

OPTIQUE. — *Étude théorique des jonctions-Y multimodales actives par la méthode du faisceau propagé.* Note de **Mohamed Lotfi Gomaa** et **Germain Chartier**, présentée par Pierre Grivet.

On présente une étude théorique du problème de propagation des signaux lumineux dans les jonctions-Y multimodales actives à l'aide d'une méthode récente : la méthode du faisceau propagé. La réponse d'une jonction-Y active à un champ modal et un faisceau gaussien est obtenue à l'aide de cette méthode qui permet aussi le calcul des pertes et le taux d'extinction pour une variété de conditions d'excitation.

OPTICS. — Theoretical study of active multimode Y-junctions by the beam propagation method.

We present a theoretical study of the problem of propagation of light signals in active multimode Y-junctions using a recent method: the beam propagation method (BPM). The response of an active Y-junction to a modal field and a gaussian beam is obtained, as well as the calculation of the losses and the extinction ratio for a variety of excitation conditions.

INTRODUCTION. — Depuis quelques années plusieurs études et essais ([1], [2], [3]) ont été reportés sur des dispositifs permettant la commande des signaux lumineux. Le principe de fonctionnement de ces dispositifs repose sur le couplage électromagnétique [4] de deux guides placés côte à côte. Un fonctionnement efficace de tels dispositifs impose de bien contrôler les phases relatives des modes des deux guides couplés, ce qui exige une grande précision des caractéristiques optogéométriques de ces guides; ce qui rend leur fabrication très délicate.

En revanche, les jonctions-Y commandables n'exigent pas de telle précision, et leur fabrication est plus aisée. La figure 1 schématise une jonction-Y commandable. En l'absence de tension statique appliquée aux électrodes « E », un signal injecté en $Z=0$ se divise également entre les deux branches « A » et « B ». Une tension statique V appliquée aux électrodes rend la jonction dissymétrique : les champs qui en résultent dans les deux côtés $Y < 0$ et $Y > 0$ sont dans deux sens opposés. Étant donné que le substrat présente l'effet électrooptique, il en résulte une augmentation de l'indice de réfraction pour $Y < 0$ et une diminution pour $Y > 0$.

Un signal optique se propageant dans la partie rectiligne (avant le point de branchement) reste davantage confiné dans la zone haut indice ($Y < 0$), il y a donc un signal plus important dans la branche « A » que dans l'autre « B ».

L'étude théorique reposant sur l'adaptation des modes [5] se propageant avant et après le point de branchement de la jonction ne tient pas compte de la conversion modale et ne permet pas de calculer directement la puissance rayonnée dans le substrat, ce qui présente un grand inconvénient.

C'est en 1982 que la première étude des pertes des jonctions-Y monomodales est faite à l'aide de la méthode du faisceau propagé (Beam Propagation Method : BPM) [6]. Et récemment la même méthode a été utilisée pour l'étude de modulateur optique de type Mach-Zehnder [7].

La méthode du faisceau propagé considère le champ total propagé : le champ guidé et le champ rayonné. L'exploration du champ modal reste toujours possible en faisant le produit scalaire du champ total propagé et celui du mode concerné.

FORMALISME DE LA MÉTHODE DU FAISCEAU PROPAGÉ. — La méthode permet d'étudier la propagation d'un champ scalaire $\Psi(x, y, z)$ dans un milieu dont l'indice de réfraction « n » est une fonction des coordonnées x , y et z . L'approximation scalaire de l'équation d'onde vectorielle est valable lorsque la variation de l'indice de réfraction $n(x, y, z)$ est très petite sur une distance égale à la longueur d'onde λ_0 [8]. Alors l'équation que vérifie $\Psi(x, y, z)$ est [9] :

