

RAPPORT FINAL

ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DES
FIBRES OPTIQUES ET LEURS APPLICATIONS

préparé pour:

LE MINISTÈRE DES COMMUNICATIONS DU CANADA
300, rue Slater
OTTAWA, (Ontario) K1A 6C8

31 mars 1983

PROJET CDT P767



CDT

Centre de
Développement
Technologique



LKC
P
91
.C655
L359
1983
c.2

IC



ÉCOLE
POLYTECHNIQUE
DE MONTRÉAL

RAPPORT FINAL

ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DES
FIBRES OPTIQUES ET LEURS APPLICATIONS

préparé pour:

LE MINISTÈRE DES COMMUNICATIONS DU CANADA
300, rue Slater
OTTAWA, (Ontario) K1A 6C8

31 mars 1983

PROJET CDT P767



H. Baskin
CRC Library

K.O. Hill

SECURITY - CLASSIFICATION - DE SÉCURITÉ
DUR FILE/NOTRE RÉFÉRENCE
YOUR FILE/VOTRE RÉFÉRENCE
DATE 6 April 1983

FROM / DE
OBJET

Centre d'excellence: Contrat numéro 24257 École Polytechnique

Attached for retention by the CRC Library is a copy of the Final Report on the abovenoted contract entitled "Étude des Propriétés Physiques des Fibres Optiques et Leurs Applications" dated March 31st, 1983 and submitted by Dr. Jean Lapierre and Dr. Jacques Bures of École Polytechnique.

Thank you.

K.O. Hill

KOH:msm

Attachment

RAPPORT FINAL

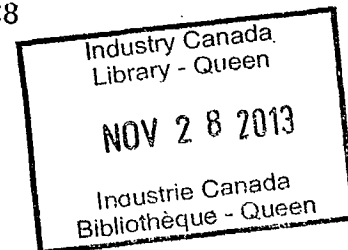
ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DES
FIBRES OPTIQUES ET LEURS APPLICATIONS

préparé pour:

LE MINISTÈRE DES COMMUNICATIONS DU CANADA
300, rue Slater
OTTAWA, (Ontario) K1A 6C8

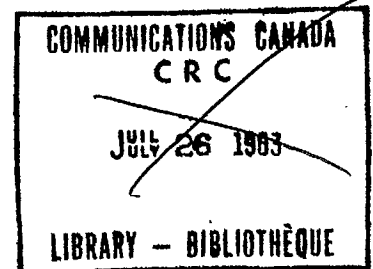
par:

Professeur Jean Lapierre
Professeur Jacques Bures
Département de génie physique
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

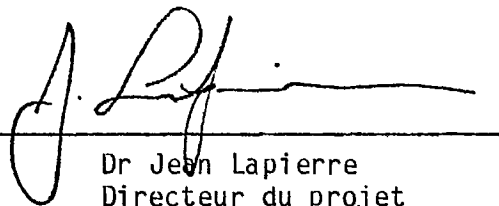


soumis par:


LE CENTRE DE DÉVELOPPEMENT TECHNOLOGIQUE
DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL
Campus de l'Université de Montréal
Case postale 6079, Succursale A
Montréal, Québec H3C 3A7



31 MARS 1983



Dr Jean Lapierre
Directeur du projet



Dr Jacques Bures
Co-Directeur du projet

AGENCI KEMENTERIAN
KORPORASI
KORPORASI
KORPORASI -- YRANGLI

91
C655
L359A
1983

DD 4807309
DL 4807234



TABLE DES MATIÈRES

	<u>Page</u>
RÉSUMÉ	i
LISTE DES TABLEAUX, FIGURES ET GRAPHIQUES	ii
1. INTRODUCTION	1
2. PHOTSENSIBILITÉ	2
1) Historique	2
2) Résultats récents	3
3) Interprétation	19
3. COUPLEURS	21
1) Résultats théoriques	21
2) Résultats expérimentaux	23
3) Discussion	27
4. CONCLUSION	28
RÉFÉRENCES	29
ANNEXE I: TIRÉ À PART DE LA PUBLICATION "RÉFLECTEUR DE BRAGG INDUIT PAR PHOTSENSIBILITÉ DANS UNE FIBRE OPTIQUE: MODÈLE DE CROISSANCE ET RÉPONSE EN FRÉQUENCE"	30
ANNEXE II: ANALYSE D'UN COUPLEUR BIDIRECTIONNEL À FIBRES OPTIQUES MONOMODES FUSIONNÉES	36

LISTE DES TABLEAUX, FIGURES ET GRAPHIQUES

	<u>Page</u>
TABLEAU I: Résumé des résultats	18
FIGURE 1: Schéma de principe	4
FIGURE 2: Observations typiques	4
FIGURE 3: Auscultation d'un filtre	5
FIGURE 4: Balayage thermique	6
FIGURE 5: Définition des angles de polarisation	7
FIGURE 6: Montage de fusion et d'étirage	24
FIGURE 7: Puissances couplée et résiduelle en fonction de l'allongement du coupleur	25
FIGURE 8: Puissances couplée et résiduelle en fonction de l'indice extérieur	26
GRAPHIQUE I: Construction d'un filtre: $\alpha_0 = 130^\circ$; $\beta = 0^\circ$ Exploration en fréquence: $\Delta\alpha = 0$, $\Delta\alpha = 45^\circ$	10
GRAPHIQUE II: Même filtre: Réponses en fréquence: $\Delta\alpha = 45^\circ$, $\Delta\alpha = 90^\circ$	11
GRAPHIQUE III: Même filtre: Réponses en fréquence: $\Delta\alpha = 0^\circ$, $\Delta\alpha = 180^\circ$	12
GRAPHIQUE IV: Filtre à large bande: $\alpha_0 = \beta = 162^\circ$ Réponse en fréquence: $\Delta\alpha = 0^\circ$	13
GRAPHIQUE V: Même filtre; $\Delta\alpha = 25^\circ$	14
GRAPHIQUE VI: Même filtre; $\Delta\alpha = 90^\circ$	15
GRAPHIQUE VII: $R_{\alpha_0}^{\max}$ à la fin de la construction d'un filtre $\beta = 0^\circ$; 45° ou 90°	16
GRAPHIQUE VIII: $R_{\alpha_0}^{\max}$ à la fin de la construction d'un filtre $\beta = 0^\circ$; 45° ou 90°	17

R É S U M É

This report gives a description of our research activities under contract no. OST82-0086. As per our proposal of march 1982, the objectives were in the field of polarization effects in connection with photosensitivity of single-mode fibers, and also the study of fused biconical tapered section fiber couplers. Each one of these objectives has been met.

This contract is the last of a series of contracts under the Centre of Excellence Program of the Department of Communications. The results described herein show that our group has reached a level that allows us to make an important contribution to the advancement of knowledge in the field of fiber optics. For example, our most recent paper on directional couplers has been accepted without any modification by the Applied Optics journal. By giving more precise ideas on the coupling mechanism of fused fiber couplers, this article brings a major contribution to the understanding of such devices. In the same way, with regard to the photosensitivity of single mode fibers, our model for the growth of an interference filter in a fiber represents a significant advance in that field.

In short, since the beginning of our activities within the framework of the Centre of Excellence Program, we have formed a research group which is now composed of two professors, one research associate, and four graduate students. We have a research installations reaching some 100 000 \$ in value. Our production sums up to seven papers in refereed journals, thirteen reports to the Department of Communications and three theses. Our future projects are oriented towards a greater diversity in the field of optical communications by



- iv -

joining together with some colleagues of the Electrical Engineering department. Thanks to the initial support of the Department of Communications through the Centre of Excellence program, we can now envisage to become a well established research centre in the field of optical communications in accordance with the desire of the Service de la Recherche of l'Ecole Polytechnique.

1. INTRODUCTION

Ce rapport donne un compte-rendu des activités de recherche menées dans le cadre du contrat OST82-0086. Selon notre proposition de recherche du 8 mars 1982, les objectifs poursuivis se situaient à la fois dans le domaine de la photosensibilité des fibres monomodes et des coupleurs. On verra à la lecture du présent rapport que cette recherche commanditée par le Ministère des Communications a permis d'accroître notre contribution à l'avancement des connaissances des propriétés physiques des fibres et de leurs applications. On pourra en juger tant par les publications qui ont vu le jour en cours d'année et qui apparaissent en annexes, que par l'exposé plus détaillé de notre activité de recherche tel qu'il apparaît dans le corps du rapport. Pour chaque domaine d'activité, nous présentons tout d'abord un état de la question en date du début de nos travaux (printemps 82) puis nous donnons les résultats de notre recherche en cours d'année.

Notre équipe était composée comme suit:

DIRECTEUR :	Professeur Jean Lapierre
CO-DIRECTEUR :	Professeur Jacques Bures
ASSOCIÉ DE RECHERCHE :	Dr Suzanne Lacroix
ÉTUDIANTS 2e CYCLE :	M. Gaëtan Chevalier
	M. Michel Parent
	M. Michel Lessard
	M. Christian Veilleux

2. PHOTOSENSIBILITÉ

1) Historique

Le phénomène de photosensibilité des fibres optiques a été mis en évidence pour la première fois par l'équipe de Hill au CRC⁽¹⁾ en 1978. Nous avons par la suite repris ces expériences dans le but de comprendre la nature du phénomène et d'en étudier l'évolution à la fois microscopique et macroscopique. Nos efforts antérieurs à cette année ont surtout porté sur l'amélioration des conditions expérimentales et l'élaboration d'un modèle macroscopique de croissance d'un filtre produit par photosensibilité. Les résultats de cette recherche ont été consignés dans quatre rapports finaux soumis au Ministère des Communications⁽²⁻⁵⁾. Les points saillants qui en ressortent sont les suivants:

- Les investigations microscopiques visant à mesurer la modulation d'indice suite à l'exposition d'une fibre photosensible à un flux lumineux intense n'ont rien apporté de significatif. Ceci est dû au manque de sensibilité des méthodes employées, soit l'analyse par activation neutronique et la microscopie électronique. On en a conclu que la meilleure façon, à ce stade-ci, de diagnostiquer le phénomène de photosensibilité consiste à observer le phénomène à l'échelle macroscopique c'est-à-dire caractériser le filtre interférentiel qui résulte de l'exposition d'une fibre en configuration d'interféromètre de Fabry-Perot.
- Sur le plan théorique nous avons élaboré un modèle macroscopique de croissance d'un filtre, modèle basé sur la théorie des ondes couplées⁽⁶⁾.

- Sur le plan expérimental nous avons amélioré les conditions de stabilité mécanique et thermique dans le double but de réaliser des filtres de façon contrôlée et de procéder à leur analyse en fréquence. Notamment, nous avons mis au point une méthode de balayage thermique qui permet d'explorer la réponse en fréquence d'un filtre sans être obligé de recourir à une variation de longueur d'onde. En outre, nous avons mis au point un système de contrôle électronique en temps réel du couplage de la lumière dans le noyau de la fibre qui permet la détermination automatique de la vraie valeur du coefficient de réflexion R d'un filtre.

2) Résultats récents

Selon la proposition de recherche qui a donné lieu au présent contrat, nous avons projeté d'abord de faire une étude de la distribution, le long d'une fibre photosensibilisée, de l'amplitude de modulation de l'indice de réfraction du noyau. Il était question aussi d'examiner le rôle de l'état de polarisation de la lumière aussi bien à l'écriture qu'à la lecture d'un filtre. Afin de resituer le problème dans son contexte pratique, nous rappelons d'abord le schéma de principe de l'expérience et le genre d'observations qui en résultent. Sur la figure 1, un laser à Argon émet un faisceau monomode dont la puissance peut atteindre 2.5 watts. On observe R la fraction de lumière réfléchie par la fibre. À cause de la formation d'une structure périodique le long de l'axe de la fibre, le coefficient de réflexion R croît avec le temps et atteint au bout de quelques minutes environ 90%. Le filtre interférentiel qui en résulte est caractérisé par une largeur à mi-hauteur d'environ 750 MHz.

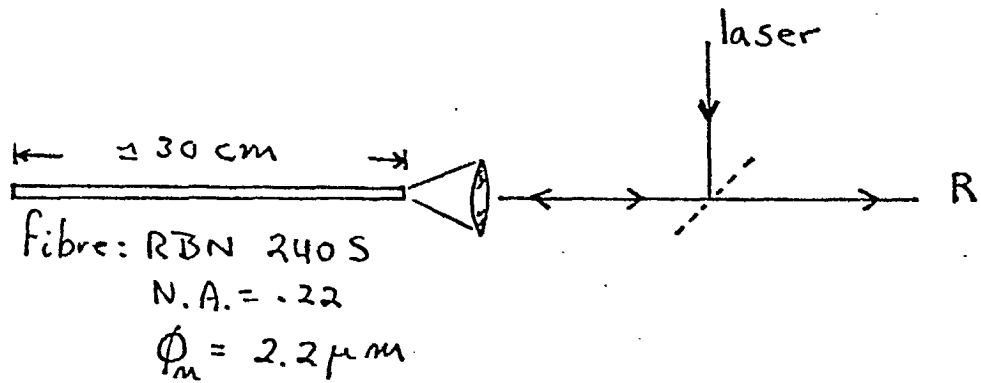


FIGURE 1 - Schéma de principe

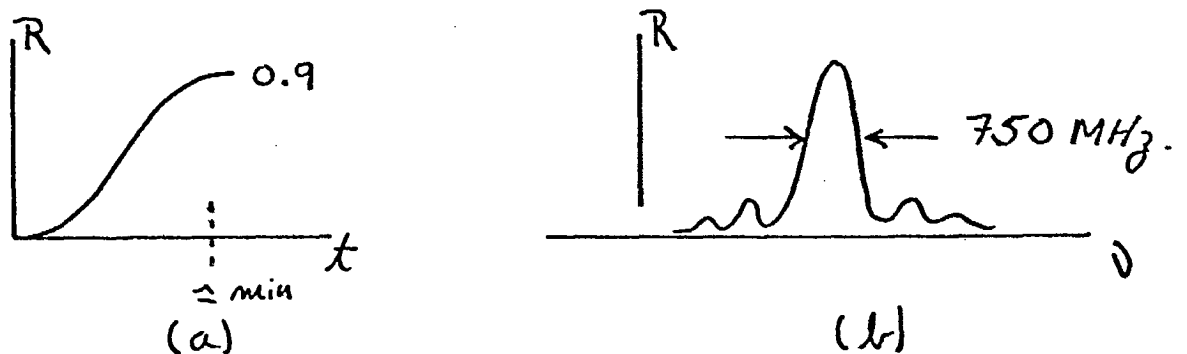


FIGURE 2 - Observations typiques:

- a) Croissance d'un filtre interférentiel
- b) Réponse en fréquence

L'auscultation d'un filtre dans le but de déterminer la distribution de la modulation d'indice peut se faire selon la méthode schématisée sur la figure 3, en sectionnant par étapes successives une fibre dans laquelle on a écrit un filtre.

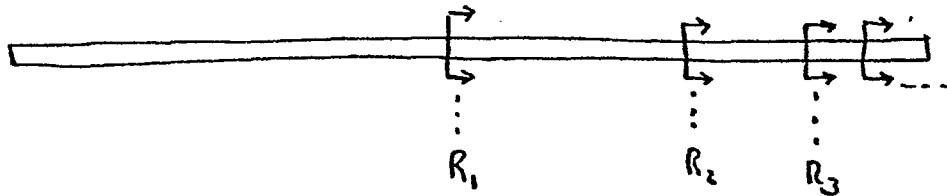


FIGURE 3 - Auscultation d'un filtre

Une difficulté majeure est apparue en rapport avec cette étude. On ne peut caractériser un filtre qu'en mesurant son coefficient de réflexion R , et cette mesure doit se faire de manière dynamique, c'est-à-dire en effectuant un balayage en fréquence afin de s'assurer qu'on mesure bien la valeur maximale de R . Or notre méthode d'exploration en fréquence fait appel à un balayage thermique à l'aide d'un tube capillaire entouré d'un ruban de chromel tel que schématisé sur la figure 4. Il est donc évident que l'auscultation d'un filtre requiert un nombre de dispositifs semblable à celui de la figure 4, aussi grand que le nombre de coupes qu'on se propose d'effectuer et par conséquent, pour une étude poussée, cela devient prohibitif.

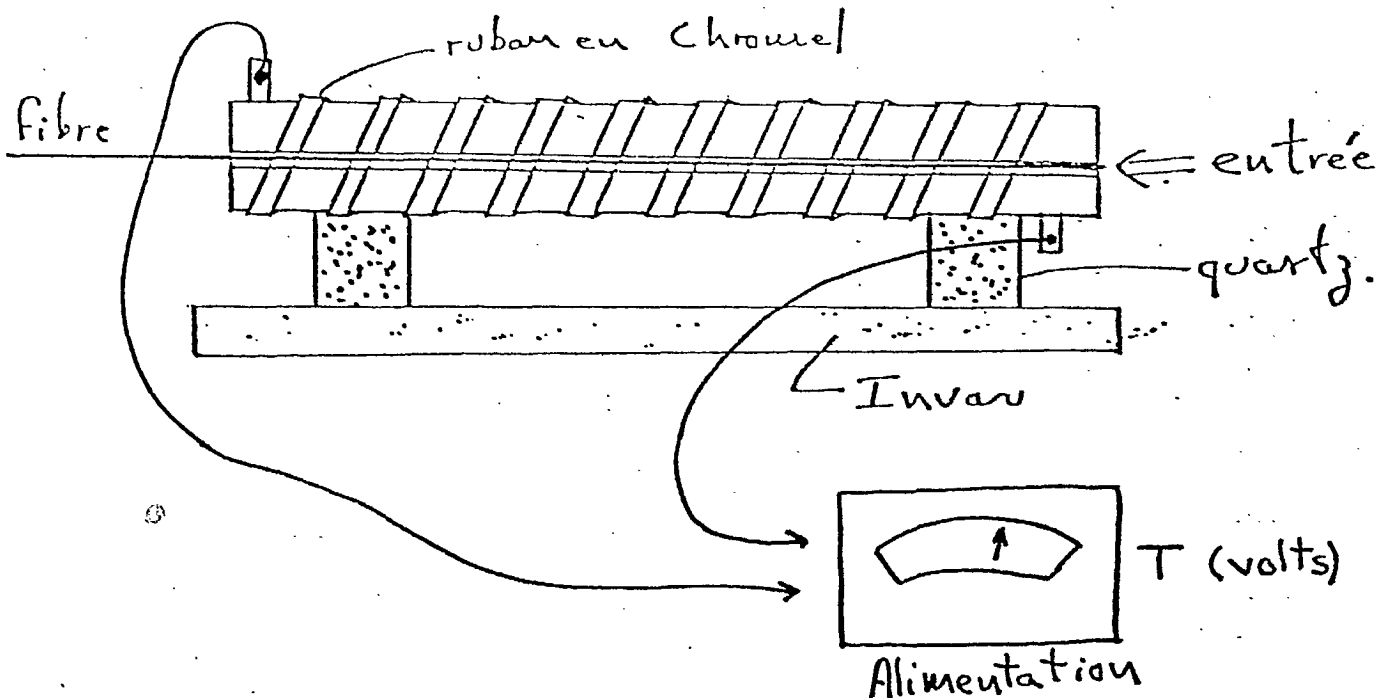


FIGURE 4 - Balayage thermique

Une autre difficulté est apparue en rapport avec les conditions de polarisation de la lumière à l'entrée de la fibre. En effet, les diverses manipulations d'une fibre pour effectuer les coupes successives ne permettent pas de conserver systématiquement l'angle entre le plan de polarisation de la lumière et l'orientation de l'ellipse d'indice caractéristique de la fibre. Il a donc été décidé de procéder directement à l'étude du rôle de l'état de polarisation de la lumière dans l'écriture et la lecture d'un filtre.

