящее только от координаты z . Приведем выражения для электромагнитных полей $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + \text{компл. сопр.}$ и $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + \text{компл. сопр.}$, где $\mathbf{r} = (x, y, z)$, в трехслойном диэлектрическом непоглощающем волноводе, образованном подложкой, пленкой и покровным слоем (иммерсионной жидкостью или воздухом), для ТЕ мод. В покровном слое с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 = n_1^2$

$$\mathbf{E}^I(y, z) = e_x A^I \exp(i\beta k y + \gamma^I z), \quad (3)$$

$$\mathbf{H}^I(y, z) = -\left(e_y \frac{i\gamma^I}{k} + e_z \beta\right) A^I \exp(i\beta k y + \gamma^I z),$$

где e_x , e_y и e_z – единичные векторы по осям x , y и z ; A^I – комплексная амплитуда волны в покровном слое; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны света в вакууме; $\gamma^I = k(\beta^2 - \varepsilon_1)^{1/2} \geq 0$. В подложке с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_3 = n_3^2$

$$\mathbf{E}^{III}(y, z) = e_x A^{III} \exp(i\beta k y - \gamma^{III} z), \quad (4)$$

$$\mathbf{H}^{III}(y, z) = \left(e_y \frac{i\gamma^{III}}{k} - e_z \beta\right) A^{III} \exp(i\beta k y - \gamma^{III} z),$$

где A^{III} – амплитуда волны в подложке; $\gamma^{III} = k(\beta^2 - \varepsilon_3)^{1/2} \geq 0$. В пленке с зависящей от координаты z диэлектрической проницаемостью (2)

$$\mathbf{E}^{II}(y, z) = e_x \exp(i\beta k y) [A_1 e_1(z) + A_2 e_2(z)],$$

$$\mathbf{H}^{II}(y, z) = -\left\{e_y \frac{i}{k} \left[A_1 \frac{de_1(z)}{dz} + A_2 \frac{de_2(z)}{dz}\right] + e_z \beta [A_1 e_1(z) + A_2 e_2(z)]\right\} \exp(i\beta k y), \quad (5)$$

где A_1 и A_2 – амплитуды волн $e_1(z)$ и $e_2(z)$ в пленке, которые являются линейно независимыми решениями уравнения

$$\frac{d^2 e_{1,2}(z)}{dz^2} + k^2 [\varepsilon_f(z) - \beta^2] e_{1,2}(z) = 0. \quad (6)$$

Уравнение (6) может быть решено аналитически в пределе $\Delta\varepsilon(z)/\varepsilon_f \rightarrow 0$ для произвольной формы модуляции $\Delta\varepsilon(z)$ (2). В результате получим

$$e_{1,2}(z) = \exp(\pm i\gamma^{II} z) \left[1 \pm \frac{ik^2}{2\gamma^{II}} \int_{z_0}^z \Delta\varepsilon(\xi) d\xi \right] \mp \frac{ik^2}{2\gamma^{II}} \exp(\mp i\gamma^{II} z) \int_{z_0}^z \Delta\varepsilon(\xi) \exp(\pm i2\gamma^{II} \xi) d\xi, \quad (7)$$

где $\gamma^{II} = k(\varepsilon_f - \beta^2)^{1/2} \geq 0$.

Принимая во внимание выражения (3)–(7) и проводя сшивку электромагнитных полей на границах пленка–иммерсия ($z = 0$) и пленка–подложка ($z = H_f$) (рис. 1), получаем дисперсионное уравнение для определения эффективных показателей преломления β_f для ТЕ мод волновода

$$\begin{aligned} & \{\gamma^{II}(\gamma^I + \gamma^{III}) \cos(\gamma^{II} H_f) + [\gamma^I \gamma^{III} - (\gamma^{II})^2] \sin(\gamma^{II} H_f)\} \\ & + \text{Im} \left\{ \frac{k^2(\gamma^{II} + i\gamma^I)}{2\gamma^{II}} \left[(\gamma^{III} - i\gamma^{II}) \exp(-i\gamma^{II} H_f) \right. \right. \\ & \times \int_0^{H_f} \Delta\varepsilon(z) dz - (\gamma^{III} + i\gamma^{II}) \exp(i\gamma^{II} H_f) \\ & \left. \left. \times \int_0^{H_f} \Delta\varepsilon(z) \exp(-i2\gamma^{II} z) dz \right] \right\} = 0. \quad (8) \end{aligned}$$

Первый член в фигурных скобках в уравнении (8) описывает вклад невозмущенного волновода с постоянным показателем преломления, а второй член связан с модуляцией показателя преломления $n_f(z)$ по толщине пленки. Уравнение (8) справедливо для ТЕ мод трехслойного непоглощающего волновода при произвольной форме модуляции $n_f(z)$ в пределе малого градиента ($|\Delta\varepsilon(z)/\varepsilon_f| \ll 1$).

