

УДК: 681.128

С.М. ДОВГАЛЕЦЬ, А.С. ВАСЮРА

КЕРУВАННЯ СВІТЛОПРОПУСКАННЯМ ТРИШАРОВИХ ОПТИЧНИХ ХВИЛЕВОДІВ

4

Вінницький державний технічний університет

95, Хмельницьке шосе, Вінниця, 21021, Україна

E-mail: dovgalets@aim.vstu.vinnica.ua

Анотація. Розглянуто світлопропускання оптичного хвилеводу, який складається з багатомодової серцевини та тонкої діелектричної плівки з більш високим показником заломлення. Показано, що забезпечення режиму відсікання основної моди плівки призводить до зменшення втрат, які пов'язані з розсіюванням та поглинанням у зовнішньому середовищі.

Abstract. The study of a light transmission in the optical waveguide consisting of a multimode lossless rod and thin dielectric lossy films of higher refractive index as compared to the rod has been carried out. It has been shown that provision of the rod principle modes cutoff regime causes an increase of the sensor output power while the surrounding medium measuring refractive index increases.

Ключові слова: оптичний хвилевід, методи модуляції, оптичний перетворювач.

Різноманітні методи керування світлопропусканням оптичного хвилеводу широко застосовуються в проектуванні напівпровідникових лазерів, модуляторів, волоконно-оптичних вимірювальних пристроїв. Методи, що базуються на залежності модового складу випромінювання від оптичних властивостей моделюючого середовища, використовуються рідко через високу нелінійність вихідного сигналу. Тому велика увага в наш час приділяється розробці методів модуляції світла із сталим модовим складом. Проте низька чутливість до керувальних впливів у звичайному двошаровому хвилеводі призвела до необхідності розробки спеціальних структур. Зокрема, у 1976 році було запропоновано інтегрально-оптичний хвилевід, що був навантажений тонкою плівкою з великим показником заломлення [1]. Зміна параметрів плівки такої структури надала можливість керувати розподілом оптичного поля в хвилеводі та сталою розповсюдження його нульової моди. Застосування такого типу структур дозволило суттєво підвищити ефективність роботи електрооптичних модуляторів [2] та стабільність роботи напівпровідникових лазерів [3]. Використання аналогічної структури в рефрактометричних вимірюваннях було запропоновано в [4], де показана можливість отримання зворотної залежності вихідного сигналу для визначених мод хвилеводу.

Відомо, що інтенсивність оптичного випромінювання на виході хвилеводу залежить від величини тої частини оптичного поля, яка розповсюджується зовні хвилеводу. Ця величина суттєво залежить від параметрів хвилеводу і для багатомодових структур складає частку відсотка. Таким чином, модуляція інтенсивності оптичного випромінювання в звичайному волокні абсолютно неефективна. Другий недолік використання такого методу модуляції пов'язаний з необхідністю врахування як показника заломлення,

так і коефіцієнта екстинкції модулюючого середовища. Вплив обох недоліків можна знизити зменшенням поперечних розмірів хвилеводу та використанням двопараметричних вимірювань. Проте використання цих методів суттєво вплине на надійність та складність пристроїв, які реалізують ці методи, тому такий підхід в наш час використовується для вимірювання коефіцієнта поглинання рідких середовищ [5,6].

В цій роботі запропоновано метод модуляції інтенсивності оптичного випромінювання, який базується на керуванні розподілом оптичного поля в багатомодовому хвилеводі, що складається з кількох спрямовувальних середовищ.

На рис. 1 показано перетин та профіль показника заломлення такого хвилеводу. Діелектрична серцевина з показником заломлення n_1 та тонкі діелектричні плівки з показником заломлення n_2 є хвилеводні і такими, що локалізують оптичне випромінювання. Плівки нанесені на бокові поверхні серцевини. Така структура оточується необмеженим середовищем з показником заломлення n_3 . Всі показники заломлення такого хвилеводу є комплексними величинами $n_j = n_j^r - ik_j$ ($j = 1, 2, 3$), де k_j - коефіцієнт екстинкції j -го середовища. Поперечні розміри серцевини - $2a \times 2c$ та $2(a+b) \times 2(c+b)$ - поперечні розміри всього хвилеводу. В роботі припускається, що всі середовища є лінійними, однорідними, ізотропними та $n_2^r > n_1^r > n_3^r$.