Au montage schématisé à la figure 1 on a incorporé un rotateur de polarisation de manière à pouvoir écrire un filtre avec un angle β par rapport à un des deux axes de la fibre, ce dernier faisant un angle α_0 par rapport à une référence arbitraire. Le filtre est lu à un angle $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_0$.

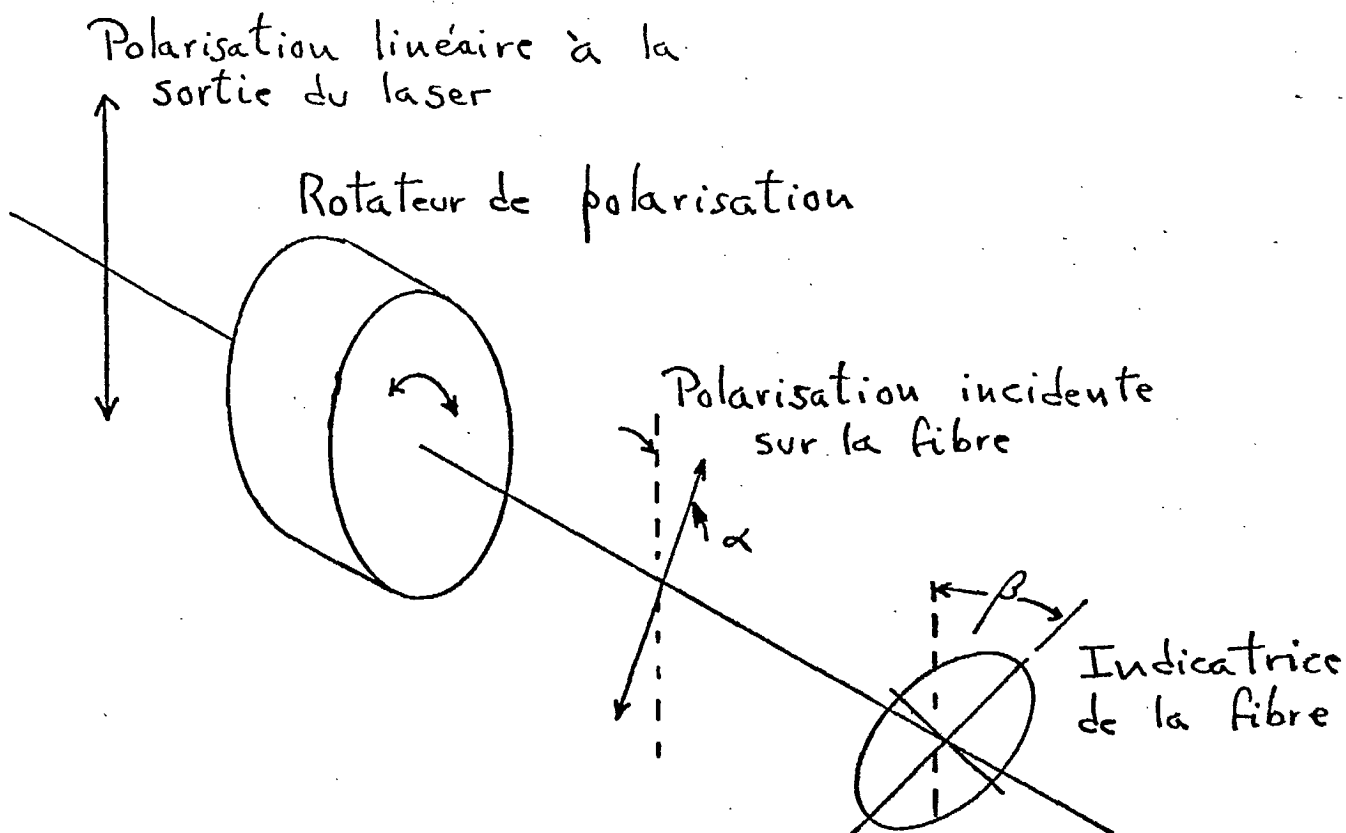


FIGURE 5 - Définition des angles de polarisation

Les graphiques I à VIII représentent les résultats typiques de cette étude. Les courbes de réponse en fréquence (courbe inférieure sur les graphiques I à VI) sont obtenues en faisant varier T (volts) sur la figure 4. Par exemple, dans le cas du graphique I, il se produit d'abord une expansion thermique forcée, T passant de 1.25 volts à 2 volts, puis la fibre relaxe lorsqu'on ramène T à 1.25 volts. La vitesse de réchauffement étant plus grande que la vitesse de refroidissement, l'échelle des fréquences pour le premier tracé est plus comprimée que pour le deuxième. Ce facteur d'échelle variable n'a pas d'importance dans la question qui nous occupe. Cependant, sa valeur peut être déterminée à partir de l'effet Fabry-Pérot tel que montré à titre d'exemple sur le graphique.

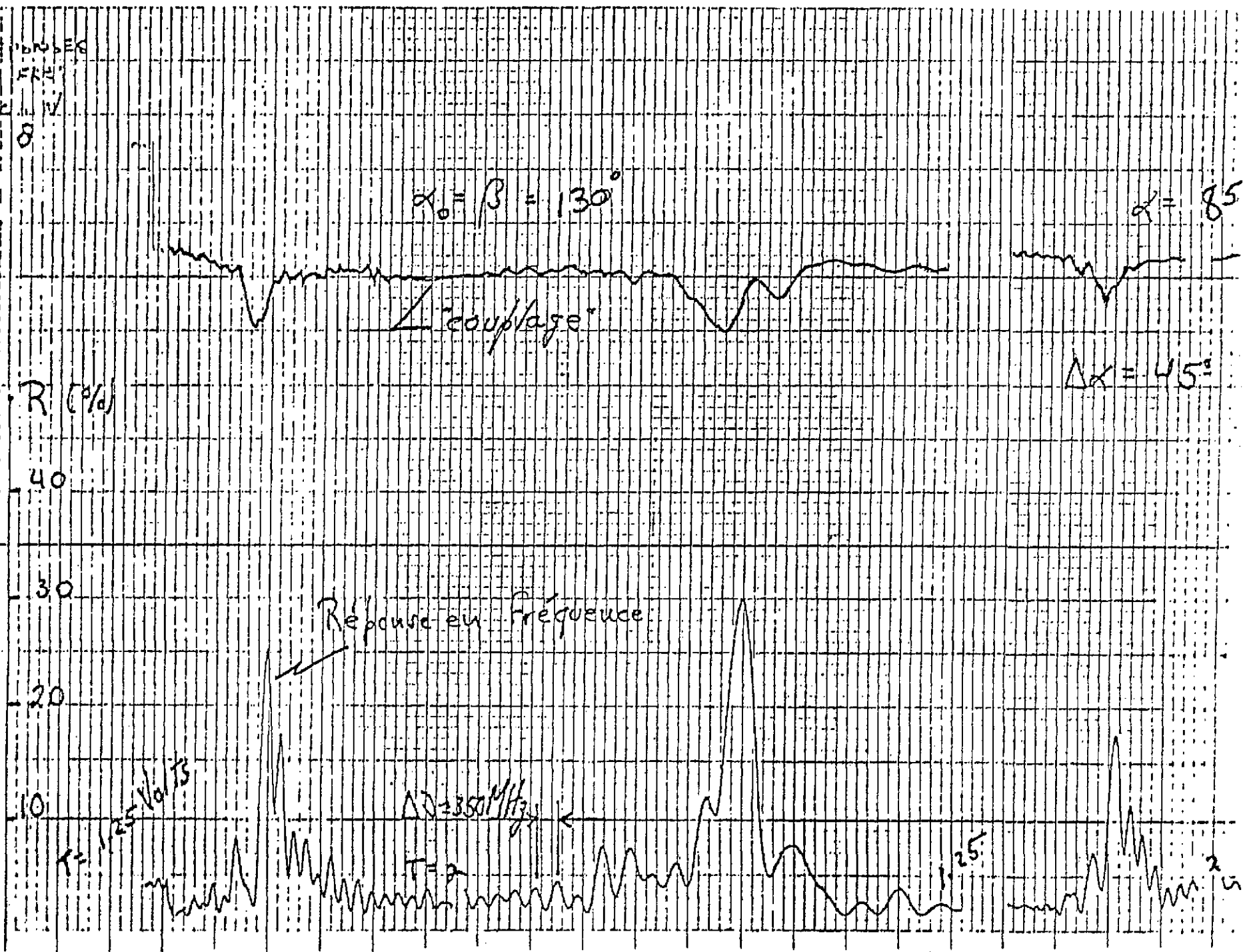
Diverses expériences ont été réalisées comme suit:

- I- Un filtre a été construit avec le plan de polarisation de la lumière incidente faisant un angle $\alpha_0 = 130^\circ$, $\beta = 0^\circ$, c'est-à-dire selon un des deux axes de l'ellipse de la fibre. La réponse en fréquence obtenue avec la même orientation du plan de polarisation a un maximum qui se situe entre 25 et 30 %. La même réponse en fréquence tombe à environ 18% lorsque le plan de polarisation a tourné de 45° .
- II- La réponse en fréquence du filtre I tombe à moins de 10% lorsque le plan de polarisation de la lumière de lecture est orienté à 90° de la direction de polarisation de la lumière d'écriture.
- III- On retrouve essentiellement la même réponse en fréquence lorsque le plan de polarisation a tourné de 180° .
- IV- On a construit un filtre selon un des axes principaux de l'ellipse d'indice de la fibre, mais avec plus de puissance que dans le cas précédent de manière à obtenir un filtre à bande très large. On obtient un pic de réponse en fréquence autour de 73%.
- V- Le pic de la réponse en fréquence se situe autour de 57% pour une direction de polarisation $\Delta\alpha = 25^\circ$.
- VI- Le pic de la réponse en fréquence se situe autour de 47% à $\Delta\alpha = 90^\circ$.

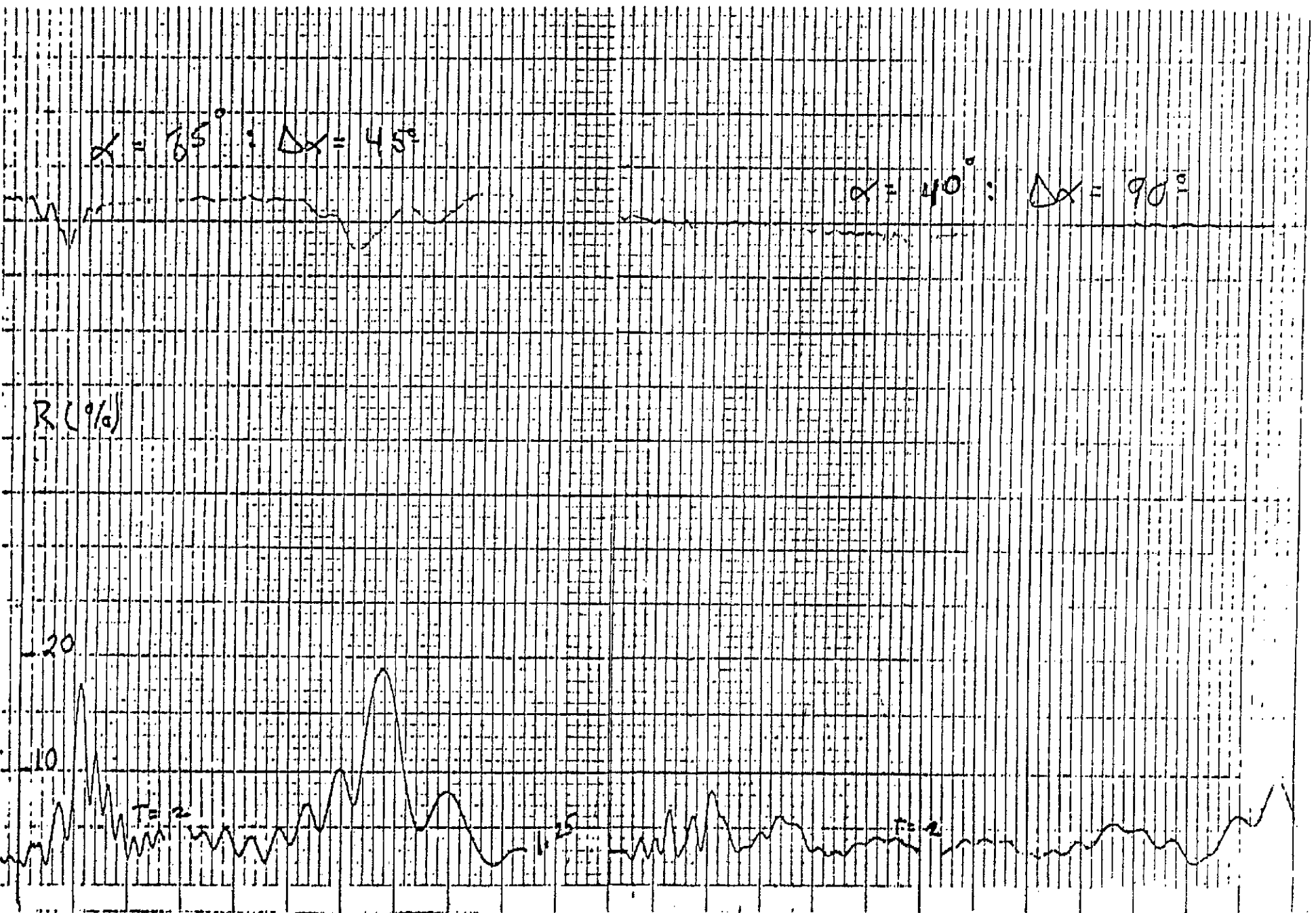
VII- Construction d'un filtre selon un des axes de polarisation de la fibre. En cours de construction, après avoir atteint un plateau de saturation, le plan de polarisation de la lumière incidente parcourt deux cycles complets. On identifie facilement les points où la polarisation du filtre est orthogonale à l'état de polarisation incidente.

VIII- Le filtre a été construit selon un angle $\beta \neq 0$, c'est-à-dire que le plan de polarisation ne coïncide pas avec un des deux axes de la fibre. On observe, en tournant le plan de polarisation comme dans le cas précédent, un pic d'amplitude plus élevée que le niveau normal de construction du filtre. Ce résultat indique que le filtre s'écrit préférentiellement sur l'axe de la fibre qui se trouve le plus près du plan de polarisation de la lumière incidente.

Ces résultats sont résumés dans le tableau I, à la page 18.



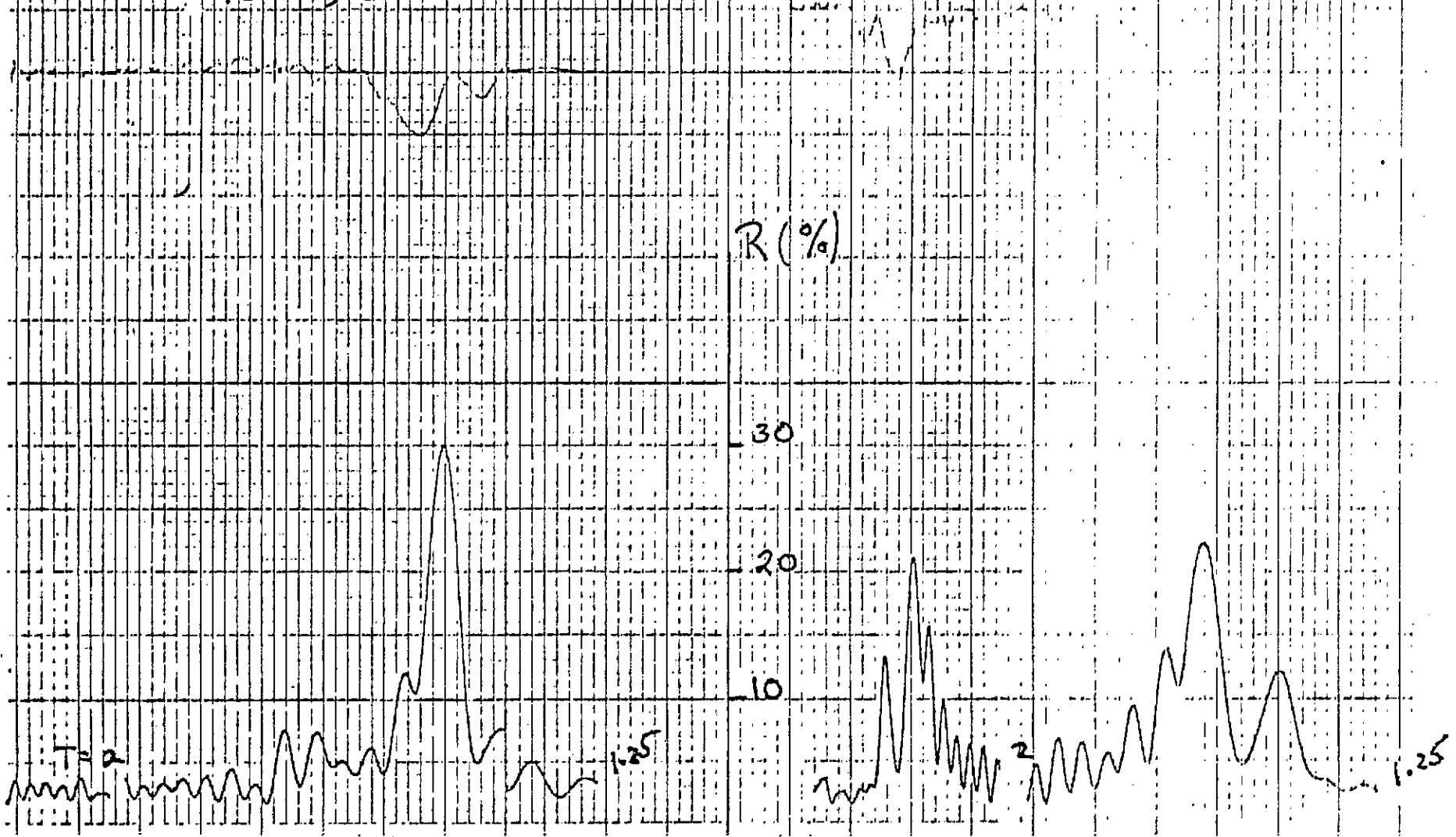
GRAPHIQUE I: Construction d'un filtre: $\alpha_0 = 130^\circ$; $\beta = 0^\circ$
 Exploration en fréquence: $\Delta\alpha = 0$, $\Delta\alpha = 45^\circ$