$$(1) \quad \nabla^2 \Psi(x, y, z) + k_0^2 n^2(x, y, z) \Psi(x, y, z) = 0,$$

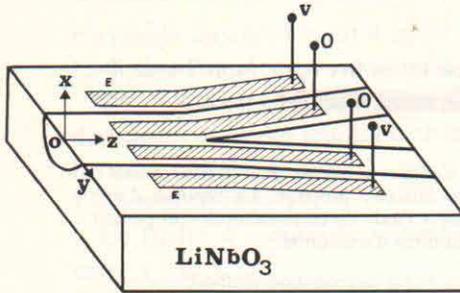


Fig. 1

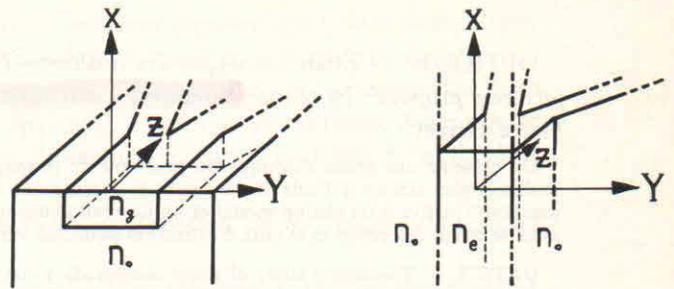


Fig. 2

où $\nabla^2 \equiv \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$. Si on considère un guide optique d'indice de réfraction $n(x, y, z)$ fait dans un substrat d'indices n_0 , une solution de l'équation (1) prend la forme [10] :

$$(2) \quad \Psi(x, y, z) = U(x, y, z) \cdot \exp(ik_0 n_0 z), \quad \text{avec } i = \sqrt{-1}.$$

Le champ Ψ se propage dans la direction Z . $U(x, y, z)$ est l'amplitude (en général complexe) du champ. Une substitution de l'équation (2) dans (1) mène à :

$$(3) \quad \left\{ 2ik_0 n_0 \frac{\partial}{\partial z} + \nabla_T^2 + k_0^2 [n^2(x, y, z) - n_0^2] \right\} U(x, y, z) = -\frac{\partial^2 U(x, y, z)}{\partial z^2},$$

où $\nabla_T^2 \equiv \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$. Si la variation de l'amplitude U dans le sens transverse à la direction de propagation est plus grande que la variation dans la direction de propagation, on peut négliger le bras droit de l'équation précédente; autrement dit on fait l'approximation paraxiale qui mène finalement à :

$$(4) \quad \left\{ 2ik_0 n_0 \frac{\partial}{\partial z} + \nabla_T^2 + k_0^2 [n^2(x, y, z) - n_0^2] \right\} U(x, y, z) = 0.$$

La solution de l'équation (4) s'écrit alors [11] :

$$(5) \quad U(x, y, z + \Delta z) = \{ P.Q.P \} U(x, y, z).$$

Les opérateurs P , Q sont :

$$(6) \quad \left\{ P = \exp \left[\frac{-i \nabla_T^2 (\Delta z/2)}{2k_0 n_0} \right], \quad Q = \exp \left[-i (k_0/2n_0) \int_z^{z+\Delta z} [n^2(x, y, z) - n_0^2] dz \right] \right\}.$$

La solution (5) montre qu'on peut déterminer le champ dans le plan $Z + \Delta Z$ en appliquant l'opérateur P à $U(x, y, z)$ pour obtenir U_p , puis opérer par Q sur U_p pour obtenir U_{pq} et finalement appliquer P à U_{pq} pour obtenir $U(x, y, z + \Delta z)$. Une fois la répartition du champ propagé en $Z=0$ est connue, on peut déterminer le champ à n'importe quel plan Z en répétant successivement les opérations précédentes.

L'opérateur P appliqué à $U(x, y, z)$ correspond à une propagation du champ U dans un milieu homogène d'indice n_0 , ceci est équivalent à résoudre l'équation différentielle suivante :

$$(7) \quad -2ik_0 n_0 \frac{\partial U}{\partial z} + \nabla_T^2 U = 0.$$

La résolution de l'équation (7) est difficile car le coefficient de U est un opérateur, alors la solution de cette équation prend la forme opérationnelle suivante :