Аналогично запишем выражения для электромагнитных полей для ТМ мод трехслойного волновода. В покровном слое с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 = n_1^2$

$$\mathbf{H}^I(y, z) = e_x B^I \exp(i\beta k y + \gamma^I z), \quad (9)$$

$$\mathbf{E}^I(y, z) = \left(e_y \frac{i\gamma^I}{k\varepsilon_1} + e_z \beta\right) B^I \exp(i\beta k y + \gamma^I z);$$

в подложке с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_3 = n_3^2$

$$\mathbf{H}^{III}(y, z) = e_x B^{III} \exp(i\beta k y - \gamma^{III} z), \quad (10)$$

$$\mathbf{E}^{III}(y, z) = \left(-e_y \frac{i\gamma^{III}}{k\varepsilon_3} + e_z \beta\right) B^{III} \exp(i\beta k y - \gamma^{III} z);$$

в пленке с зависящей от координаты z диэлектрической проницаемостью (2)

$$\mathbf{H}^{II}(y, z) = e_x \exp(i\beta k y) [B_1 h_1(z) + B_2 h_2(z)],$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{II}(y, z) = & \left\{ e_y \frac{i}{k\varepsilon_f(z)} \left[B_1 \frac{dh_1(z)}{dz} + B_2 \frac{dh_2(z)}{dz} \right] \right. \\ & \left. + e_z \frac{\beta}{\varepsilon_f(z)} [B_1 h_1(z) + B_2 h_2(z)] \right\} \exp(i\beta k y), \quad (11) \end{aligned}$$

где B^I и B^{III} – амплитуды ТМ волн в покровном слое и подложке соответственно, а B_1 и B_2 – амплитуды волн $h_1(z)$ и $h_2(z)$ в пленке, которые являются линейно независимыми решениями уравнения

Табл.2. Минимальные значения Δ_{\min} функционала (15) и соответствующие им параметры пленки SiO, рассчитанные из анализа угловых положений ТЕ и ТМ мод.

Мода	Диэлектрическая проницаемость	Δ_{\min}	H_f (нм)	n_f	a_1	a_2
ТЕ	$\varepsilon_f(z) = n_f^2 = \text{const}$	1.86×10^{-3}	1076.1	1.84033		
ТМ		1.44×10^{-3}	1081.6	1.84187		
ТЕ	$\varepsilon_f(z) = n_f^2 + a_1z + a_2z^2$	$< 1 \times 10^{-5}$	1079.6	1.86021	-1.12×10^{-3}	1.282×10^{-6}
ТМ		$< 1 \times 10^{-5}$	1085.5	1.86027	-8.38×10^{-3}	9.4×10^{-7}

Из табл.1 и 2 видно, что в предположении постоянства показателя преломления по толщине пленки минимальные значения функционала (15) ни при каких H_f и n_f не опускаются ниже 1×10^{-3} и что имеет место сильное несоответствие экспериментально измеренных эффективных показателей преломления для волноводных мод их теоретически рассчитанным значениям. Причина такого несоответствия может заключаться в том, что показатель преломления $n_f(z)$ непостоянен по толщине пленки. В табл.1 и 2 представлены также значения β_i^{th} , Δ_{\min} , H_f и $n_f(z)$, рассчитанные в предположении наличия градиента показателя преломления в пленке с диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon_f(z) = n_f^2 + a_1z + a_2z^2, \quad (16)$$

где a_1 и a_2 – константы. Значения, представленные в двух нижних строках табл.2, получены путем минимизации функционала (15) по H_f , n_f , a_1 и a_2 . Из табл.1 и 2 следует, что учет градиента $n_f(z)$ обеспечивает существенно более низкое значение Δ_{\min} и отличное согласие экспериментально измеренных и теоретически рассчитанных значений β_i . При этом толщины $H_f = 1079.6$ и 1085.5 нм, найденные из угловых положений ТЕ и ТМ мод в случае градиентной пленки, несколько больше соответствующих толщин, полученных в предположении $n_f = \text{const}$, и различаются на 5.9 нм. Таким образом, ошибка в определении толщины градиентной пленки методом возбуждения волноводных мод не превышает $\pm 0.3\%$.