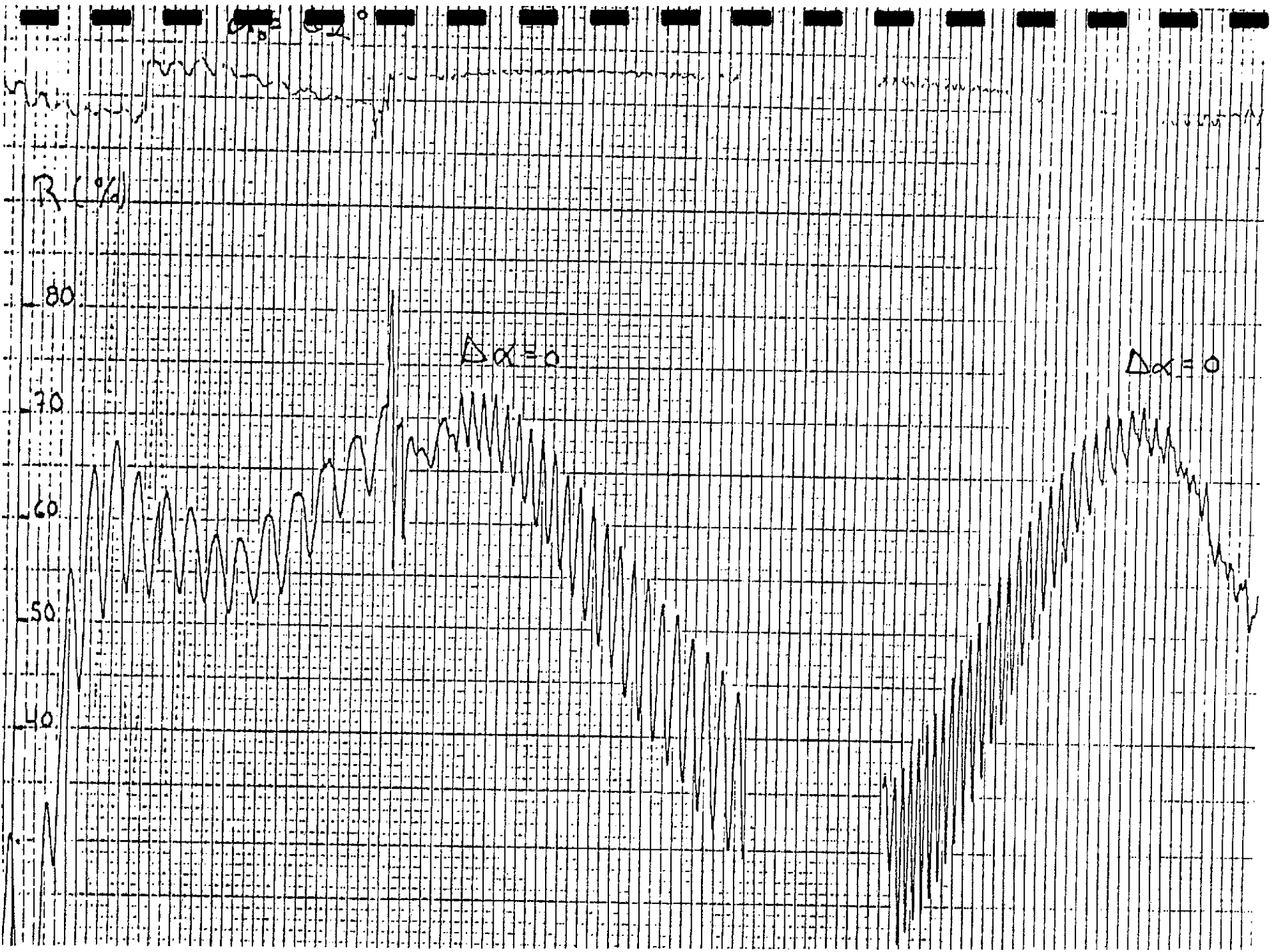
GRAPHIQUE II: Meme fibre:
 Réponses en fréquence: $\Delta\alpha = 45^\circ$, $\Delta\alpha = 90^\circ$

$\alpha = 130^\circ, \Delta\alpha = 0$

$\alpha = 670^\circ; \Delta\alpha = 180^\circ$



GRAPHIQUE III: Meme filtre:
Réponses en fréquence: $\Delta\alpha = 0^\circ, \Delta\alpha = 180^\circ$



GRAPHIQUE IV: Filtre à large bande: $\alpha_0 = \beta = 162^\circ$
Réponse en fréquence: $\Delta\alpha = 0^\circ$

$$\alpha_0 = 137^\circ ; \Delta\alpha = 25^\circ$$

R (%)

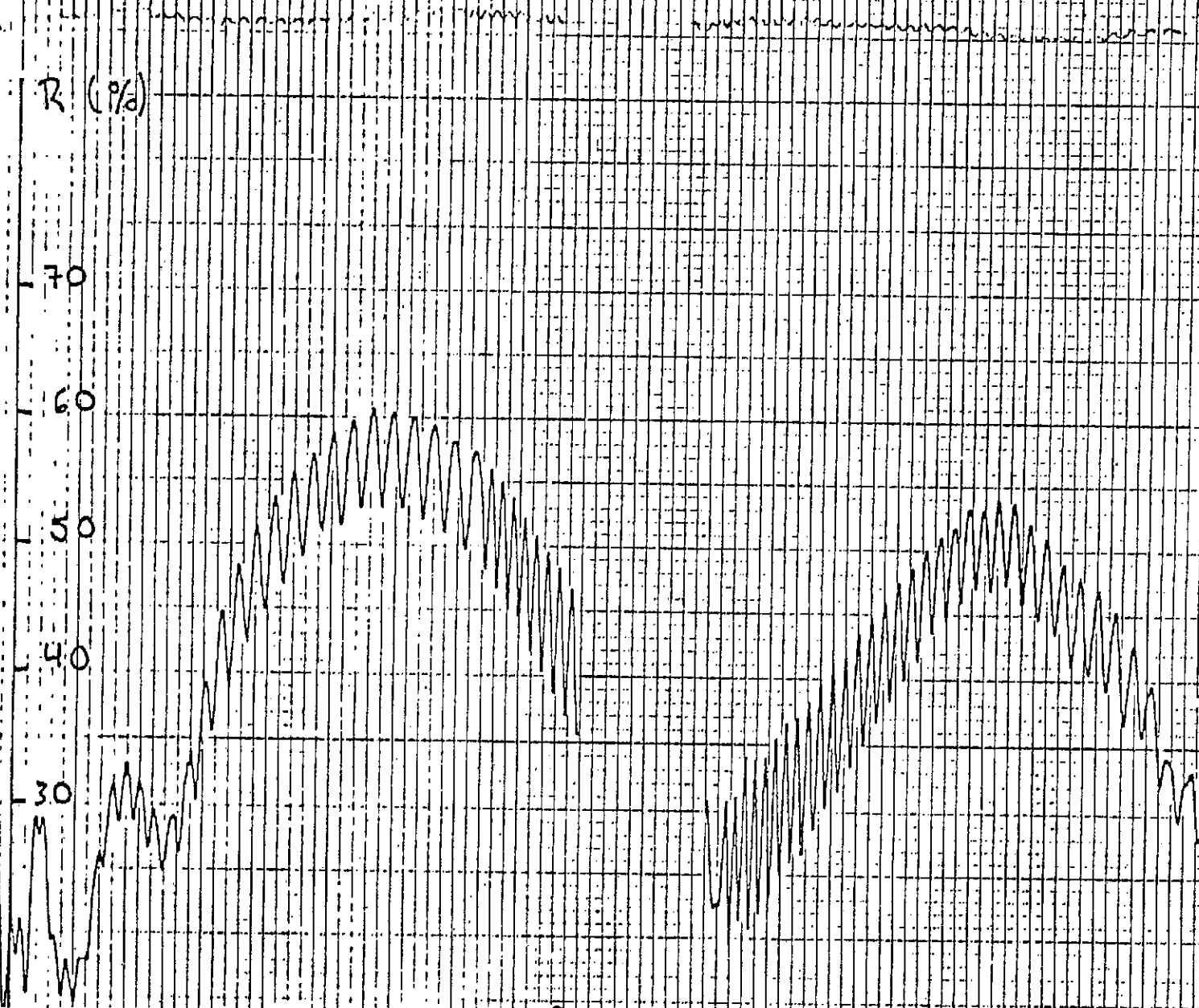
70

60

50

40

30



GRAPHIQUE V: Meme filtre; $\Delta\alpha = 25^\circ$

R (%)

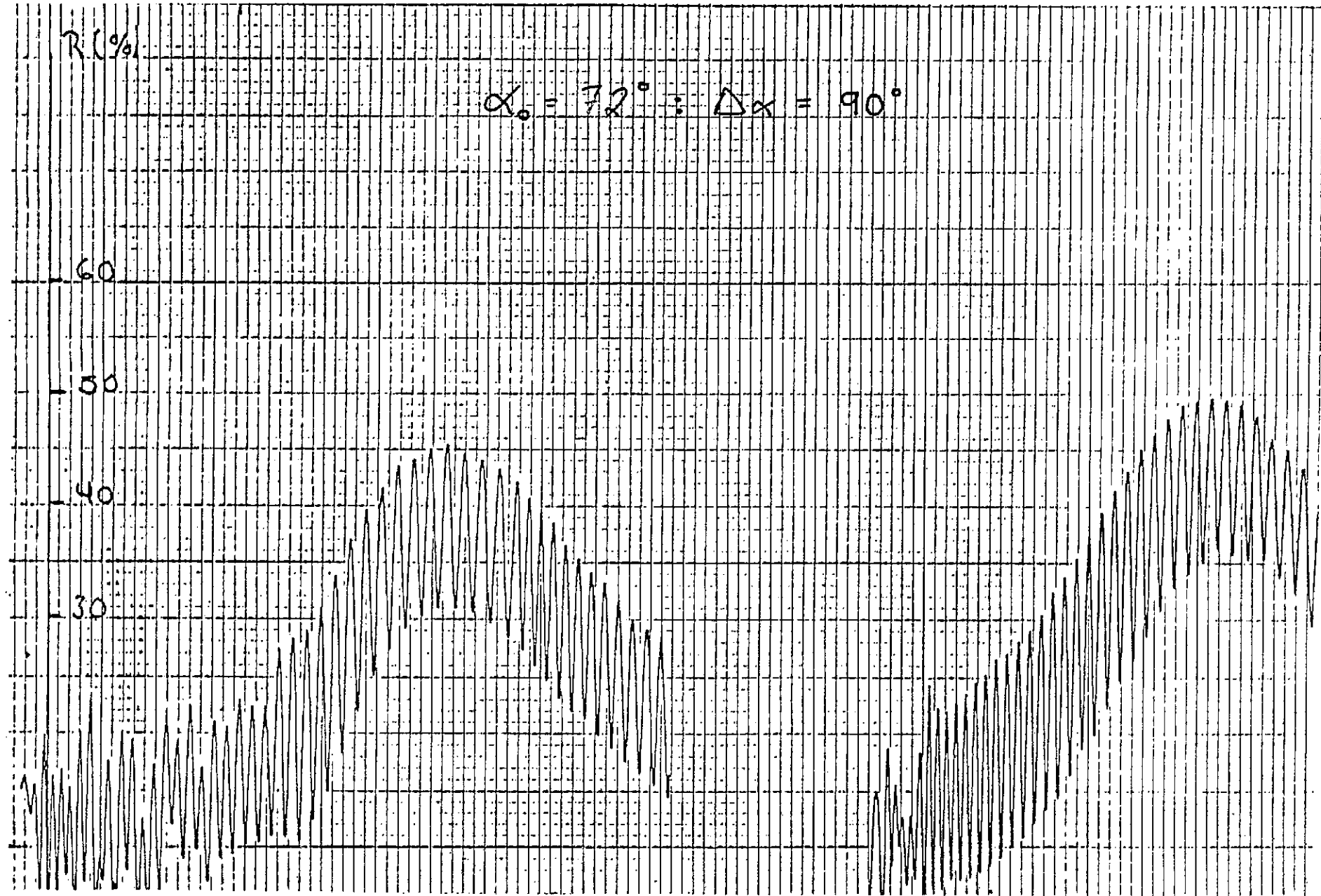
$$\alpha_0 = 72^\circ : \Delta\alpha = 90^\circ$$

60

50

40

30



GRAPHIQUE VI: Mêmes filtre; $\Delta\alpha = 90^\circ$

R (%)

90

80

70

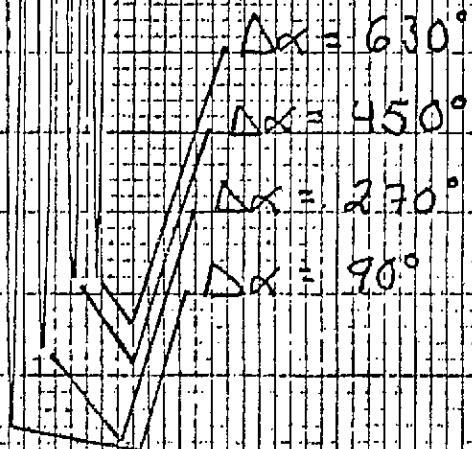
60

50

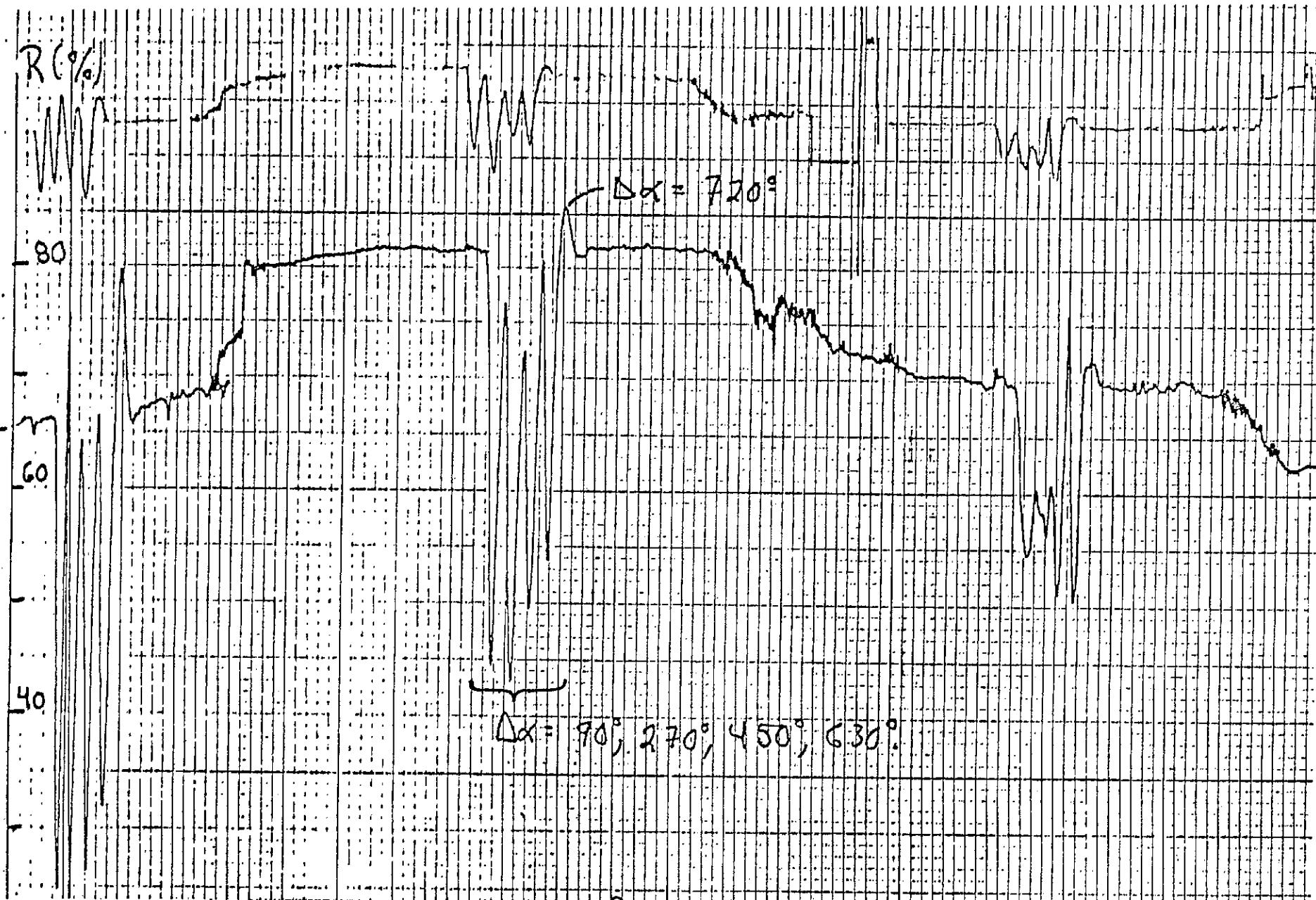
40

30

20



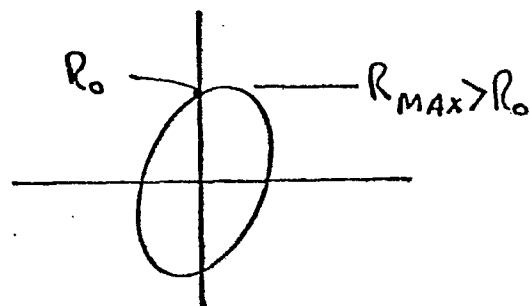
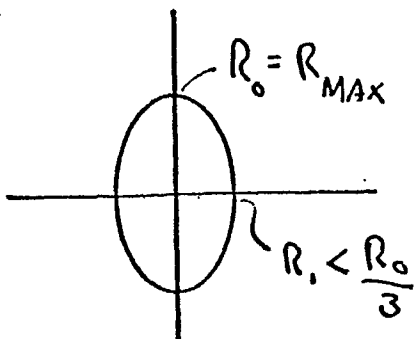
GRAPHIQUE VII: R_{\max} à la fin de la construction d'un filtre
 $\alpha_0 - \beta = 0^\circ; 45^\circ$ ou 90°