$$(8) \quad U_p \equiv U(x, y, z + \Delta z/2) = P \{ U(x, y, z) \}.$$

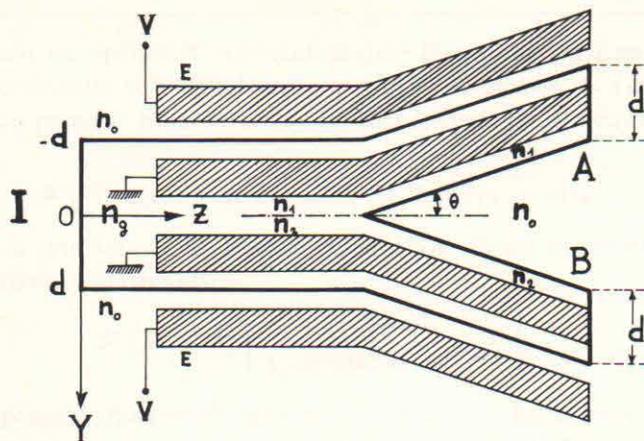


Fig. 3

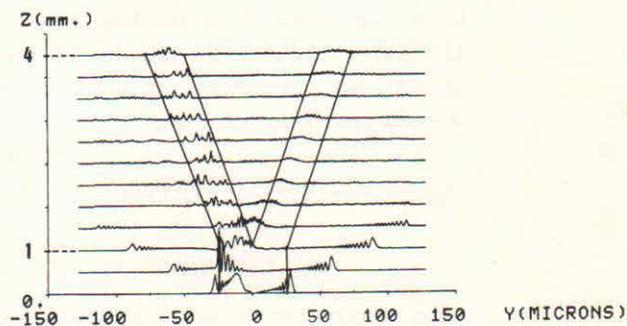
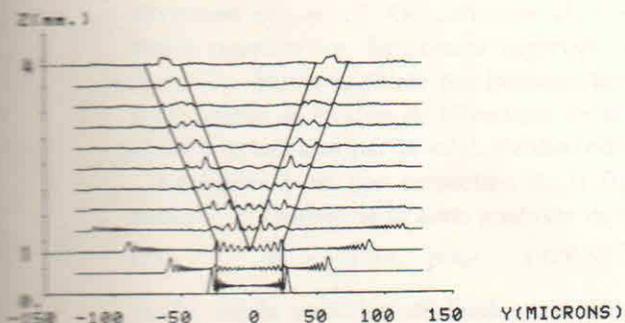
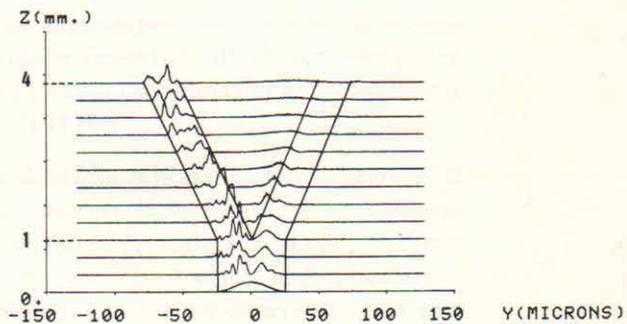
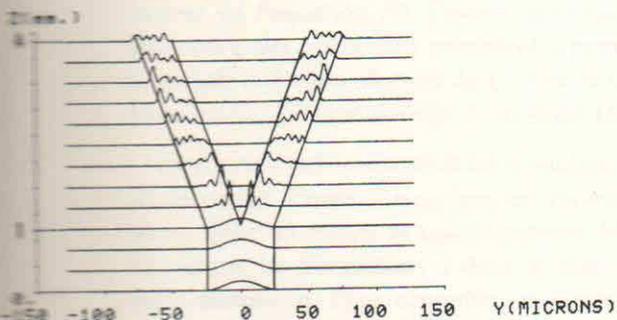


Fig. 4

Fig. 5

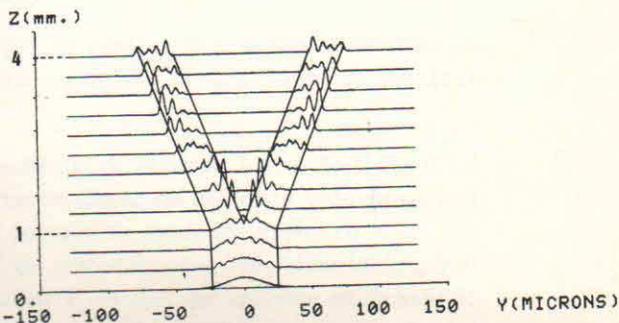
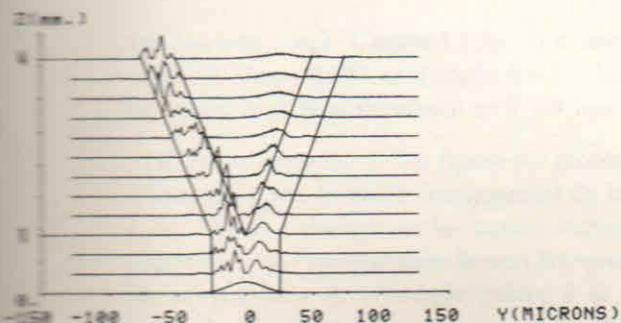