Распределение показателя преломления $n_f(z)$ по толщине пленки, при котором достигается наилучшее согласие экспериментальных и теоретических значений β_i , представлено на рис.3.

Из рис.3 следует, что отклонение показателя преломления $n_f(z)$ от его средних значений 1.8309 для ТЕ мод и 1.8365 для ТМ мод не превышает 4%, т.е. выполняется условие малого градиента ($\Delta n_f(z)/n_f \ll 1$). Из рис.3 так-

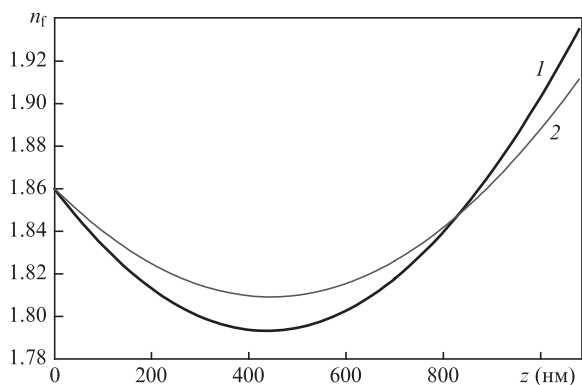


Рис.3. Распределения показателя преломления n_f по толщине z пленки SiO, при котором достигается наилучшее согласие экспериментальных и теоретических значений β_i для ТЕ (1) и ТМ (2) мод.

же видно, что показатель преломления $n_f(z)$ минимален в центральной части пленки и увеличивается к ее границам с подложкой и воздушным зазором. По нашему мнению, такая форма профиля $n_f(z)$ может быть обусловлена напряжениями в пленке, вследствие чего атомы кремния диффундируют к ее границе с подложкой. Это приводит к уменьшению стехиометрического параметра x оксида кремния SiO_x и повышению показателя преломления пленки вблизи ее границы с подложкой. Поскольку напряжения, как правило, максимальны вблизи этой границы, диффузия атомов кремния происходит наиболее сильно из ближайших к подложке областей пленки. Это объясняет, почему показатель преломления пленки на границе с воздухом выше, чем в ее середине.

5. Заключение

Разработан метод измерения градиента показателя преломления $n_f(z)$ в диэлектрических пленках. Метод может использоваться для произвольной формы модуляции $n_f(z)$ по толщине пленки в пределе слабого градиента ($\Delta n_f(z)/n_f \ll 1$). Согласно предложенному методу диэлектрическую проницаемость пленки представляют в виде степенного ряда $\varepsilon_f(z) = n_f^2 + \sum_i a_i z^i$ с неизвестными коэффициентами a_i . С использованием призмы НПВО экспериментально измеряют эффективные показатели преломления для волноводных мод β_i^{exp} ($i = 0, 1, 2, \dots$), по которым рассчитывают коэффициенты a_i . Метод можно применять при возбуждении в пленке по крайней мере трех мод с одинаковой поляризацией. При этом точность определения профиля $n_f(z)$ возрастает по мере увеличения количества учитываемых волноводных мод. Использование данного метода для анализа характеристик градиентной пленки SiO, в которой возможно возбуждение четырех ТЕ и четырех ТМ волноводных мод, показало, что точность определения толщины пленки составляет $\pm 0.3\%$, а точность определения ее показателя преломления равна $\pm 2 \times 10^{-5}$.

Авторы выражают признательность В.Н.Глебову и А.М.Малюгину за изготовление пленок SiO, И.В.Соколовой за проведенные измерения на рефрактометре-профилометре Metricon-2010 и Е.В.Хайдукову за полезные обсуждения.

Работа поддержана грантом РФФИ №10-07-91751-АФ_а.

1. Tien P.K., Ulrich R., Martin R.J. *Appl. Phys. Lett.*, **14**, 291 (1969).
2. Дерюгин Л.Н., Марчук А.Н., Сотин В.Е. *Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника*, **13**, 973 (1970).
3. Tien P.K. *Appl. Opt.*, **10**, 2395 (1971).
4. Ulrich R., Torge R. *Appl. Opt.*, **12**, 2901 (1973).
5. www.metricon.com.
6. White J.M., Heidrich P.F. *Appl. Opt.*, **15**, 151 (1976).
7. Chiang K.S. *J. Lightwave Technol.*, **3**, 385 (1985).
8. Chiang K.S., Wong C.L., Chan H.P., Chow Y.T. *J. Lightwave Technol.*, **14**, 827 (1996).
9. Mathey P., Jullien P. *Opt. Commun.*, **122**, 127 (1996).