GRAPHIQUE VIII: R_{\max} à la fin de la construction d'un filtre
 $\alpha_0 \neq \beta = 0^\circ; 45^\circ \text{ ou } 90^\circ$

TABLEAU I - Résumé des résultats

1) <u>Filtre à bande étroite; $\beta = 0$</u>	
<u>Orientation</u>	R_{\max} (%)
$\Delta\alpha = 0^\circ$	30
$\Delta\alpha = 45^\circ$	17
$\Delta\alpha = 90^\circ$	<8
} effet marqué	
2) <u>Filtre à bande large; $\beta = 0$</u>	
<u>Orientation</u>	R_{\max} (%)
$\Delta\alpha = 0^\circ$	70
$\Delta\alpha = 25^\circ$	60
$\Delta\alpha = 90^\circ$	50
} peu d'effet	
3) <u>Cycle complet de $\Delta\alpha$</u>	
$\beta = 0^\circ, 45^\circ$ ou 90°	$\beta \neq 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$



3) Interprétation

De toute évidence le phénomène de photosensibilité fait intervenir l'état de polarisation de la lumière qui écrit un filtre. La fibre étant biréfringente à cause des irrégularités du procédé de fabrication, il n'est pas étonnant que la facilité avec laquelle un filtre s'écrit dépend de l'angle de polarisation à l'entrée par rapport à l'un des axes de l'ellipse d'indice de la fibre. En effet, en supposant qu'il n'y ait pas de torsion dans la fibre, si la polarisation incidente coïncide avec l'un des axes de l'ellipse, l'état de la polarisation est conservé tout au long de la fibre et l'écriture du filtre s'accomplit de façon régulière. Par contre, si le plan de polarisation à l'entrée n'est pas selon un des axes de l'ellipse, l'état de polarisation se modifie le long de la fibre et le taux d'onde stationnaire n'est pas uniforme, ce qui donne lieu à une croissance non uniforme du filtre. Une autre façon de voir la chose consiste à dire que si la direction de polarisation ne coïncide pas avec l'un des axes de l'ellipse, cela donne lieu à la construction simultanée de deux filtres de pas légèrement différent l'un de l'autre et donc à une compétition entre l'un et l'autre. Tout cela n'est pas très étonnant si on considère nos résultats antérieurs (voir les rapports précédents). Ce qui est beaucoup plus étonnant c'est de constater qu'un filtre construit par photosensibilité conserve en mémoire l'état de polarisation de la lumière incidente si le filtre est à bande étroite, comme le montrent les résultats 1 et 3 du tableau I. Ces résultats indiquent en effet, hors de tout doute, que le phénomène de photosensibilité fait intervenir la direction du champ électrique lors de l'interaction lumière-matière. Cela signifie que le mécanisme microscopique implique soit une migration d'un élément quelconque ou bien une orientation sélective d'une microstructure cristalline contrairement à ce qui a été proposé



CDT
Centre de
Développement
Technologique
École Polytechnique
de Montréal

- 20 -

jusqu'à maintenant, à savoir un processus purement thermique d'absorption d'énergie. La découverte de cette caractéristique du phénomène de photosensibilité permet d'aller plus loin sur la voie de la compréhension du phénomène au niveau microscopique.

3. COUPLEURS

1) Résultats théoriques (Résumé)

Deux méthodes sont actuellement utilisées pour fabriquer des coupleurs bidirectionnels à fibres optiques monomodes. La première consiste à rapprocher les noyaux des fibres sans les déformer; les claddings sont partiellement dénudés soit par attaque chimique, soit par usinage mécanique. Dans ce type de coupleur, le coefficient de couplage et le transfert de puissance d'un guide à l'autre se calculent selon la méthode de Snyder et le mécanisme de couplage est dû au recouvrement des ondes évanescentes associées aux noyaux.

L'autre méthode consiste à fusionner les deux fibres puis à étirer la zone fusionnée. Dans ce cas, et contrairement aux autres, la section des noyaux diminue au fur et à mesure que ceux-ci se rapprochent. On a pu montrer que le couplage par ondes évanescentes associées aux noyaux est négligeable tout au long du coupleur. Ceci est dû au fait que les noyaux sont soit trop éloignés, soit trop petits.

Nous avons montré que le coupleur biconique doit être traité comme un guide unique où les noyaux ne jouent plus aucun rôle. Ce guide est constitué par les claddings fusionnés des deux fibres baignant dans le milieu extérieur. Le couplage s'effectue par battements entre deux modes normaux de ce guide.

Nous avons élaboré un modèle de fusion puis un modèle d'éti-rage en supposant que chaque variable transverse du coupleur obéit à une loi parabolique dont les paramètres sont calculés pour chaque allongement du coupleur. Pour fins de calcul, ce guide unique est

modélisé par un système à deux guides circulaires fictifs, accolés l'un à l'autre et étirés selon la même loi que la structure réelle. Initialement ces guides fictifs coïncident avec les fibres réelles. Le transfert de puissance entre ces deux guides fictifs a été calculé en adaptant la théorie des modes couplés à notre problème: on a d'abord considéré les expressions des champs transverses pour les deux guides monomodes en présence de couplage, puis on a tenu compte de la structure biconique en introduisant les champs locaux, c'est-à-dire les champs qu'auraient les guides cylindriques coïncidant localement avec les guides réels. Nous avons ensuite adapté les expressions de Snyder en faisant d'une part apparaître les dépendances en z sur les différents paramètres des formules puis d'autre part, en considérant que les guides sont constitués par les claddings baignant dans le milieu extérieur.

Les résultats calculés à l'aide de ce modèle sont en très bon accord avec les valeurs expérimentales obtenues par l'équipe du CRC. En particulier, on peut expliquer de façon satisfaisante l'évolution de la puissance résiduelle dans la fibre principale en fonction de l'allongement lors de l'opération d'étirage du coupleur.

Un autre aspect de notre étude théorique a trait aux comportements de deux coupleurs, correspondant à des allongements différents, en fonction de la longueur d'onde et de l'indice de réfraction du milieu extérieur. On montre d'une part que ces coupleurs peuvent jouer le rôle de démultiplexeur en longueur d'onde et d'autre part, que le rapport des puissances de sortie peut être ajusté par modification de l'indice extérieur.

Les détails de cette analyse théorique figurent dans l'annexe B (reproduction de l'article accepté par la revue Applied Optics) ainsi que toute la bibliographie pertinente.

2) Résultats expérimentaux

Sur le plan expérimental, nous avons finalisé la mise en place du système permettant de réaliser des coupleurs par fusion et étirage. Sur la figure (6) les dispositifs A et B servent à enrouler les deux fibres l'une autour de l'autre. La pièce B est fixée sur un banc à coussin d'air C et le tout repose sur un plateau inclinable D dont l'inclinaison permet de régler la tension exercée dans les fibres. Tout l'ensemble est monté sur une table antivibratoire. À l'aide d'un microscope stéréoscopique, nous observons la fusion et l'étirage qui sont effectués avec une microtorche. Un ensemble de micromanipulateurs permettent, à l'aide d'un objectif de microscope, de coupler de façon satisfaisante la lumière d'un laser He-Ne 5 mW dans la fibre principale. La puissance transmise par les fibres de sortie est mesurée à l'aide de deux puissances-mètres. Enfin, une petite cuve fendue sur deux de ses côtés permet de faire baigner le coupleur dans un liquide d'indice choisi.

La figure (7) reproduit l'évolution des puissances transmises dans la fibre principale et la fibre secondaire durant l'opération d'étirage jusqu'à la cassure. Pour ce coupleur, nous avons réussi à récupérer environ 60% de la puissance incidente mesurée avant la fusion.

Enfin, en baignant un autre coupleur dans des solutions de sucre à indices étalonnés, nous avons pu mettre en évidence la variation de couplage en fonction de l'indice extérieur. Ce résultat confirme très bien la validité du modèle proposé. La figure (8) illustre cet effet pour des indices variant de 1.375 à 1.435.

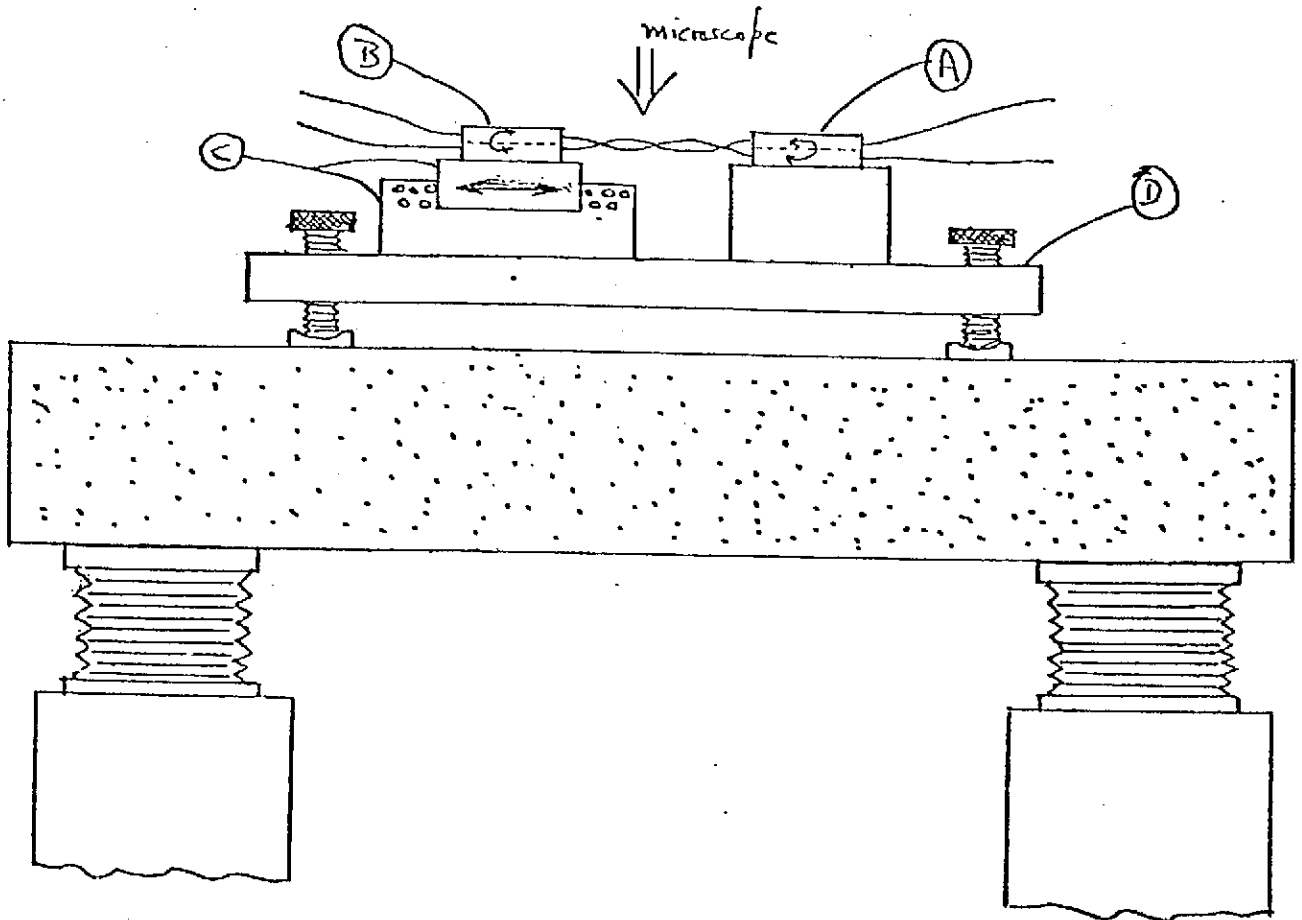


FIGURE 6 - Montage de fusion et étirage

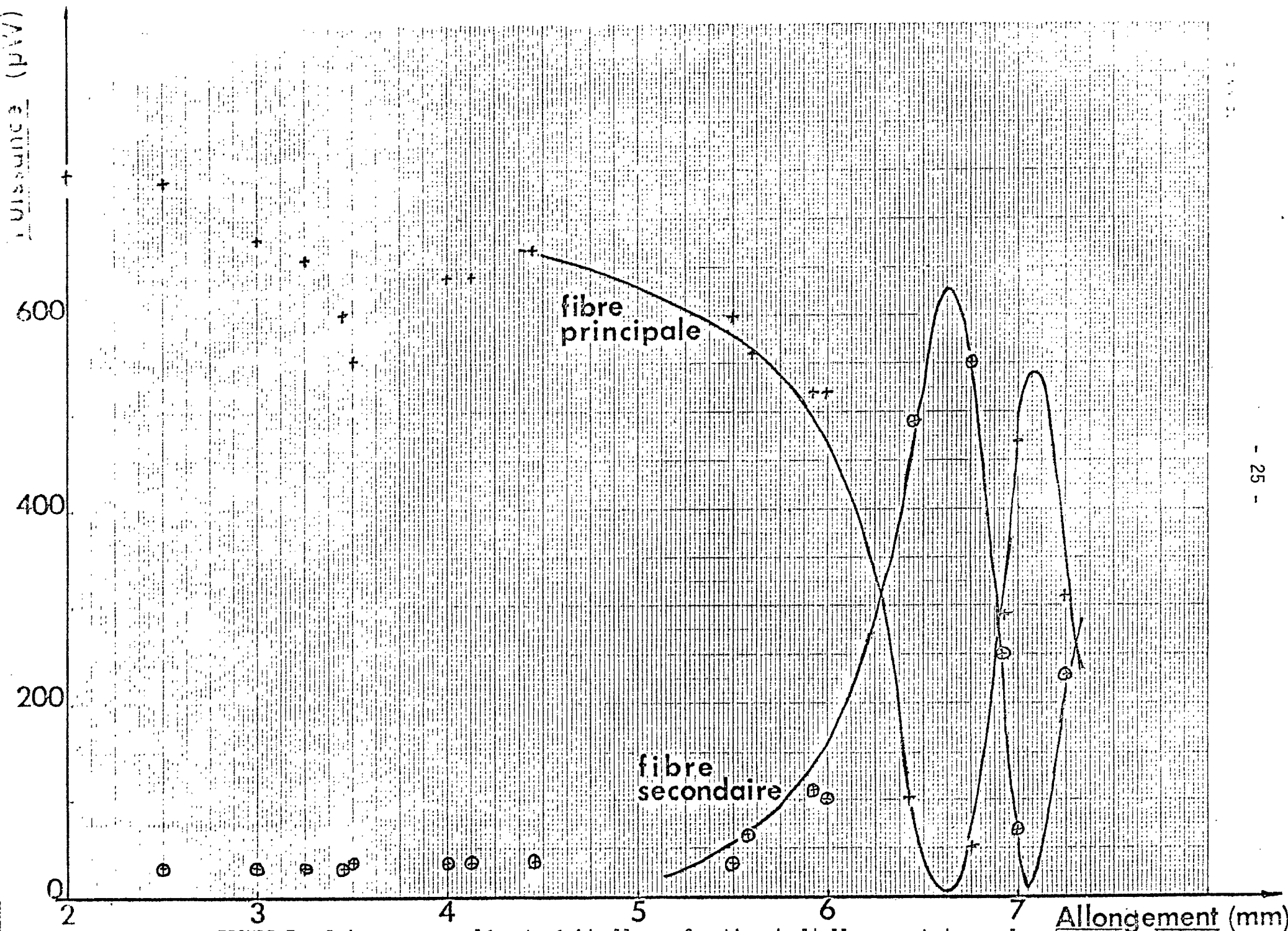


FIGURE 7 - Puissances couplée et résiduelle en fonction de l'allongement du coupleur

Puissance (μW)

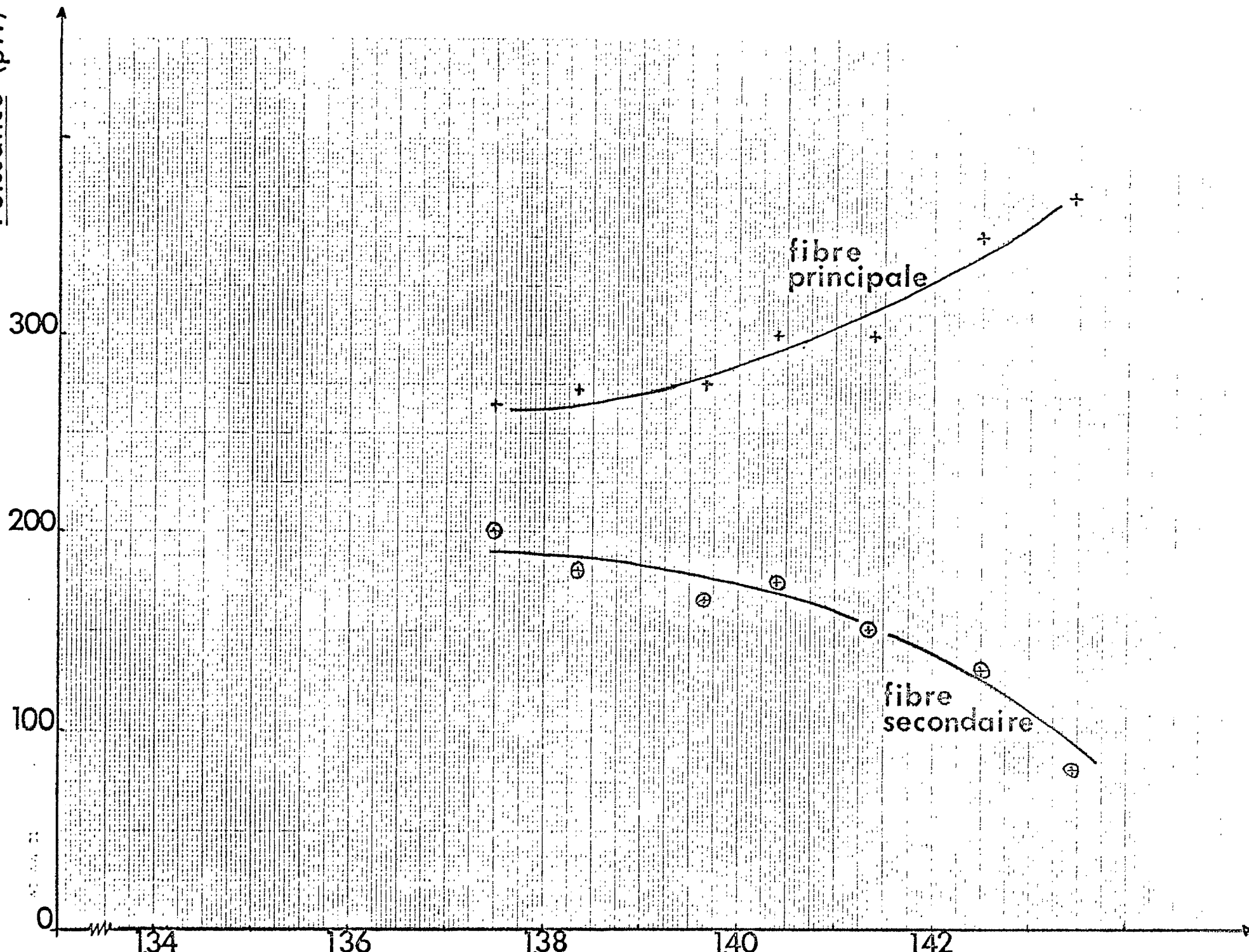


FIGURE 8 - Puissances couplée et résiduelle en fonction de l'indice extérieur

Notons que jusqu'à maintenant nous avons fabriqué tous nos coupleurs selon la méthode du "twist" qui consiste à enrouler sur 2 ou 3 tours les fibres autour d'elles-mêmes de façon à les maintenir en contact. Cette méthode a l'inconvénient de créer des déformations aux extrémités de la zone de fusion. Ces déformations entraînent des pertes de puissance qui sont difficiles à contrôler (de 40% à 70% suivant les cas). Actuellement nous utilisons la méthode des "fibres parallèles" qui consiste à maintenir les deux fibres côte à côte durant les différentes opérations de fusion et d'étirage. On minimise ainsi l'excitation des modes d'ordre supérieur, responsables des pertes mentionnées plus haut.