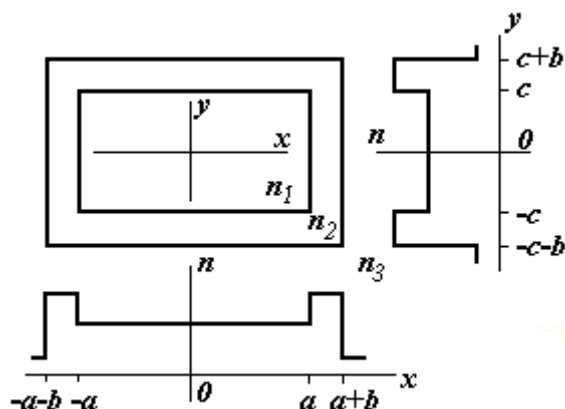


Рисунок 1. Структура та профіль показника заломлення тришарового оптичного хвилеводу

Потужність світла на виході хвилеводу можна описати виразом $P = P_0 \exp(-\alpha L)$ і визначається додатком потужностей, що переносяться кожною із спрямовуваних мод

$$P = \sum_j P_{0j} \exp(-2\alpha_j L) \quad (1)$$

де α - стала згасання випромінювання в хвилеводі, L - довжина хвилеводу, P_0 - потужність випромінювання на входному торці волокна, P_{0j} і α_j - вхідна потужність та стала згасання j -й моди, відповідно.

Стала згасання спрямовуваних мод в (1) визначається за їх ефективним показником заломлення n_{ej} :

$$\alpha_j = k \operatorname{Im}(n_{ej}) \quad (2)$$

де $k = 2\pi / \lambda$ хвильове число у вакуумі і λ - довжина хвилі джерела випромінювання. Ефективний показник заломлення n_{ej} визначається з виразу [7]:

$$\left(\nabla_t + (n^2 - n_e^2)k^2 \right) \bar{\Psi}_t = 0, \quad (3)$$

де $\bar{\Psi}_t$ - поперечна компонента векторів електричної \bar{E} або магнітної \bar{H} напруженостей поля в середовищі з показником заломлення n . Оскільки серцевина та плівки є спрямовувальними, то розв'язок рівняння (3) має бути періодичним в областях $|x| < a + b$ і $|y| < c + b$ та експоненціальним за межами цих областей. Використовуючи відомі методи моделювання оптичних хвилеводів (див., наприклад [7,8]), отримано характеристичне рівняння для спрямовуваних мод розглянутого хвилеводу:

$$tgu = \frac{v}{u} \times \frac{w - vtgv_1}{v + wtgv_1} \quad (4a)$$

$$tgu = \frac{n_1^2 v}{n_2^2 u} \times \frac{n_2^2 w - n_3^2 vtgv_1}{n_3^2 v + n_2^2 wtgv_1} \quad (4b)$$

де

$$v^2 = V^2 / a_s^2 + u^2$$

$$v_1^2 = V_1^2 + u^2 (b/a)^2$$

$$w^2 = V^2 - u^2$$

та $V = ka(n_1^2 - n_3^2)^{1/2}$ - нормована частота серцевини, $V_1 = kb(n_2^2 - n_1^2)^{1/2}$ - нормована частота плівок, $a_s = (n_1^2 - n_3^2)^{1/2} / (n_2^2 - n_1^2)^{1/2}$ - коефіцієнт асиметрії плівок.

Стала розповсюдження спрямовуваних мод визначається з (4) в нормованому вигляді:

$$N^2 = (V^2 - u^2) / V^2 \quad (5a)$$

або у вигляді ефективних показників заломлення:

$$n_e^2 = n_1^2 - (n_1^2 - n_3^2)u^2 / V^2. \quad (5b)$$

Індекс j у виразах (3)-(5) спростовано, проте кожна мода описується власною сталою розповсюдження, як незалежним розв'язком рівняння (4).

Рівняння (4) описують ТЕ- (4a) і ТМ- (4b) моди хвилеводу. Застосування методу ефективного показника заломлення [7,8] або його модифікацій [9,10] дозволяє розширити можливість розробленої моделі для розрахунку сталих розповсюдження $E_{nm}^x - (E_{nm}^y)$ мод хвилеводів з прямокутним поперечним перерізом. Рівняння (4) описують хвилевід із серцевиною квадратного перерізу $2a \times 2a$. Нормовані частоти в такому разі є однаковими в обох поперечних напрямках.