Fig. 6

L'opérateur P étant un opérateur exponentiel, qu'il faut développer en série et opérer par chaque terme de cette série sur U ce qui rend la résolution de l'équation (8) très difficile. Mais si on prend la transformée de Fourier spatiale [9] de l'équation précédente on obtient :

$$(9) \quad \mathcal{F} \{ U(x, y, z + \Delta z/2) \} = \mathcal{F} \{ P \} \cdot \mathcal{F} \{ U(x, y, z) \},$$

où \mathcal{F} symbolise la transformée de Fourier. L'équation (9) est beaucoup plus simple à résoudre que l'équation (8) car [12] :

$$(10) \quad \mathcal{F} \{ P \} = \exp \left[\frac{ik_T^2 \Delta z/2}{k_0 n_0 + (k_0^2 n_0^2 - k_T^2)^{1/2}} \right],$$

où k_T est la composante transversale du vecteur d'onde du champ propagé. A l'aide de l'équation (10) on peut calculer facilement la transformée de Fourier du champ en $Z + \Delta Z/2$ [connaissant $U(x, y, z)$]. Pour obtenir U_p on prend la transformée de Fourier inverse de l'équation (9). Opérer par Q sur U_p est une simple multiplication, donc une succession des opérations précédentes permet d'étudier l'évolution du champ propagé en tout plan Z. La transformée de Fourier se calcule à l'aide d'un ordinateur par l'algorithme bien connu : la Transformée de Fourier Discrète TFD [13].

RÉDUCTION DES DIMENSIONS DU PROBLÈME. — Le dispositif schématisé sur la figure 1 est un dispositif à trois dimensions, ce qui exige une transformée de Fourier à deux dimensions; donc un temps de calcul énorme. Mais la méthode des indices effectifs [7] permet de réduire les dimensions à deux et par conséquent une transformée de Fourier à une seule dimension. Pour simplifier on considère un dispositif à trois dimensions et à saut d'indice [mais la BPM est toujours valable pour une variation continue de l'indice de réfraction $n(x, y, z)$]. On considère alors que la zone guidante de la jonction-Y a un indice constant : n_g légèrement supérieur à l'indice du substrat n_0 comme le montre la figure 2a. Par la méthode des indices effectifs on passe à deux dimensions (fig. 2b) : n_e est la valeur de l'indice de réfraction de la zone guidante du dispositif invariant selon X ($\partial/\partial X = 0$) calculée par la méthode des indices effectifs.

La figure 3 est une projection de la figure 2a sur le plan $X=0$. Pour une tension statique V, l'indice de la zone guidante devient :

$$(11) \quad n_1 = n_g + \delta n_i \text{ pour } -d \leq Y \leq 0, \quad n_2 = n_g - \delta n_i \text{ pour } 0 \leq Y \leq d,$$

où δn_i est la variation de l'indice de réfraction à cause de l'effet électrooptique; cette variation vérifie l'inégalité :

$$(12) \quad 0 \leq \delta n_i \leq \Delta n_0,$$

où $\Delta n_0 = (n_g - n_0)$. L'accès I (fig. 3) a une largeur $2d$ égale à 50μ . L'indice du substrat $n_0 = 2,2$; $\Delta n_0 = 0,002$ et l'angle $\theta = 1^\circ$. La partie rectiligne mesure 1 mm et les deux branches A et B se terminent en $Z = 4$ mm.

RÉPONSE MODALE. — La figure 4a montre l'évolution de l'énergie [carré de $U(x, y, z)$] transportée par le mode fondamental de la partie rectiligne du dispositif bidimensionnel (fig. 2b) en l'absence de la tension statique V lorsque ce mode est excité en $Z = 0$. La répartition de l'énergie dans le sens transverse Y est tracée tous les 336μ dans la direction de propagation Z. L'énergie guidée à la sortie en $Z = 4$ mm est calculée en faisant le produit scalaire du champ propagé en $Z = 4$ mm et tous les modes propres guidés des deux branches A et B. Soient P_a et P_b les énergies guidées dans A et B en $Z = 4$ mm et

P_i l'énergie incidente en $Z=0$, alors les pertes S en décibels sont :

$$(13) \quad S = 10 \text{ Log } (P_a + P_b) - 10 \text{ Log } (P_i).$$

Pour la figure 4a, $S = -0,4 \text{ dB}$ et le taux d'extinction R qui est le rapport P_b/P_a exprimé en décibels est égale à 0 dB ($P_a = P_b$ lorsque $V=0$). Pour une tension statique qui correspond à une variation $\delta n_i = 0,98 \Delta n_0$, les pertes S augmentent à $-2,5 \text{ dB}$ et le taux d'extinction R devient -11 dB (fig. 4b).