3) Discussion

La principale originalité de notre étude est d'avoir démontré que le mécanisme de couplage mis en jeu dans les coupleurs biconiques se fait par battement entre deux modes normaux du guide constitué par les claddings fusionnés. Ce mécanisme est fondamentalement différent de celui des autres coupleurs réalisés par rapprochement des noyaux.

Une conséquence directe de ce mécanisme est que le couplage dépend de l'indice extérieur. Ce résultat important ouvre une voie nouvelle aux coupleurs biconiques: on peut imaginer la réalisation de coupleurs à taux de branchement ajustable en faisant varier l'indice extérieur. Nous étudions actuellement la possibilité de nous servir de cristaux liquides comme milieu extérieur et de pouvoir ajuster l'indice par commande des électrodes de polarisation.

4. CONCLUSION

Ce rapport met un terme à notre participation au programme de formation de Centres d'Excellence du Ministère des Communications. Les résultats obtenus montrent bien que notre équipe a atteint un niveau de compétence qui nous permet de contribuer de façon importante à l'avancement des connaissances dans le domaine des fibres optiques. Ainsi, notre plus récente publication sur les coupleurs directionnels a été acceptée sans correction par la revue Applied Optics. En précisant certaines idées fondamentales sur le mécanisme des coupleurs réalisés par fusion, cet article apporte une contribution majeure à l'avancement des connaissances dans ce domaine. De la même façon, en ce qui concerne la photosensibilité des fibres monomodes, nos travaux sur le développement d'un modèle macroscopique de croissance d'un filtre interférentiel ont permis de préciser les idées sur la distribution de la modulation d'indice d'une fibre photosensibilisée.

Globalement, depuis le début de nos activités dans le cadre du programme des Centres d'Excellence, nous avons formé une équipe qui se compose maintenant de deux professeurs, une associée professionnelle de recherche et quatre étudiants gradués. Nous possédons un appareillage de recherche d'une valeur approximative de 100 000 \$. Notre production scientifique s'établit à sept articles dans des revues avec jury, treize rapports au Ministère des Communications, cinq conférences et trois thèses de maîtrise. Nos projets d'avenir s'orientent vers une plus grande diversification vers les communications optiques en nous associant à des collègues du département de Génie Électrique. D'ores et déjà, et grâce à un démarrage solide dû au programme des Centres d'Excellence, nous pouvons envisager une évolution rapide vers l'établissement d'un centre reconnu de recherche en communications optiques, et ce avec l'entier appui du Service de la Recherche de l'École Polytechnique.

RÉFÉRENCES

- (1) K.O. Hill, D.C. Johnson, B.S. Kawasaki. "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication", App. Phys. Lett., 32 (10), 15 mai 1978, p. 647.
- (2) J. Lapierre, J. Bures, "Développement de filtres pour un système de communications par fibre optique en WDM", CRC Ottawa, 31 mars 1979.
- (3) J. Lapierre, J. Bures, "Étude de phénomène de photosensibilité dans les fibres optiques", CRC Ottawa, 31 mars 1980.
- (4) J. Lapierre, J. Bures, "Développement de filtres pour un système de communications par fibre optique en WDM (Phase III)", CRC Ottawa, 31 mars 1981.
- (5) J. Lapierre, J. Bures, "Étude des propriétés des fibres optiques et leurs applications aux télécommunications", CRC Ottawa, 31 mars 1982.
- (6) J. Bures, J. Lapierre, D. Pascale, "Photosensitivity effect in optical fibers: A model for the growth of an interference filter", Appl. Phys. Lett., 37 (10), 15 Nov. 1980, p. 860.



CDT
Centre de
Développement
Technologique
École Polytechnique
de Montréal

- 30 -

ANNEXE I

Tiré à part de la publication:

RÉFLECTEUR DE BRAGG INDUIT PAR PHOTOSENSIBILITÉ
DANS UNE FIBRE OPTIQUE: MODÈLE DE CROISSANCE ET
RÉPONSE EN FRÉQUENCE

Réflecteur de Bragg induit par photosensibilité dans une fibre optique: modèle de croissance et réponse en fréquence

Jacques Bures, Suzanne Lacroix et Jean Lapiere

A theoretical model has been developed which describes the growth of a photo-induced Bragg filter in a single-mode optical fiber. This model is derived from the coupled wave theory and takes into account Fresnel reflections at both ends of the fiber. The frequency response of the filter is the result of the combined effect of both the distributed and localized reflections. It has been calculated at various instants of the growth process and for various phase conditions at the Fabry-Perot fiber interferometer.

I. Introduction

La fabrication et l'étude théorique des filtres interférentiels intégrés aux guides d'ondes optiques présentent un très grand intérêt pour les communications optiques, notamment dans les systèmes de transmission utilisant le multiplexage en longueur d'onde. Ainsi, la construction d'un réseau intégré à une couche mince permet d'obtenir un filtre réflecteur à bande étroite.^{1,2} Plus récemment, un effet de photosensibilité dans certaines fibres de silice dopée au germanium a permis de réaliser de façon permanente un réseau de Bragg à bande très étroite.³⁻⁶ L'expérience peut être décrite de la façon suivante: on expose à un faisceau laser de grande intensité une fibre monomode de courte longueur dont les bouts sont soigneusement coupés. L'ensemble constitue un interféromètre de Fabry-Perot (F.P.) à faible contraste. Le phénomène est amorcé comme suit: l'onde stationnaire qui s'établit entre les deux extrémités de la fibre imprime le long de l'axe de celle-ci une modification périodique de l'indice de réfraction. Ensuite cette structure périodique constitue un réseau qui contribue, de manière distribuée, à la réflexion de l'énergie lumineuse le long de l'axe de la fibre. Ceci entraîne un processus auto-évolutif de formation

du filtre: le coefficient de réflexion du filtre croît et peut atteindre en quelques minutes des valeurs très élevées (de l'ordre de 90%) avec une largeur spectrale de quelques centaines de mégahertz.

Nous n'avons pas étudié le mécanisme microscopique de formation du filtre. Cependant, d'après leurs expériences, Hill *et al.*³ ont conclu que le phénomène n'est pas lié à la formation de centres de couleur; il s'agit plutôt d'une modification de la partie réelle de l'indice de réfraction donnant lieu à l'existence d'un réseau de phase le long de l'axe de la fibre. Le mécanisme en cause s'apparente aux phénomènes de photoréfraction observés dans les matériaux électro-optiques⁷ et aussi d'une façon plus générale à l'interaction non linéaire entre la lumière et la matière.⁸

Le but de nos travaux jusqu'à maintenant a été de réaliser et caractériser de tels filtres, ce qui demande des conditions expérimentales très strictes^{3,9}: absence de vibrations mécaniques, bon contrôle thermique et extrémités de la fibre bien coupées. La détermination expérimentale de la réponse en fréquence de ces filtres peut se faire de différentes manières. Une première méthode consiste à garder fixe le pas du réseau et à utiliser un laser à fréquence variable ou un monochromateur pour des largeurs spectrales excédant 10 GHz.¹⁰ Une autre méthode consiste à conserver la longueur d'onde optique de création du filtre et à faire varier le pas du réseau soit partiellement mécaniquement,⁴ soit par chauffage de la fibre. Ce dernier procédé a été utilisé avec succès par notre équipe et a permis une résolution spectrale d'environ 30 MHz.¹¹

Sur le plan théorique, nous avons développé un premier modèle macroscopique⁵ décrivant la croissance du filtre interférentiel. Ce modèle dérive de la théorie des ondes couplées et décrit l'interaction spatio-temporelle entre deux ondes planes contradirectionnelles, l'une

The authors are with Ecole Polytechnique, Département de génie physique, C. P. 6079, Succursale A, Montréal H3C 3A7, Québec.

Received 23 February 1982.

0003-6935/82/193502-05\$1.00/0.

© 1982 Optical Society of America.

incidente et l'autre réfléchi par la structure périodique qui se construit. Dans ce modèle nous avons négligé l'effet dû aux réflexions de Fresnel sur les faces de la fibre, sauf pendant un régime transitoire très court qui permet l'amorce du phénomène de croissance.

Or, d'une manière générale, les deux faces de la fibre contribuent au système d'ondes stationnaires qui s'établit le long de l'axe. Cette contribution devient négligeable à la condition de résonance (condition de Bragg) et si le coefficient de réflexion de la structure périodique est élevé. Mais, en dehors de cette situation particulière, on ne peut plus négliger l'existence des réflexions localisées sur les faces.

Le but de cet article est de tenir compte des réflexions de Fresnel pour calculer la réponse en fréquence du filtre en tout instant de sa croissance. A cette fin, nous faisons d'abord un rappel de la théorie des ondes couplées^{12,13} se propageant dans un milieu caractérisé par un indice de réfraction perturbé selon une loi donnée. Ensuite nous discutons des conditions de croissance du filtre, d'où l'on tire l'évolution du coefficient de réflexion au cours du temps. Enfin, nous calculons numériquement la réponse en fréquence de ce filtre en différents temps de sa croissance et pour différentes conditions de phase de l'interféromètre de F.P. constitué par la fibre et ses extrémités.

II. Théorie des ondes couplées et coefficient de réflexion du filtre

Pour simplifier le modèle, nous assimilons le noyau de la fibre à un milieu unidimensionnel, s'étendant de $z = -L$ à $z = 0$ et caractérisé par une perturbation de la partie réelle de la constante diélectrique

$$\epsilon'(z) = \epsilon + \Delta\epsilon(z) \cos(k_z z + \phi). \quad (1)$$

$\epsilon'(z)$ et ϵ sont, respectivement, les constantes diélectriques perturbée et non perturbée, $\Delta\epsilon(z)$ est une distribution quelconque de l'amplitude de perturbation ($\Delta\epsilon/\epsilon \ll 1$), $2\pi/k_z$ est le pas de la structure périodique, et ϕ est une constante. Notre étude se limite au cas où la fréquence spatiale de la perturbation est fixe. Le milieu extérieur ($z < -L$ et $z > 0$) est l'air.

Dans ces conditions, les deux ondes progressive et régressive se propageant le long de l'axe z sont des ondes planes. La représentation complexe $E(z, t)$ du champ électrique total dans la fibre s'écrit

$$E(z, t) = [E_1(z) \exp(-jkz) + E_2(z) \exp(jkz)] \exp(j\omega t), \quad (2)$$

où k est la constante de propagation, et $E_1(z)$ et $E_2(z)$ sont les enveloppes complexes des champs.

La résonance du champ avec la structure périodique est réalisée à la condition de Bragg, c'est-à-dire lorsque $k = k_c/2$. En dehors de la résonance on définit le désaccord en fréquence par

$$\delta = k - k_c/2. \quad (3)$$

En supposant les variations des enveloppes E_1 et E_2 très lentes devant les termes de phase $\exp(\pm jkz)$, les équations de Maxwell appliquées au champ $E(z, t)$ conduisent aux équations différentielles bien connues de la théorie des ondes couplées¹²⁻¹⁴:

$$\begin{cases} dE_1/dz = -j\Gamma E_2 \exp[j(2\delta z - \phi)], \\ dE_2/dz = j\Gamma E_1 \exp[-j(2\delta z - \phi)], \end{cases} \quad (4)$$

où $\Gamma(z)$ est le coefficient de couplage contradirectionnel donné par

$$\Gamma(z) = \Delta\epsilon(z)k/4\epsilon. \quad (5)$$

En posant

$$\begin{cases} E_1(z) = |E_1(z)| \exp[j\gamma_1(z)], \\ E_2(z) = |E_2(z)| \exp[j\gamma_2(z)], \end{cases} \quad (6)$$

on définit le coefficient local de réflexion

$$r(z) = \frac{E_2(z) \exp(jkz)}{E_1(z) \exp(-jkz)} = |r(z)| \exp[j\chi(z)], \quad (7)$$

avec

$$\chi(z) = 2kz + \gamma_2(z) - \gamma_1(z). \quad (8)$$

A l'aide de ces définitions, le système des équations couplées (4) devient

$$\begin{cases} d|r|/dz = \Gamma(1 - |r|^2) \sin(\chi - \phi - k_z z), & (9a) \\ d\chi/dz = k_c + 2\delta + \Gamma \left(\frac{1 + |r|}{|r|} \right) \cos(\chi - \phi - k_z z). & (9b) \end{cases}$$

Pour résoudre ce système d'équations et en déduire le coefficient de réflexion R du filtre, il faut préciser les conditions aux limites en tenant compte des réflexions sur les deux faces de la fibre. Afin de simplifier les expressions des phases, l'origine des z est prise sur la face de sortie de la fibre. A cet endroit la réflexion à l'interface verre-air se fait sans déphasage de façon que $r(0) = a_0$. En posant $a_0 = \tanh u$, la solution de l'équation différentielle (9a) est

$$|r(z)| = \tanh \left\{ u + \int_0^z \Gamma(z') \sin[\chi(z') - \phi - k_z z'] dz' \right\}. \quad (10)$$

L'équation différentielle (9b) donnant la phase $\chi(z)$ de $r(z)$ n'a pas de solution analytique dans le cas général. On doit faire appel aux techniques de calcul numérique pour finalement calculer le coefficient de réflexion R du filtre qui s'écrit, en utilisant la formule de l'interféromètre de F.P. adaptée à notre cas,

$$R = \left| \frac{r(-L) - a_1}{1 - a_1 r(-L)} \right|^2, \quad (11)$$

où a_1 est le coefficient de réflexion en amplitude de la face d'entrée de la fibre en $z = -L$. Il faut noter que dans les deux cas limites, l'interféromètre de F.P. à milieu non perturbé ($\Gamma = 0$) d'une part et réseau de Bragg sans faces réfléchissantes ($a_0 = a_1 = 0$) d'autre part, l'éq. (11) se réduit aux expressions bien connues du coefficient de réflexion R dans ces deux cas particuliers.

En outre, le principe de conservation de l'énergie permet d'écrire pour une intensité incidente unitaire et en négligeant les phénomènes d'absorption

$$|E_1(z)|^2 - |E_2(z)|^2 = 1 - R, \quad (12)$$

ce qui donne à l'aide des eqs (7), (10) et (11)

$$\begin{cases} |E_1(z)|^2 = (1 - R)/(1 - |r(z)|^2), \\ |E_2(z)|^2 = (1 - R)|r(z)|^2/(1 - |r(z)|^2). \end{cases} \quad (13)$$

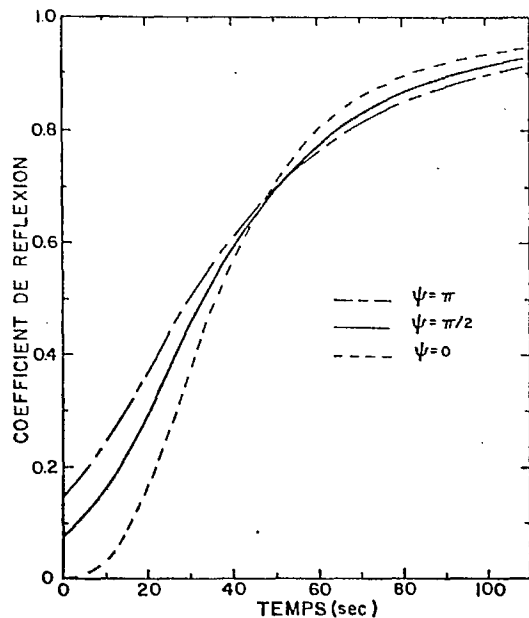


Fig. 1. Evolution du coefficient de réflexion du filtre en fonction du temps pour trois valeurs de l'état de phase de l'interféromètre de F.P.

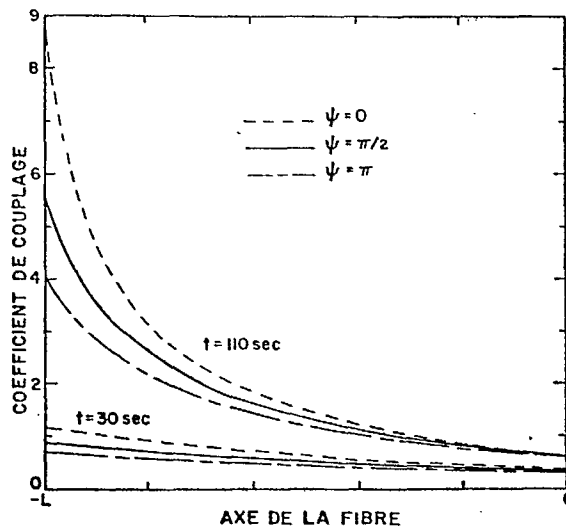


Fig. 3. Distribution du coefficient de couplage contradirectionnel le long de l'axe de la fibre en deux instants de la croissance et pour trois conditions de phase de l'interféromètre de F.P. Les positions des faces avant et arrière de la fibre sont indiquées comme sur la fig. 2.