Локалізовані серцевиною P_1 , плівками P_2 та зовнішнім середовищем P_3 потужності є частками загальної спрямовуваною модою потужності P_0 і визначаються з рівняння [7]:

$$P = \frac{1}{2} \oint \bar{E} \times \bar{H} \hat{z} dA$$

як

$$P_1 = \frac{kn_e a}{2\omega\mu_0} A_1^2 \left(2 + \frac{\sin(2u)}{2u} \right) \quad (6a)$$

$$P_2 = \frac{kn_e b}{2\omega\mu_0} A_2^2 \left(1 + \frac{\sin(v_1)}{v_1} \cos(v(2 + b/a) + 2\varphi) \right) \quad (6b)$$

$$P_3 = \frac{kn_e (a+b)}{2\omega\mu_0} A_3^2 \left(1/w(1 + b/a) \right) \quad (6c)$$

де A_1 , A_2 , A_3 і φ - сталі, що визначаються граничними умовами:

$$A_1 \cos u = A_2 \cos v ,$$

$$A_2 \cos(vc) = A_3 ,$$

$$\varphi = \operatorname{arctg} \left(\frac{utgu - vtgv}{v + utgutv} \right) .$$

Вирази (4)-(6) описують тришаровий симетричний оптичний хвилевід (рис. 1). При $b = 0$ мкм і $n_2 = n_1$ $V_1 = v_1 = P_2 = 0$ та $v = u$ і наведені рівняння перетворюються у відому модель двошарового симетричного хвилеводу. За допомогою аналогічних перетворень можна отримати модель несиметричного хвилеводу товщиною b (див., наприклад [8]).

На рисунках 2 оцінені спрямовувальні властивості тришарової хвилеводної структури. На рис. 2a показана залежність нормованого показника заломлення N від нормованої частоти певних спрямовуваних E_{1m}^x -мод при $V = 50$ і $a_s = 1.17$. Оскільки дана залежність описує тільки фазові властивості мод хвилеводу, то в розрахунках усі параметри хвилеводу вважалися дійсними. При $V_1 = 0$ структура, що описана, це звичайний симетричний хвилевід без плівок, який спрямовує 16 E_{1m}^x -мод.

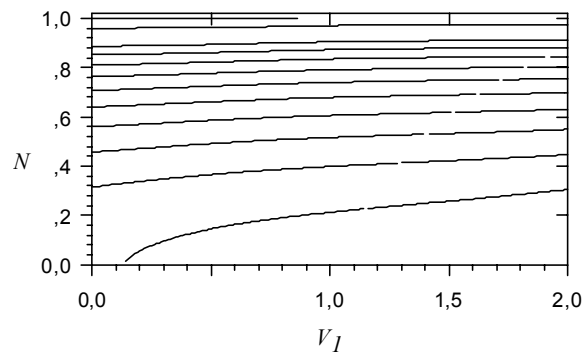
Як видно з рисунка, характер залежності N от V_1 є типовим для структур з кількома спрямовувальними прошарками [2]. Слід зазначити, проте, що моди нижчого порядку зникають при певних значеннях параметра V_1 . Параметри плівок, що забезпечують такий режим відсікання, визначаються виразами:

$$\operatorname{tg}(V_1) = a_s \quad (7a)$$

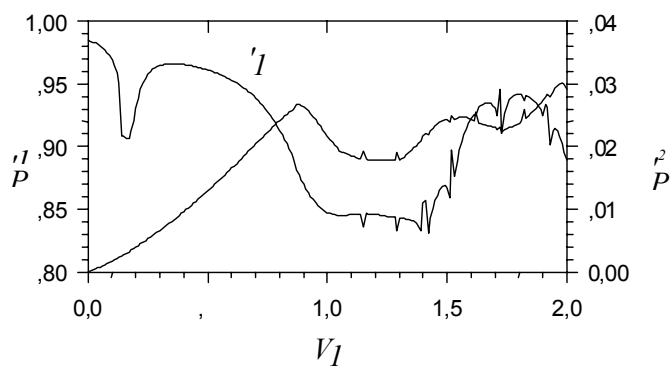
для $E_{1,1}^x$ -моди і

$$\operatorname{tg}(V_1) = \frac{n_2^2}{n_1^2} a_s \quad (7b)$$

для $E_{1,1}^y$ -моди. Ці умови відсікання отримані з (3) при $n_e = n_1$. Вирази (7) співпадають з відомими умовами відсікання нульової моди несиметричного хвильоводу [8] якщо серцевину розглядати як підкладку планарного хвильоводу. Моди вищого порядку також зникають при певних значеннях V_1 , що показано розривами на кривих на рис. 2а.