Pour étudier la réponse de la jonction lorsque tous les modes sont excités en $Z=0$, on injecte un faisceau infiniment étroit (de largeur $0,5 \mu$) qui excite tous les modes propres (guidés et rayonnés) du dispositif schématisé sur la figure 2b (15 modes guidés se propagent à la longueur d'onde $\lambda_0 = 0,6328 \mu$). Les figures 5a et 5b montrent l'évolution de l'énergie propagée lorsque $\delta n_i = 0$ et $0,98 \Delta n_0$ respectivement. Les pertes S varient de -2 à -4 dB , quant au taux d'extinction R il varie de 0 à -1 dB seulement, ce qui signifie que la commande des modes d'ordres supérieurs au mode fondamental n'est pas efficace; ce résultat a été déjà vérifié expérimentalement [14].

RÉPONSE A UN FAISCEAU GAUSSIEN. — Les faisceaux laser qui existent pratiquement ont une distribution gaussienne de l'énergie dans le sens transverse à l'axe du faisceau. Les figures 6a et 6b montrent l'évolution de l'énergie transportée par un faisceau gaussien excité en $Z=0$, lorsque δn_i varie de 0 à $0,98 \Delta n_0$ respectivement. La largeur $1/e$ du faisceau est égale à la largeur de l'accès I (fig. 2b). Les pertes varient de $-0,5 \text{ dB}$ (fig. 6a) à -3 dB (fig. 6b), et le taux d'extinction varie de 0 à -10 dB . Si le faisceau est plus large que l'accès I les pertes S augmentent et le taux R diminue parce que le champ en dehors de la zone guidante prend une valeur importante ce qui favorise l'excitation des modes rayonnés.

CONCLUSIONS. — La méthode du faisceau propagé est à la fois utile et efficace pour l'étude des problèmes de propagation dans les milieux non homogènes. Cette méthode permet d'évaluer numériquement les pertes dans les supports de propagation qui représentent à la fois des discontinuités optiques et géométriques; cette évaluation est parfois impossible à l'aide d'une analyse modale. Pour les jonctions-Y actives, il est avantageux d'utiliser un faisceau gaussien pour garantir une commande efficace de la lumière propagée; car l'excitation du mode fondamental uniquement est très délicate (pratiquement). La largeur du faisceau gaussien doit être du même ordre de la largeur de l'accès I de la partie rectiligne de la jonction pour diminuer les pertes et pour augmenter le taux d'extinction.

Remise le 27 janvier 1986.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] W. E. MARTIN, *Appl. Phys. Lett.*, 26, 1975, p. 562-564.
- [2] M. PAPUCHON, Y. COMBEMALE, X. MATHIEU, D. B. OSTROWSKY, L. REIBER, A. M. ROY, B. SEJOURNE et M. WERNER, *Appl. Phys. Lett.*, 27, 1975, p. 289-291.
- [3] R. V. SCHMIDT et H. HOGELNIK, *Appl. Phys. Lett.*, 28, 1976, p. 503-506.
- [4] M. L. GOMAA et G. CHARTIER, *Comptes rendus*, 300, série II, 1985, p. 727-730.
- [5] H. SASAKI et I. ANDERSON, *I.E.E.E. J. Quant. Electron.*, QE-14, 1978, p. 883-892.
- [6] R. BEATS et P. E. LAGASSE, *Appl. Opt.*, 21, 1978, p. 1972-1978.
- [7] P. DANIELSEN, *I.E.E.E. J. Quant. Electron.*, QE-20, 1984, p. 1093-1097.
- [8] D. MARCUSE, *Light transmission optics*, Van Nostrand, Reinhold, 1982.
- [9] J. GOODMAN, *Introduction to Fourier optics*, McGraw-Hill, New York, 1968.
- [10] C. YEH, W. P. BROWN et R. SZEIN, *Appl. Opt.*, 18, 1979, p. 489-495.
- [11] J. A. FLECK, J. R. MORRIS et M. D. FEIT, *Appl. Phys.*, 10, 1976, p. 129-160.
- [12] M. D. FEIT et J. R. FLECK, *Appl. Opt.*, 17, 1978, p. 3990-3998.
- [13] J. W. COOLEY et J. W. TUKEY, *Math. of Comput.*, 19, 1969, p. 41-52.
- [14] K. MITSUNAGA, M. MASUDA et J. KOYARAMA, *J. Optics Comm.*, 27, 1978, p. 361-364.