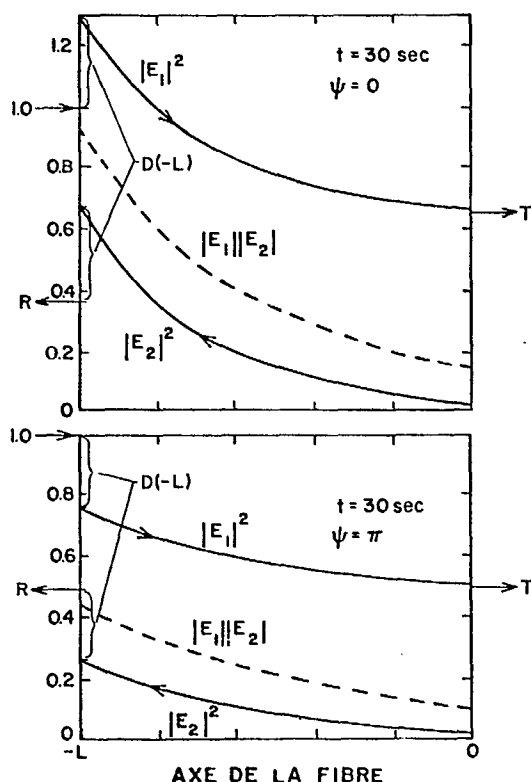


Fig. 2. Distribution des énergies incidente et réfléchie le long de l'axe de la fibre en un instant donné de la croissance pour deux états de phase de l'interféromètre de F.P. La quantité $|E_1 E_2|$ est représentée en traits discontinus. Les positions des faces avant et arrière de la fibre sont repérées, respectivement, par les abscisses $-L$ et 0 . On note en ces endroits les discontinuités D données par les éqs (17) et (18).

III. Croissance du filtre

Dans la discussion précédente nous avons considéré une distribution $\Delta\epsilon(z)$ quelconque mais indépendante du temps. La mise en équation de la croissance du filtre nécessite l'introduction du facteur temps dans l'ensemble des équations de la section précédente. En particulier, les enveloppes des champs contradirectionnels doivent s'écrire dans ce contexte $E_1(z,t)$ et $E_2(z,t)$. Ces dépendances temporelles sont toutefois très lentes devant le terme de phase $\exp(j\omega t)$, de sorte que les équations de Maxwell mènent essentiellement aux mêmes résultats que précédemment, en ajoutant dans chaque expression le facteur temps. La dynamique du problème s'exprime, comme nous l'avons déjà proposé, par la relation phénoménologique suivante⁵:

$$\frac{\partial \Gamma(z,t)}{\partial t} = \alpha |E_1(z,t)E_2(z,t)|, \quad (14)$$

où α est un coefficient de proportionnalité relié au degré de photosensibilité du matériau.

La construction du filtre ne peut se réaliser que dans les conditions suivantes. D'une part, la condition de Bragg ($\delta = 0$) doit être respectée en tout temps. D'autre part, il faut qu'en tout point de l'axe z , la relation de phase entre les deux champs contradirectionnels reste indépendante du temps. Or, Γ et $|r|$ sont des fonctions du temps. Pour respecter la deuxième condition dans l'éq. (9b), il faut donc écrire $\chi - \phi - k_z z = \pm \pi/2 \pm 2m\pi$ près (m entier). Le choix du signe est déterminé à l'aide de l'éq. (9a) en remarquant que la réflexion locale décroît le long de l'axe de la fibre ($d|r|/dz < 0$). On en déduit finalement que la condition de phase à la résonance ($\delta = 0$) s'écrit en tout point z

$$\chi(z) = k_z z + \phi - \pi/2, \quad (15)$$

d'où l'on tire, compte tenu de la nature de la réflexion

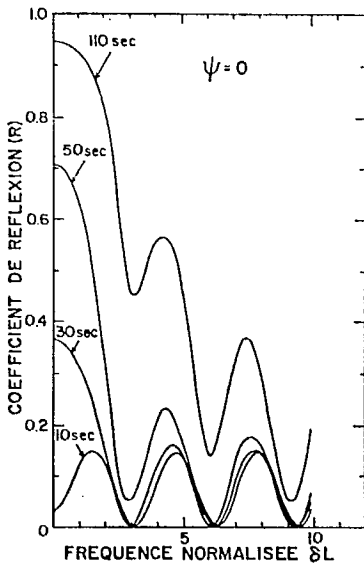


Fig. 4. Réponse en fréquence du filtre en quatre instants de la croissance pour un état de phase particulier de l'interféromètre de F.P. avec $\psi = 0$. Le désaccord δ en fréquence est donné par l'éq. (3), et L est la longueur de la fibre. A titre indicatif, l'échelle de fréquence normalisée δL correspond pour $L = 1$ m à 67 MHz par unité, pour la longueur d'onde de 514.5 nm.

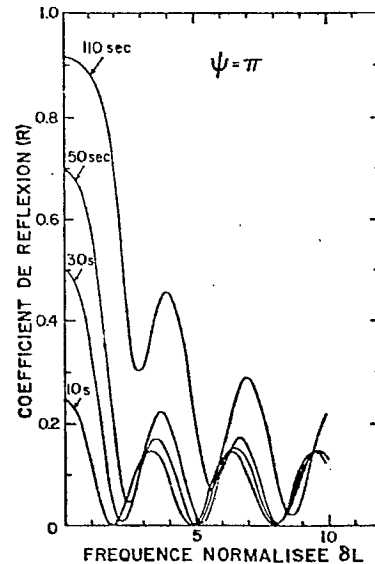


Fig. 6. Réponse en fréquence du filtre obtenue avec les mêmes paramètres que ceux des figs (4) et (5) excepté ψ qui prend la valeur de π .

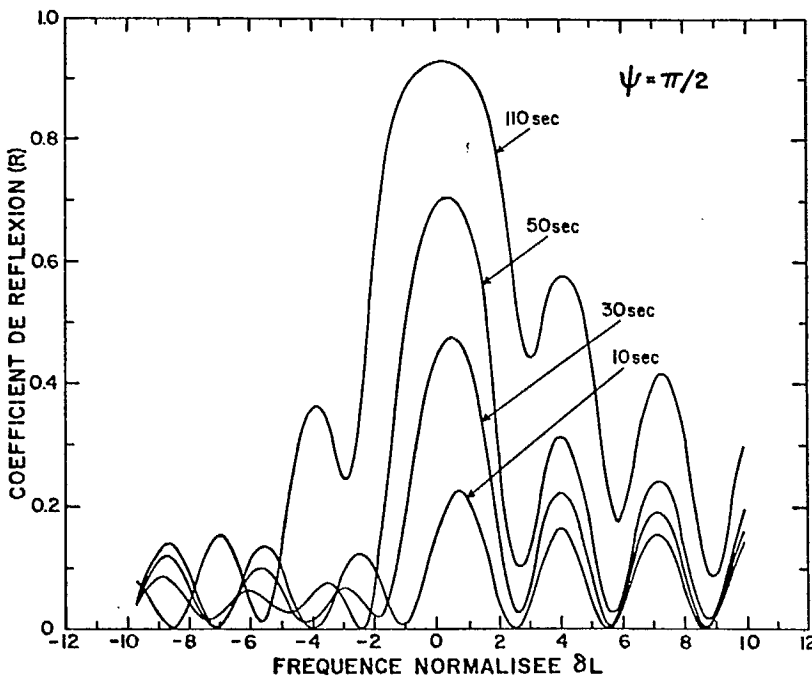


Fig. 5. Réponse en fréquence du filtre obtenue avec les mêmes paramètres que ceux de la fig. 4 excepté ψ qui prend la valeur de $\pi/2$. On note la dissymétrie de ces réponses.

en $z = 0$, $\phi = \pi/2$, valeur de la constante de phase de l'éq. (1). Le déphasage $\gamma_2 - \gamma_1$ est donc, à la condition de Bragg, non seulement constant mais aussi uniformément nul.

Nous avons simulé numériquement l'évolution de la croissance d'un filtre pour les valeurs suivantes des paramètres: intensité incidente unitaire, $a_0 = a_1 = 0.2$ (réflexion air-verre), longueur de la fibre $L = 1$ m et $\alpha = 0.07$ (m.s. unité d'intensité)⁻¹. Cette dernière valeur a été choisie de façon à obtenir un taux de croissance du même ordre que celui de nos mesures expérimentales.

La fig. 1 illustre l'évolution du coefficient de réflexion du filtre en fonction du temps. D'une façon similaire à notre premier article,⁵ $R(t)$ est calculé à l'aide des éqs (9a), (9b) et (11) dans lesquelles $\Gamma(z,t)$ évolue selon l'éq. (14) où $|E_1(z,t)|$ et $|E_2(z,t)|$ sont données par les éqs (13). Notons que la croissance de R dépend de l'état de phase de l'interféromètre de F.P. $\psi = 2kL$ (à $2m\pi$ près): la croissance est plus rapide quand $\psi = 0$, c'est-à-dire lorsque l'énergie accumulée dans l'interféromètre de F.P. est maximale, ce qui a été vérifié expérimentalement.

La fig. 2 donne la répartition le long de l'axe de l'énergie de chacune des deux ondes, pour les valeurs de $\psi = 0$ et $\psi = \pi$ et à un instant donné de la croissance ($t = 30$ sec). A partir de l'éq. (12), on constate que les extrémités réfléchissantes de la fibre introduisent des sauts d'énergie dénotés D . En $z = -L$, on a, à l'aide des eqs (13),

$$D(-L) = 1 - |E_1(-L)|^2 = R - |E_2(-L)|^2 \\ = [R - |r(-L)|^2]/[1 - |r(-L)|^2], \quad (17)$$

qui, suivant les valeurs de ψ , a_0 et a_1 , peut être positif, négatif ou nul. Par contre, à l'autre extrémité de la fibre (en $z = 0$), il vient avec T , coefficient de transmission du filtre:

$$D(0) = |E_1(0)|^2 - T = |E_2(0)|^2, \quad (18)$$

qui est toujours positif ou nul. Sur cette même figure apparaît la valeur du produit $|E_1 E_2|$ en tout point de l'axe de la fibre. Ce produit est maximal dans le cas où $\psi = 0$, ce qui confirme, à l'aide de l'éq. (14), le fait que la croissance du filtre est plus rapide dans ce cas.

Enfin la fig. 3 illustre la distribution du coefficient de couplage $\Gamma(z)$ pour différentes valeurs des paramètres t et ψ . Notre modèle fait apparaître une décroissance de l'amplitude de modulation de l'indice de réfraction le long de l'axe de la fibre: c'est à travers cette répartition non uniforme du réseau que se manifeste la relation du phénomène de photosensibilité avec la densité d'énergie exprimée par l'équation de croissance (14).

IV. Réponse en fréquence

En dehors de la condition de Bragg ($\delta \neq 0$), la phase $\chi(z)$ ne peut plus s'exprimer simplement par l'éq. (15). Pour calculer la réflexion du filtre $R(\delta, t)$ donnée par l'éq. (11), il faut résoudre numériquement le système d'équations différentielles couplées (9a) et (9b). Ces calculs ont été effectués avec la méthode de Runge-Kutta du quatrième ordre.¹⁵ Les valeurs des paramètres a_0 , a_1 , α et L sont les mêmes que précédemment. Le calcul, pour tout temps t , est amorcé par la condition en $z = 0$ (réflexion verre-air sans déphasage), soit

$$\begin{cases} \chi(0) = 0, \\ |r(0)| = a_0. \end{cases} \quad (19)$$

Le résultat final des itérations numériques donne, pour δ et t fixés, les valeurs de $\chi(-L)$ et $|r(-L)|$ nécessaires au calcul de R . Les figs 4, 5 et 6 illustrent ces résultats pour trois valeurs du paramètre $\psi(0, \pi/2, \pi)$ et à quatre instants de la croissance ($t = 10, 30, 50$ et 110 sec). On note que les fonctions $R(\delta)$ sont paires dans les cas particuliers où $\psi = 0$ et $\psi = \pi$. Par contre, on perd cette propriété pour toute autre valeur de ψ . Ceci résulte des effets combinés des réflexions distribuée due à la structure périodique et localisée de l'interféromètre de F.P.: dans notre modèle à période spatiale fixe, le réseau de Bragg considéré seul donne toujours une réponse en fréquence symétrique,¹³ alors que pour l'interféromètre de F.P. seul, cette symétrie n'existe que dans les cas où $\psi = 0$ et π . On conçoit donc que la

combinaison des deux systèmes réflecteurs conserve la propriété de symétrie.

V. Conclusion

A partir de la théorie des ondes contradirectionnelles couplées et d'une équation phénoménologique rendant compte du phénomène de photosensibilité, nous avons élaboré un modèle théorique qui décrit la croissance d'un filtre de Bragg intégré à une fibre optique monomode et qui permet de calculer sa réponse en fréquence en tout instant de sa création.

Cette approche tient compte des réflexions de Fresnel localisées aux deux extrémités de la fibre et aboutit en fait au calcul de la fonction d'appareil d'un interféromètre de Fabry-Pérot possédant un milieu d'indice de réfraction perturbé selon une loi donnée.

De plus, l'évolution du phénomène étant négligeable durant la période optique $2\pi/\omega$, l'introduction du facteur temps dans les différentes équations du modèle permet de décrire la dynamique du problème sans compliquer l'écriture des expressions.

Enfin, à la résonance de Bragg, des conditions de phase particulières simplifient l'expression du coefficient de réflexion du filtre en tout temps.

Finalement, en tenant compte des réflexions de Fresnel, ce modèle représente, mieux que les précédents, la réalité physique du phénomène: il rend compte de façon satisfaisante, bien que qualitative, de nos observations expérimentales.

Ces travaux ont été réalisés avec le support financier du Ministère Fédéral des Communications, contrat OSU81-200, et un octroi du Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada.

Références

1. D. C. Flanders, H. Kogelnik, R. V. Schmidt, and C. V. Shank, *Appl. Phys. Lett.* 24, 194 (1974).
2. R. V. Schmidt, D. C. Flanders, C. V. Shank, and R. D. Standley, *Appl. Phys. Lett.* 25, 651 (1974).
3. K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, *Appl. Phys. Lett.* 32, 647 (1978).
4. B. S. Kawasaki, K. O. Hill, D. C. Johnson, and Y. Fujii, *Opt. Lett.* 3, 66 (1978).
5. J. Bures, J. Lapierre, and D. Pascale, *Appl. Phys. Lett.* 37, 860 (1981).
6. J. Lapierre, J. Bures, and D. Pascale, "Advances in Ceramics. 2:" *Physics of Fiber Optics*, B. Bendow and S. S. Mitra, Eds. (American Ceramic Society, Columbus, 1981), 185.
7. A. M. Glass, *Opt. Eng.* 17, 470 (1978).
8. F. Gires, *Ann. Radioélect.* XXIII 94, 281 (1968).
9. J. Lapierre, J. Bures, and G. Chevalier, *Opt. Lett.* 7, 37 (1982).
10. D. K. W. Lam and B. K. Garside, *Appl. Opt.* 20, 440 (1981).
11. J. Lapierre, J. Bures, et D. Pascale, *Opt. Commun.* 40, 95 (1981).
12. A. Yariv, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-9, 919 (1973).
13. H. Kogelnik, *Bell Syst. Tech. J.* 55, 109 (1976).
14. C. F. Quate, C. D. W. Wilkinson, and D. K. Winslow, *Proc. IEEE* 53, 1604 (1965).
15. M. Abramowitz and I. A. Stegun, Eds. *Handbook of Mathematical Functions* (Dover, New York, 1964).



CDT
Centre de
Développement
Technologique
École Polytechnique
de Montréal

- 36 -

A N N E X E I I

Copie du manuscrit de la publication:

ANALYSE D'UN COUPLEUR BIDIRECTIONNEL
À FIBRES OPTIQUES MONOMODES FUSIONNÉES

ANALYSE D'UN COUPLEUR BIDIRECTIONNEL A
FIBRES OPTIQUES MONOMODES FUSIONNEES

Jacques Bures, Suzanne Lacroix et Jean Lapierre

Département de Génie Physique
ECOLE POLYTECHNIQUE
C.P. 6079, Succursale A, Montréal
H3C 3A7, Québec, Canada

ABSTRACT

The analysis of fused biconical single-mode fiber couplers shows that, as opposed to other types of single-mode fiber couplers, the coupling mechanism is not associated with evanescent waves and that the infinite cladding approximation is not valid. The two original claddings must be considered, after fusion and stretching, to form a single guide whose asymmetric excitation gives rise to the well known beat phenomenon between two normal modes of the guide. For calculation purposes, this asymmetrically excited single guide is modeled into a pair of equivalent circular guides tangent to each other, and having the same longitudinal profile as the real structure. The experimental results are compared with the theory.

I - INTRODUCTION

Il existe plusieurs façons de réaliser des coupleurs birectionnels à fibres optiques monomodes. Mise à part la méthode d'alignement mécanique fondée sur l'optique géométrique¹, deux autres méthodes consistent à dénuder partiellement les noyaux des fibres à coupler, soit par attaque chimique², soit par usinage mécanique³. Dans ces deux cas, les noyaux des fibres sont tout simplement rapprochés l'un de l'autre sans déformation et le couplage s'effectue par l'intermédiaire des ondes évanescentes associées aux noyaux qui baignent dans un "cladding" commun. Le coefficient de couplage et le transfert de puissance d'un guide à l'autre se calculent dans l'approximation des champs transverses⁴, selon la méthode de Snyder⁵. Plus précisément, le coefficient de couplage en une section droite donnée est le résultat d'une intégrale de recouvrement des ondes associées à chacun des guides.

Une autre méthode de fabrication consiste en la fusion de deux fibres suivie d'un étirage de façon à réaliser une structure biconique⁶. Dans ce cas et contrairement aux autres, la section des noyaux diminue au fur et à mesure que ceux-ci se rapprochent. Le calcul classique du coefficient de couplage doit être modifié pour tenir compte de cette particularité. Nous verrons que, dans ce cas, l'intégrale de recouvrement mentionnée plus haut prend des valeurs négligeables tout au long de la structure fusionnée, soit parce que les noyaux sont trop éloignés, soit parce qu'ils sont trop petits. Le mécanisme responsable du couplage n'est plus le même.

Le but de cet article est de montrer d'une part que le coupleur biconique peut être traité comme un guide unique pour lequel les noyaux des

guides originaux ne jouent pratiquement plus aucun rôle et d'autre part que le couplage s'effectue par phénomène de battement entre deux modes de ce guide unique. Le calcul des modes d'un tel guide ne peut se faire qu'à l'aide de méthodes numériques élaborées, à cause de la complexité de la géométrie du coupleur. Pour contourner ces difficultés, nous avons choisi un modèle équivalent constitué de deux guides circulaires fictifs étirés et accolés l'un à l'autre. Dans la section II, nous justifions cette approche puis nous présentons en section III un modèle d'étirage du coupleur permettant d'établir les paramètres dimensionnels nécessaires au calcul du coefficient de couplage. A la section IV, nous développons les équations menant au calcul du transfert de puissance entre les deux guides fictifs dont la section droite varie le long de l'axe z: cette dernière particularité nous amène à considérer les modes locaux caractéristiques du guide cylindrique qui coïnciderait localement avec le guide conique. Dans la dernière section, nous comparons avec succès quelques résultats expérimentaux⁷ avec ceux calculés à l'aide de notre modèle puis nous décrivons les comportements théoriques du coupleur en fonction de la longueur d'onde et de l'indice de réfraction du milieu extérieur.