а)



б)

Рисунок 2. Залежність нормованої сталої розповсюдження N E_{1m}^x -мод ($m = 1,5,8-17$ в порядку зменшення величини N) (а) і розподілу потужності між спрямовувальними середовищами (б) від нормованої частоти плівок V_1 при $V = 50$ та $a_s = 1.17$

Локалізовані кожним із середовищ частки потужності (6) розраховувались в нормованому вигляді, коли загальна потужність, що спрямовується хвилеводом, дорівнює 1. Залежність розподілу потужності між ідеальними середовищами тришарового хвилеводу від нормованої частоти плівок V_1 наведена на рис. 2b. Кожний з параметрів P'_j розраховувався як сума потужностей відповідних часток усіх спрямовуваних мод. Частина потужності в зовнішньому середовищі на рисунку не показана, проте може бути визначена за виразом $P'_3 = 1 - P'_1 - P'_2$. Піки на кривих відповідають збурюванню спрямовуваної моди при $V_1 = 0.15$ та впливом зникаючих мод при значеннях параметра V_1 , що відповідає порушенню умови фазового резонансу мод.

Відомо, що підвищення нормованої частоти двошарового хвилеводу призводить до підсилення локалізувальних властивостей хвилеводу. Проте на рис. 2b в тришаровому хвилеводі така залежність має зворотний характер при підвищенні нормованої частоти V_1 від 0.87 до 1.27. Поблизу відсікання основної моди плівки світловий потік суттєво зміщується до границь хвилеводу і плівки в цьому разі виконують функції додаткового зовнішнього середовища.

Зміна показника заломлення зовнішнього середовища призводить до перерозподілу світлового потоку та зміни впливу кожного з середовищ на загальне світлопропускання в хвилеводі. Світлопропускання реального хвилеводу суттєво залежить від k_1 оскільки $P'_1 \gg P'_2, P'_3$. Проте при збуренні плівкових мод вплив плівок також стає суттєвим, при цьому чим більше k_2 , тим більш значим стає цей вплив [11].

Для розрахунків світлопропускання реального тришарового хвилеводу використовувалася серцевина з показником заломлення $n_1 = 1.492$ та поперечними розмірами $2a = 1$ мм і $2c = 5$ мм. Дійсна частина показника заломлення зовнішнього середовища n_3 змінювалася в діапазоні $1.33 \div 1.4$. Вважається, що дослідний хвилевід під'єднаний до джерела випромінювання з довжиною хвилі 0.6328 мкм за допомогою оптичного волокна з числовою апертурою 0.51. Такий вибір дозволив збурювати тільки спрямовувані моди в хвилеводі для будь-якого значення показника заломлення n_3^r у визначеному діапазоні. Крім того, вважається, що багатомодове оптичне волокно забезпечує рівномірне збурення спрямовуваних мод дослідного хвилеводу. Обрані поперечні розміри дозволили обмежити розрахунки тільки модами з близькими до лінійної формами поляризації для забезпечення мінімальної похибки розрахунку. Всі наведені результати описують поведінку тільки E_{nm}^x -мод. Характер залежності ортогональних мод є аналогічним. Вибрана числова апертура волокна та умова $b \ll a$ забезпечують значення ефективних показників заломлення спрямовуваних мод в діапазоні $1.402 \div 1.492$. Коефіцієнти екстинкції середовищ: $k_1 = 0$, $k_2 = 10^{-6}$, $k_3 = 10^{-7}$. Стала згасання α розраховувалась за (2).

На рис.3 показаний вплив параметрів плівки на світлопропускання тришарового оптичного хвилеводу. Як видно з рисунка, залежність α від V_1^r нелінійна. Стала згасання α збільшується при зменшенні a_s^r та при збільшенні V_1^r на початку осі. Аналогічний характер залежності мають перетворювачі, принцип дії яких полягає в порушенні повного внутрішнього відбиття. На

представленому рисунку моди, що витікають, виникають при $a_s^r < 0.84$. Найбільші втрати випромінювання спрямовуваних мод тришарового хвилеводу відповідають умові (7). Подальше збільшення V_1^r призводить до зворотної залежності α від a_s^r . Інакше кажучи, такий модулятор володіє "негативною" чутливістю при параметрах плівки, що забезпечують режим відсікання її нульової моди.