II - MODELE DE FUSION

La fusion de deux fibres pour former un coupleur directionnel donne, en général, une structure telle que schématisée sur la fig. 1-a. Le procédé d'étirage utilisé par la suite fait que dans la partie prépondérante du coupleur, c'est-à-dire au voisinage du "waist" (voir fig. 3), les noyaux de section rendue très petite perdent leur propriété de guidage: la structure fusionnée dans son ensemble constitue alors elle-même un guide ayant pour

"cladding" l'air ambiant. Une fois la fusion et l'étirage réalisés, on obtient un coupleur à section droite quasi elliptique (fig. 1-a). Ce système possède deux axes préférentiels de symétrie et l'excitation sur un côté du guide peut être considérée comme une superposition de l'un des modes fondamentaux et d'un mode LP_1 d'un guide elliptique⁸, comme indiqué sur la fig. 2-a. Le même raisonnement peut s'appliquer à un système à deux guides circulaires parallèles, l'excitation d'un des deux guides correspondant à la superposition de deux modes, tel que montré sur la fig. 2-b. Dans les deux cas, c'est-à-dire structure elliptique et système à deux guides, l'énergie passe alternativement d'un côté à l'autre et la périodicité du phénomène est reliée à la différence des constantes de propagation β des modes superposés.

Etant donné la grande similitude existant entre les situations schématisées sur les figures 2-a et 2-b, nous assimilerons la structure quasi elliptique (fig. 1-a) à celle à double section circulaire (fig. 1-b), ce qui va nous permettre de calculer une valeur approximative du coefficient de couplage. L'erreur introduite par cette approximation devrait se manifester directement sur la valeur de la période de battement caractérisant le transfert d'énergie d'un côté à l'autre du guide; cette erreur est due à la différence entre le $\Delta\beta$ du guide réel quasi elliptique et celui du guide à double section circulaire. Nous verrons que cette erreur est négligeable pour la majeure partie du coupleur.

III - MODELE D'ETIRAGE

Une fois que les fibres ont été fusionnées pour former une structure à section droite quasi elliptique, on étire la partie fusionnée de manière

à produire la structure schématisée sur la fig. 3. Durant l'étirage, les rapports dimensionnels dans une section droite sont conservés, par exemple, le rapport b'/d' de la figure 1-a. Il en est de même pour le modèle équivalent à double guide circulaire, ce qui nous amène à poser $d(z)/b(z) = 2$, la valeur initiale de b étant égale au rayon initial de chaque fibre. Notons encore une fois que cette configuration schématisée sur la fig. 1-b n'est qu'un artifice de calcul qui permet d'évaluer le couplage correspondant à la configuration quasi elliptique de la fig. 1-a.

En première approximation, les paramètres dimensionnels transverses du coupleur suivent une loi parabolique. Par exemple, le noyau d'une fibre étirée est

$$a(z) = a_0 (1 + \gamma z^2) , \quad (1)$$

où a_0 est le rayon au "waist". Le coefficient de Poisson ν permet de déterminer le facteur γ , soit

$$dD/D = -\nu \frac{d\ell}{\Delta z} \quad (2)$$

où dD/D est la diminution relative du diamètre au "waist" et $d\ell/\Delta z$, l'allongement relatif de la longueur chauffée Δz .

Pour le verre en fusion, $\nu \approx 1/2$, et en intégrant on obtient

$$D = D_{init} \exp \left[-\ell/2\Delta z \right] , \quad (3)$$

où D_{init} est le diamètre initial de la fibre et ℓ , l'allongement total.

A l'aide des éqs. (1) et (3), on obtient finalement

$$\gamma = \frac{4(\exp(\ell/2\Delta z) - 1)}{(\Delta z + \ell)^2} \quad (4)$$

qui permet de calculer, en tout point z , toute variable géométrique transverse.

IV - THEORIE DES MODES COUPLES

Considérons deux guides monomodes identiques. Pour chacun d'eux considéré comme isolé, les champs électriques transverses sont de la forme

$$E_j(x,y,z) = e_j(x,y) e^{i\beta z}; \quad j = 1,2 . \quad (5)$$

Lorsque ces deux guides sont couplés, les champs transverses de chacun d'eux en présence de l'autre peuvent s'exprimer par^{5,9}

$$\vec{E}_j^*(x,y,z) = A_j(z) \vec{e}_j^*(x,y) e^{-i\beta z} , \quad (6)$$

où l'étoile signifie complexe conjugué et où A_1 et A_2 sont les coefficients modaux complexes. Si de plus, on tient compte de la structure biconique de chaque guide, les constantes de propagation dépendent lentement de z et les champs deviennent des champs locaux¹⁰ $E_j(\text{loc})$ qui s'écrivent

$$E_j^*(\text{loc}) = A_j(z) e_j^*(x,y) e^{-i\beta(z)z} . \quad (7)$$

Les coefficients A_1 et A_2 obéissent aux équations différentielles couplées¹¹

$$dA_1/dz = -iA_2C(z) \tag{8}$$

$$dA_2/dz = -iA_1C(z) ,$$

où le coefficient de couplage $C(z)$ est réel.

En posant

$$\rho(z) = iA_2/A_1 , \tag{9}$$

le système d'équations différentielles couplées se réduit à

$$d\rho/dz = C(1 + \rho^2) , \tag{10}$$

dont la solution est, avec la condition aux limites $\rho(-\infty) = 0$,

$$\rho = \operatorname{tg} \int_{-\infty}^z C(z') dz' . \tag{11}$$

Le coefficient C étant réel, ρ l'est aussi et ceci entraîne qu'en toute section droite, les champs dans chacun des guides sont en quadrature. Ce résultat est bien connu; il traduit en particulier la conservation de l'énergie et permet entre autres choses d'expliquer le comportement de l'anneau résonnant constitué d'une fibre bouclée sur elle-même¹².

De l'éq. (11) on déduit la puissance transportée par chacun des guides, soit pour une puissance totale unité

$$P_1(z) = 1/(1 + \rho^2) = \cos^2 \int_{-\infty}^z C(z') dz' \tag{12}$$
$$P_2(z) = \rho^2/(1 + \rho^2) = \sin^2 \int_{-\infty}^z C(z') dz' .$$

On retrouve bien le résultat habituel du transfert périodique de puissance d'un guide à l'autre, avec cette fois une période qui dépend de z .

Dans l'approximation des ondes faiblement guidées et du "cladding" de dimension infinie, le coefficient de couplage entre les modes fondamentaux LP_{01} (HE_{11} dans la nomenclature exacte) de deux guides identiques est donné par⁵

$$C = \frac{\sqrt{\delta} U^2 K_0(Wd/a)}{aV^3 K_1^2(W)} \quad , \quad (13)$$

où

$$\delta = 1 - (n_1/n_2)^2 \quad , \quad (14)$$

avec n_1 et n_2 les indices du noyau et du "cladding" de chaque guide.

Tenant compte de la dépendance en z , $d(z)$ est la distance centre à centre séparant les deux guides de rayon $a(z)$ et la fréquence normalisée est

$$V(z) = (2\pi/\lambda) a(z) \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = (U(z)^2 + W(z)^2)^{1/2} \quad , \quad (15)$$

avec λ la longueur d'onde dans le vide. La fonction $U(z)$ est solution de

$$UK_0(W) J_1(U) = WK_1(W) J_0(U) \quad , \quad (16)$$

J_n et K_n étant respectivement les fonctions de Bessel de première espèce et modifiées de Bessel de deuxième espèce d'ordre n .

V - APPLICATION AU CAS DU COUPLEUR BICONIQUE

Pour appliquer les formules 12 et 13 au problème du coupleur biconique, il faut préciser le mécanisme de couplage. Deux hypothèses peuvent être envisagées.

a) le couplage se fait par l'intermédiaire des ondes guidées par les noyaux baignant dans un "cladding" commun supposé infini.

Dans cette hypothèse ce sont les ondes évanescentes associées aux noyaux de rayon $a(z)$ qui assurent le couplage. Pour les fibres utilisées (type BNR, 397-2), d'ouverture numérique .16, de diamètre égal à 100 μm et de rayon de noyau 5 μm , il est raisonnable d'estimer que la structure fusionnée a un diamètre d'environ 150 μm avant l'étirage. Le rapport $d(z)/a(z)$ est approximativement égal à 10 et cette valeur se conserve durant l'étirage du coupleur. Pour un étirement donné, $a(z)$ suit la loi parabolique donnée par l'éq. (1) et fixe la fréquence normalisée $V(z)$ selon l'éq. (15) en tout point de l'axe. Pour $\lambda = 633 \text{ nm}$ et un diamètre de "waist" de 10 μm par exemple, V varie le long du coupleur entre 8 et .5. Les valeurs du coefficient de couplage normalisé $aC/\sqrt{\delta}$ sont données sur la fig. 4 et correspondent à celles de la courbe identifiée par le paramètre $d/a = 10$: on constate que C reste toujours petit et que de plus, à partir de $V < .6$, le couplage devient indépendant de d/a . Les calculs effectués selon ce modèle conduisent à une puissance couplée $P_2(z)$ pratiquement négligeable.

Ces résultats sont contraires à l'expérience qui montre que le couplage, inexistant lors de la fusion, devient de plus en plus important au voisinage du "waist" à mesure que la structure s'amincit. On en conclue que les

noyaux ne jouent aucun rôle dans le mécanisme de couplage soit parce qu'ils sont trop éloignés au voisinage des extrémités du coupleur, soit parce qu'ils deviennent trop petits dans sa partie centrale.

D'un autre point de vue, la diminution du rayon du noyau entraîne un étalement du mode. Si le "rayon du mode" fondamental est défini par¹³

$$r \approx a \left(1 + 1/W \right), \quad (17)$$

où W , pour $V < 1$, est donné approximativement par

$$W \approx 1.2 \exp \left\{ - J_0(V)/V J_1(V) \right\}, \quad (18)$$

les données numériques précédentes ("waist" de 10 μm et λ de 633 nm) mènent successivement aux valeurs de $a \approx .33 \mu\text{m}$, $V \approx .53$, $W \approx 8 \times 10^{-4}$ et finalement $r \approx 1200a$. Le mode s'étale totalement en dehors du noyau qui ne joue plus aucun rôle dans le mécanisme de couplage. L'approximation du "cladding" infini n'est plus valable et nous devons maintenant considérer les "claddings" fusionnés comme un guide unique baignant dans l'air.

b) Le couplage se fait par phénomène de battement entre deux modes normaux du guide unique constitué par les deux "claddings" fusionnés baignant dans l'air.

La section droite du coupleur (fig. 1-a) est quasi elliptique et possède deux axes préférentiels de symétrie. L'excitation du guide sur un côté est interprétée comme une superposition de deux modes normaux du guide (voir fig. 2-a). La différence de constante de propagation de ces deux modes produit un transfert périodique d'énergie d'un côté à l'autre du guide.

Cette dernière propriété, commune à tous les guides possédant deux axes de symétrie, nous suggère d'assimiler cette structure à celle de la double section circulaire de la fig. 2-b, comme nous l'avons vu en section III. A l'aide de cet artifice, on peut calculer approximativement le coefficient de couplage du coupleur quasi elliptique. Les sections circulaires du modèle, constamment tangentes l'une à l'autre (voir fig. 3), sont constituées par les "claddings" des fibres initiales étirées selon le modèle décrit plus haut.

On peut rendre compte de la propagation du mode fondamental dans l'une des sections circulaires en considérant un système cylindrique à trois couches: noyau, "cladding" et milieu extérieur d'indices respectifs n_1 , n_2 et n_3 ($n_1 > n_2 > n_3$). On peut montrer que, pour une telle fibre à "cladding" fini, la constante de propagation diffère de celle qu'aurait la fibre à "cladding" infini^{14,15}. En particulier, à mesure que le mode s'échappe du noyau lorsque son rayon devient petit, il est piégé par le "cladding" pour devenir, par continuité, au delà de sa fréquence de coupure, le mode fondamental de la région centrale du coupleur au voisinage du "waist".

Dans ces conditions, pour calculer le coefficient de couplage C , nous considérons que les deux sections circulaires sont des guides homogènes d'indice n_2 , tangents de rayon b (rayon extérieur de chaque fibre initiale), étirés selon la loi parabolique de l'éq. (1) et baignant dans le milieu extérieur. On remplace donc dans l'équation (13) a par b , d/a par $d/b = 2$ puis n_1 et n_2 respectivement par n_2 et l'indice de l'air n_3 . Nous verrons que ce modèle rend compte de façon satisfaisante des résultats expérimentaux.

VI - RESULTATS EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES

La fig. 5 décrit le comportement d'un coupleur biconique au cours de sa réalisation, jusqu'à la rupture de la structure fusionnée. Les points expérimentaux représentent la puissance de sortie P_1 dans la fibre principale en fonction de l'allongement du coupleur. On constate que le couplage n'a lieu que pour des allongements supérieurs à 4 mm. Les oscillations de plus en plus serrées de la puissance que l'on observe avec l'accroissement de l'allongement témoignent de l'augmentation rapide du coefficient de couplage dans la région centrale du coupleur. Ces constatations confirment la validité du modèle proposé. La courbe théorique a été calculée selon notre modèle à double section circulaire avec $\lambda = 633$ nm, $n_2 = 1.46$, $n_3 = 1.0$ et les autres paramètres caractéristiques de la fibre. Seule la valeur de la longueur de chauffage Δz a été ajustée à .82 mm pour faire coïncider les extréma de P_1 ; cette valeur correspond bien à la dimension effective de la flamme de la micro-torche utilisée. L'accord est excellent dans la région des grands allongements où le modèle décrit de façon très satisfaisante le comportement du coupleur. L'écart observé dans la région des abscisses de 4 à 6 mm peut être attribué à plusieurs causes: schématisation trop élémentaire de la géométrie du coupleur, invalidité du guidage faible à cause de la trop grande différence entre les indices n_2 et n_3 ou excitation de quelques modes d'ordre supérieur du "cladding".

Les figs. 6 et 7 décrivent les comportements théoriques de deux coupleurs A et B en fonction de la longueur d'onde λ et de l'indice de réfraction n_3 du milieu extérieur. Les coupleurs A et B correspondent à deux allongements de la structure fusionnée respectivement égaux à 5.69 mm (étirage

faible) et 6.92 mm (étirage fort) pour lesquels (voir fig. 5) on a $P_1 = .54$ avec $\lambda = 633$ nm et $n_3 = 1$. On observe que le comportement du coupleur dépend très fortement de son allongement. Ainsi, sur la fig. 6 (P_1 en fonction de λ avec $n_3 = 1$), il est clair que le coupleur B peut jouer le rôle d'un démultiplexeur en longueur d'onde puisqu'il offre des transmissions égales à l'unité dans la branche principale pour $\lambda = 440$ et 602 nm, et dans l'autre branche pour $\lambda = 525$ et 665 nm. D'autre part, l'allure de la courbe A de cette même figure permet d'expliquer qualitativement les résultats expérimentaux rapportés dans la référence 6. Enfin, la fig. 7 (P_1 en fonction de n_3 avec $\lambda = 633$ nm) montre que le rapport des puissances de sortie d'un coupleur donné peut être ajusté par modification de l'indice extérieur ($1 \leq n_3 < n_2$).

VII - CONCLUSION

L'analyse d'un coupleur directionnel à fibres optiques monomodes fusionnées nous montre que le couplage n'est pas dû aux ondes évanescentes associées aux noyaux et que nous devons prendre en considération les dimensions finies du "cladding". La structure fusionnée et étirée doit être considérée comme un guide unique, plongeant dans le milieu extérieur et excité sur un côté. Le couplage s'effectue alors par superposition de deux modes normaux de ce guide. Pour calculer le transfert de puissance d'un côté à l'autre de ce guide à section droite quasi elliptique, nous avons assimilé cette structure à celle de deux guides fictifs à section droite circulaire et constamment tangents l'un à l'autre. Cette représentation et un modèle d'étirage nous permettent de déterminer les paramètres dimensionnels nécessaires au calcul du coefficient de couplage en tout point z de l'axe du coupleur.

Enfin, la théorie des ondes codirectionnelles couplées appliquée à notre cas mène à l'expression du transfert de puissance d'un guide à l'autre.

Les résultats théoriques calculés à l'aide de ce modèle sont en très bon accord avec l'expérience. De plus, l'étude théorique de la puissance transmise dans chaque branche du coupleur en fonction de la longueur d'onde et de l'indice de réfraction du milieu extérieur permet de prévoir la réalisation de coupleurs démultiplexeurs en longueur d'onde et à coefficient de transfert ajustable.

Ce travail a été réalisé avec le support financier du Ministère Fédéral des Communications, contrat OST82-00086 et un octroi du Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada. Nous remercions particulièrement Messieurs K.O. Hill, B.S. Kawasaki et R.G. Lamont du Centre de Recherche en Communications, Ministère des Communications, Ottawa, pour nous avoir communiqué les résultats expérimentaux nécessaires à cette étude et aussi pour leurs suggestions et encouragements.