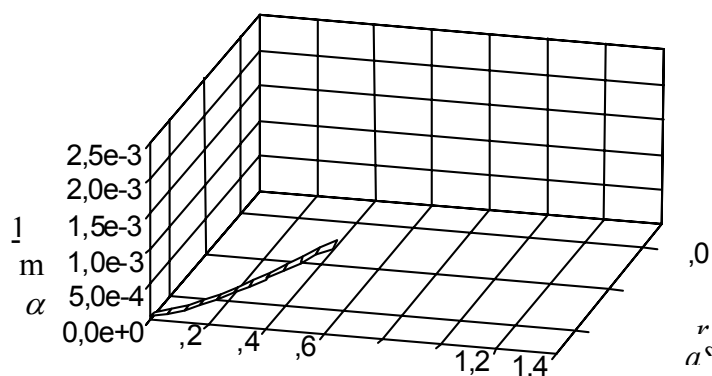


Рисунок 3. Залежність втрат в тришаровому оптичному хвилеводі від нормованої частоти V_1^r та коефіцієнта асиметрії a_s^r плівки. Зростання втрат при $a_s^r < 1.0$ пояснюється появою мод, що витікають.

Розміри серцевини: $1 \times 5 \text{ мм}^2$, $n_1 = 1.492$, $k_2 = 10^{-6}$, $k_3 = 10^{-7}$, $\lambda = 0.6328 \text{ мкм}$.

Умова "негативної" чутливості залежить від нормованої частоти серцевини (7). Проте забезпечення багатомодового режиму в серцевині необхідно для зменшення впливу зникаючих мод вищого порядку поблизу їх відсікання (рисунки 2б, 3). Параметри такого модулятора істотно залежать від коефіцієнта екстинкції матеріалу плівки та ефективність модуляції збільшується зі збільшенням величини k_2 . Даний метод модуляції має більш лінійну вихідну характеристику.

Як видно з рисунка 3, зміна довжини хвилі випромінювання дозволяє керувати чутливістю перетворювача. Більше того, перетворювач може бути нечутливим до керувального впливу при визначених параметрах плівки (на рисунку 3 цей режим відповідає значенню $V_1^r \approx 1.4$). Ця властивість тришарових оптичних хвилеводів дає можливість реалізувати розподілені вимірювальні системи на їх основі.

Істотне збільшення величини частини поля, що розповсюджується поза хвилеводом, дозволяє збільшувати чутливість давачів, принцип дії яких полягає в поглинанні зовнішнього поля.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Uchida N, 1976, *Appl. Opt.*, **15**, 179.
2. Uchida N., Mikami O., Uehara S., and Noda J. Optical field distribution in a waveguide loaded with high refractive-index film; modulation efficiency improvement in a planar-type modulator// *Applied Optics.*- 1976.- Vol. 15.- No. 2.- p. 455-458.
3. Tsang W T, Logan R A, and Ilegems M, 1978, *Appl. Phys. Lett.*, **32**, 11.
4. Babchenko A, Bodenheimer J S, and Nitzan M. Optical sensor based on coated light guides// *Optical Engineering.*- 1995.- Vol. 34.- No. 12.- p. 3587-3592.
5. Paul P H, and Kuchakoff G, 1987, *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 12.
6. Gupta B D, and Singh C D, 1994, *Fiber Integrated Opt.*, **13**, 433.
7. Снайдер А.В., Лав Дж.Д. Теория оптических волноводов. М.: Мир, 1989.
8. Интегральная оптика/Под ред. Т.Тамира. М.: Мир, 1979.
9. Kim C M, Jung B G, and Lee C W, 1986, *Electron. Letts.*, **22**, 296.
10. Chiang K S, 1986, *Appl. Optics*, **25**, 2169.
11. Dovgalets S.M. Increasing of sensitivity of lightguide refractive index sensors// *In Refractometry.*- Proc. SPIE 2208.- 1995.- p.130-135.

Надійшла до редакції 29.11.2001 р. Підписано до друку 25.12.2001 р.

ВАСЮРА А.С. – академік УТА, професор каф. АІВТ, декан Факультету автоматики та комп'ютерних систем управління Вінницького державного технічного університету, Україна.

ДОВГАЛЕЦЬ С.М. – доц. каф. АІВТ Вінницький державний технічний університет, Україна.