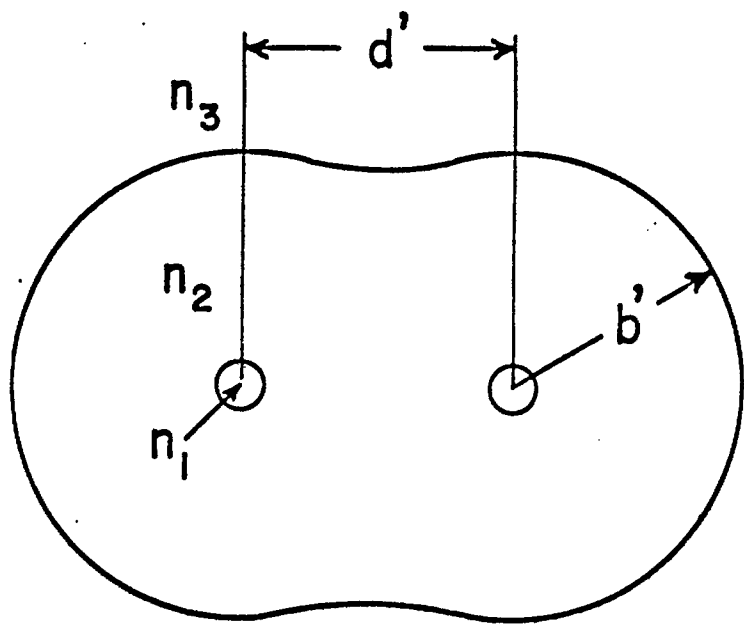
REFERENCES

1. S. MASUDA and T. IWAMA, Appl. Opt. 21, 3484 (1982).
2. S.K. SHEEM and T.G. GIALLORENZI, Opt. Lett. 4, 29 (1979).
3. O. PARRIAUX, S. GIDON and A.A. KUZNETSOV, Appl. Opt. 20, 2420 (1981).
4. D. GLOGE, Appl. Opt. 10, 2252 (1971).
5. A.W. SNYDER, J.O.S.A. 62, 1267 (1972).
6. B.S. KAWASAKI, K.O. HILL and R.G. LAMONT, Opt. Lett. 6, 327 (1981).
7. K.O. HILL, B.S. KAWASAKI et R.G. LAMONT, C.R.C., Ottawa, Communication privée.
8. A.W. SNYDER and W.R. YOUNG, J.O.S.A. 68, 297 (1978).
9. P.D. McINTYRE and A.W. SNYDER, J.O.S.A. 63, 1518 (1973).
10. D. MARCUSE, "Theory of Dielectric Optical Waveguides" in Quantum Electronics, Y.H. Pao and P. KELLEY, Eds (Academic Press 1974), p. 107.
11. A. YARIV, I.E.E.E. J. Quant. Electron QE-9, 919 (1973).
12. L.F. STOKES, M. CHODOROW and H.J. SHAW, Opt. Lett. 7, 288 (1982).
13. Référence 10, pp. 70-72.
14. A. SAFAAI-JAZI and G.L. YIP, I.E.E.E. Trans. MTT-26, 898 (1978).
15. G.L. YIP and J. MARTUCCI, Appl. Opt. 15, 2131 (1976).

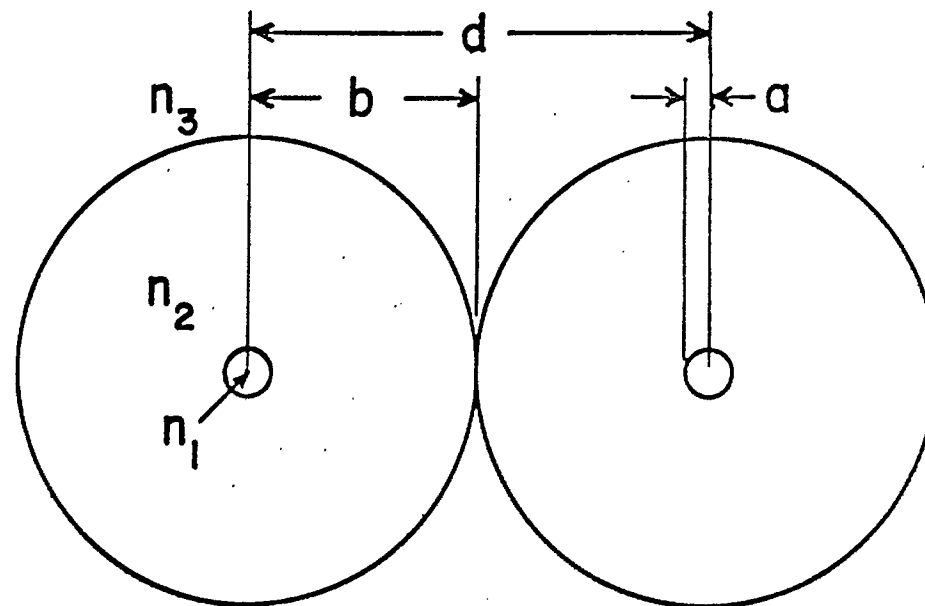
LEGENDE DES FIGURES

- Figure 1 : a) Section droite de la structure quasi elliptique du coupleur réel.
- b) Modèle équivalent constitué de deux guides fictifs à section circulaire.
- Figure 2 : Equivalence entre la structure elliptique et le guide à double section circulaire. Dans les deux cas, l'excitation sur un côté peut être considérée comme une superposition de modes normaux⁸. Dans cette figure, on a choisi un état de polarisation suivant la direction y. On obtiendrait une situation analogue pour l'autre direction de polarisation.
- Figure 3 : Coupe longitudinale du coupleur. D_{\max} est le diamètre initial de la structure fusionnée avant étirage, D le diamètre au "waist", Δz la longueur de la zone de fusion et ℓ l'allongement total.
- Figure 4 : Courbes théoriques du coefficient de couplage normalisé $aC/\sqrt{\delta}$ en fonction de la fréquence normalisée V (éqs. (13) et (15)) avec d/a comme paramètre.
- Figure 5 : Puissance de sortie P_1 dans la branche principale en fonction de l'allongement du coupleur. Les points (0) et la courbe en trait discontinu représentent les valeurs expérimentales obtenues jusqu'à la rupture. La courbe en trait continu a été calculée selon le modèle à deux guides circulaires. Les points A et B se rapportent aux figures 6 et 7.
- Figure 6 : Puissance de sortie P_1 dans la branche principale en fonction de la longueur d'onde λ , pour deux coupleurs A et B correspondant à des allongements de 5.69 et 6.92 mm (voir fig. 5). B peut servir de démultiplexeur pour les valeurs de λ donnant les extrema de P_1 . Les paramètres de calcul sont les mêmes que pour la fig. 5.

Figure 7 : Puissance de sortie P_1 dans la branche principale en fonction de l'indice de réfraction n_3 du milieu extérieur. A et B sont les 2 coupleurs décrits en fig. 6 et les paramètres de calcul sont les mêmes. Le choix de l'indice n_3 peut permettre d'ajuster le rapport des puissances de sortie.



(a)



(b)

Figure 1 Bures et al

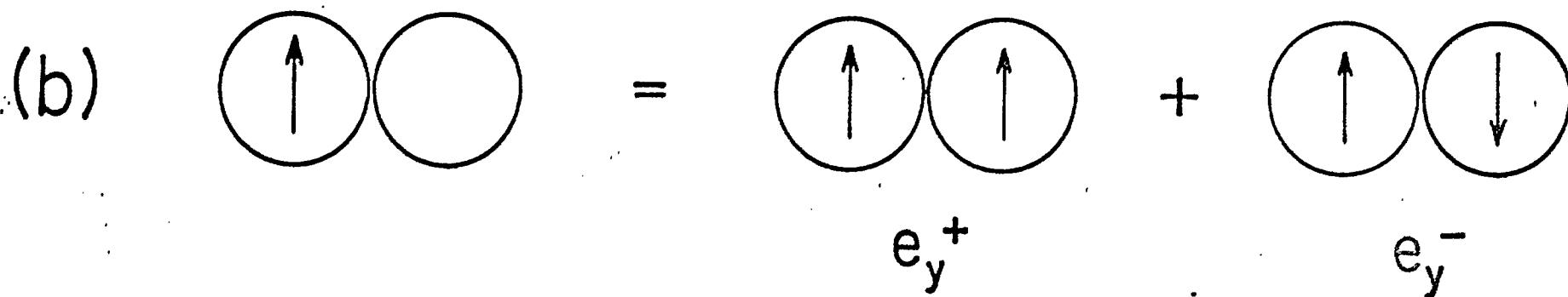
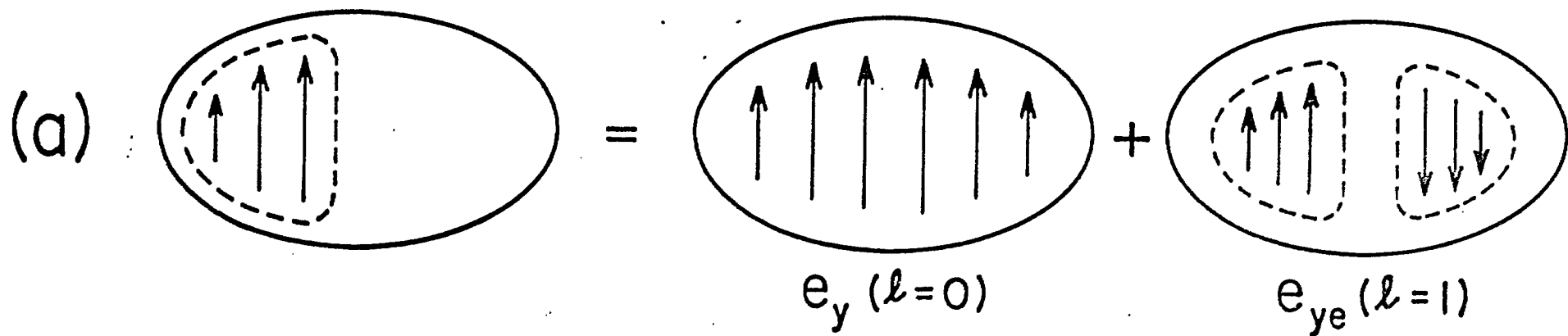


Figure 2 Bures et al

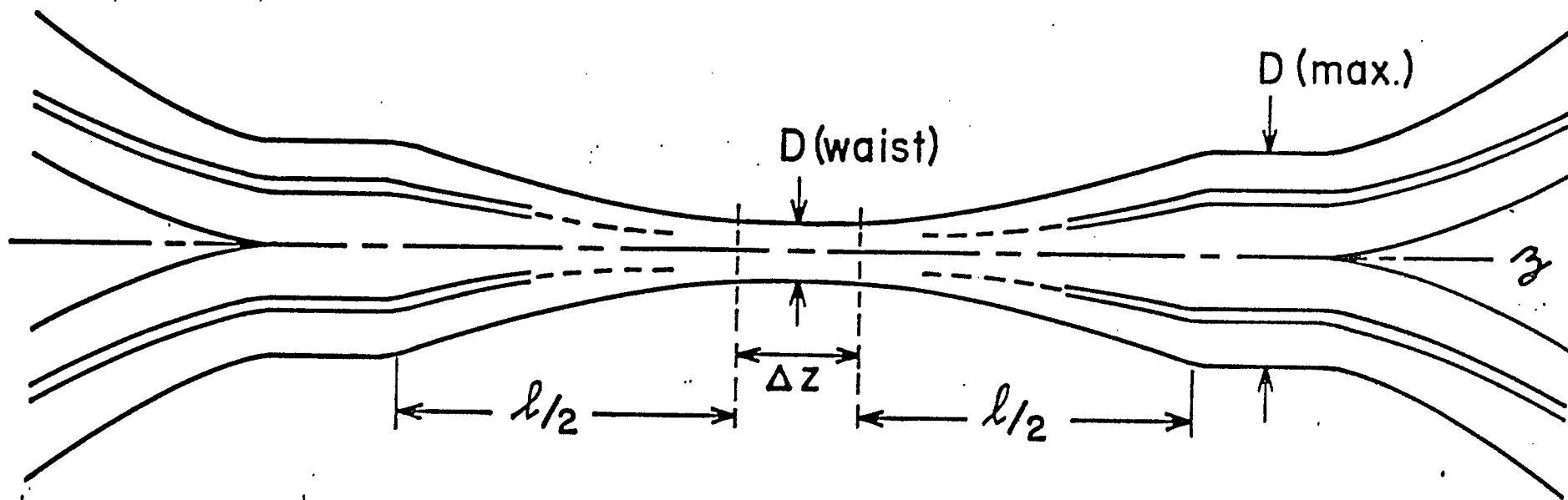


Figure 3 Bures et al

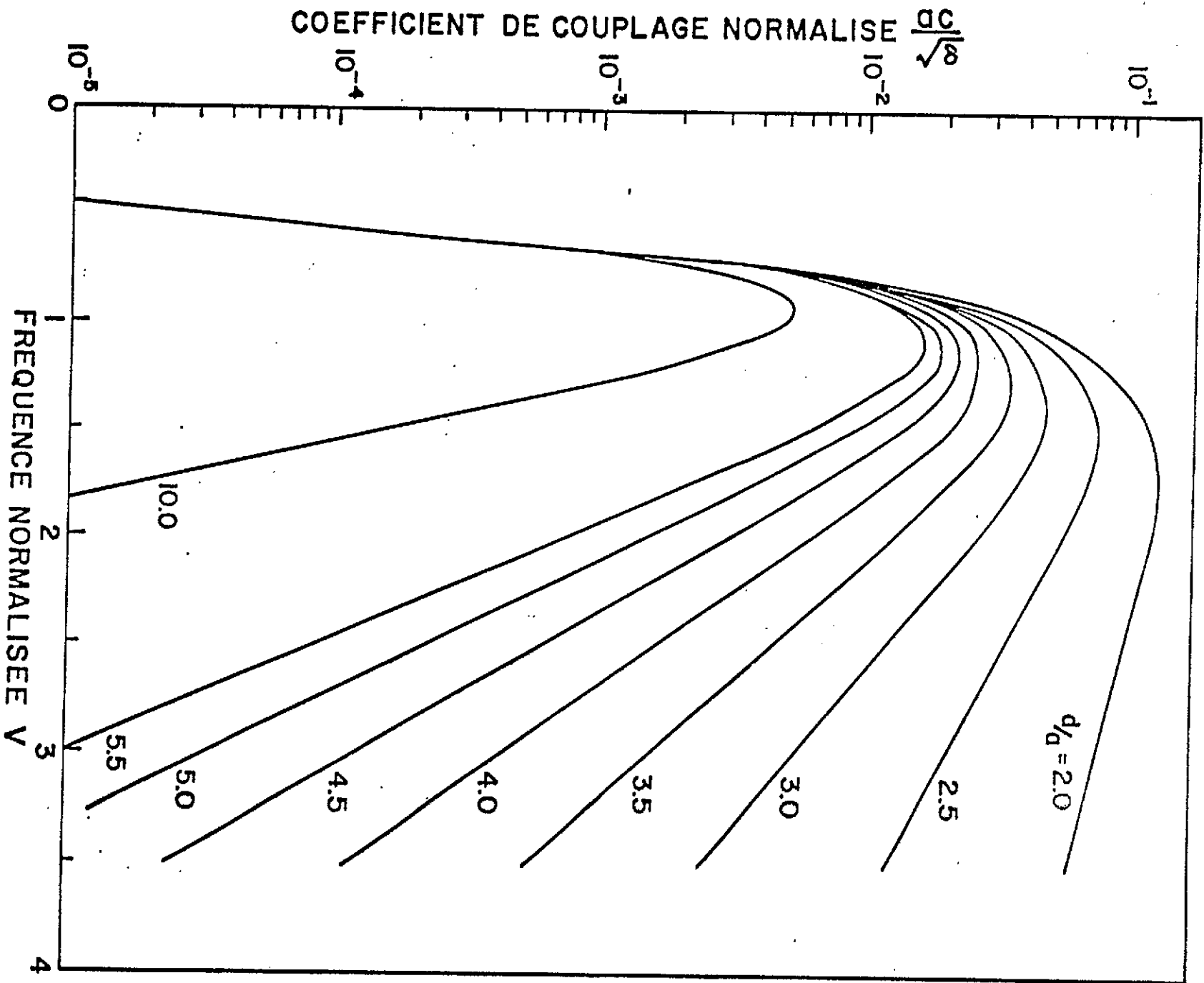


Figure 4 Bures et al

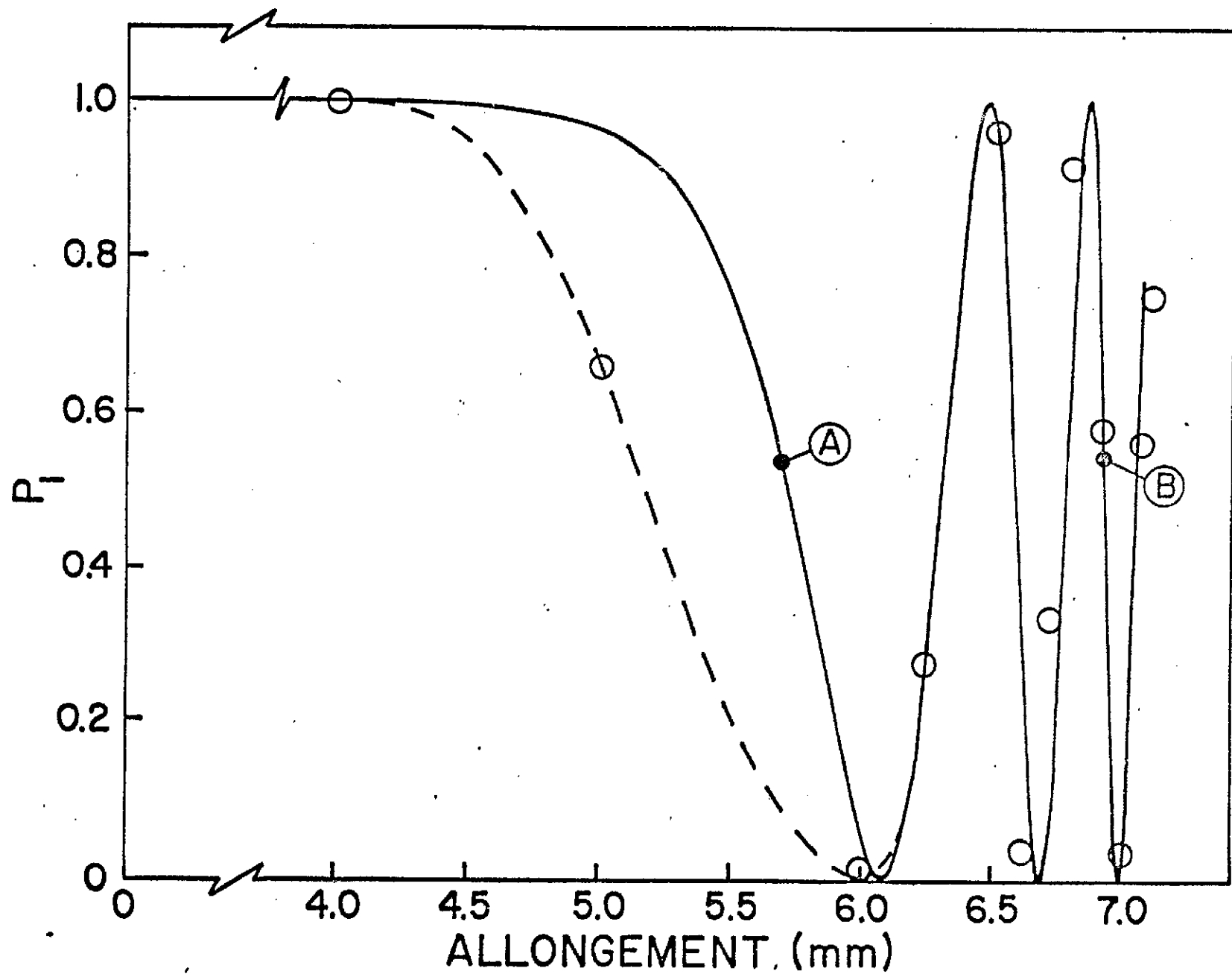


Figure 5 Bures et al

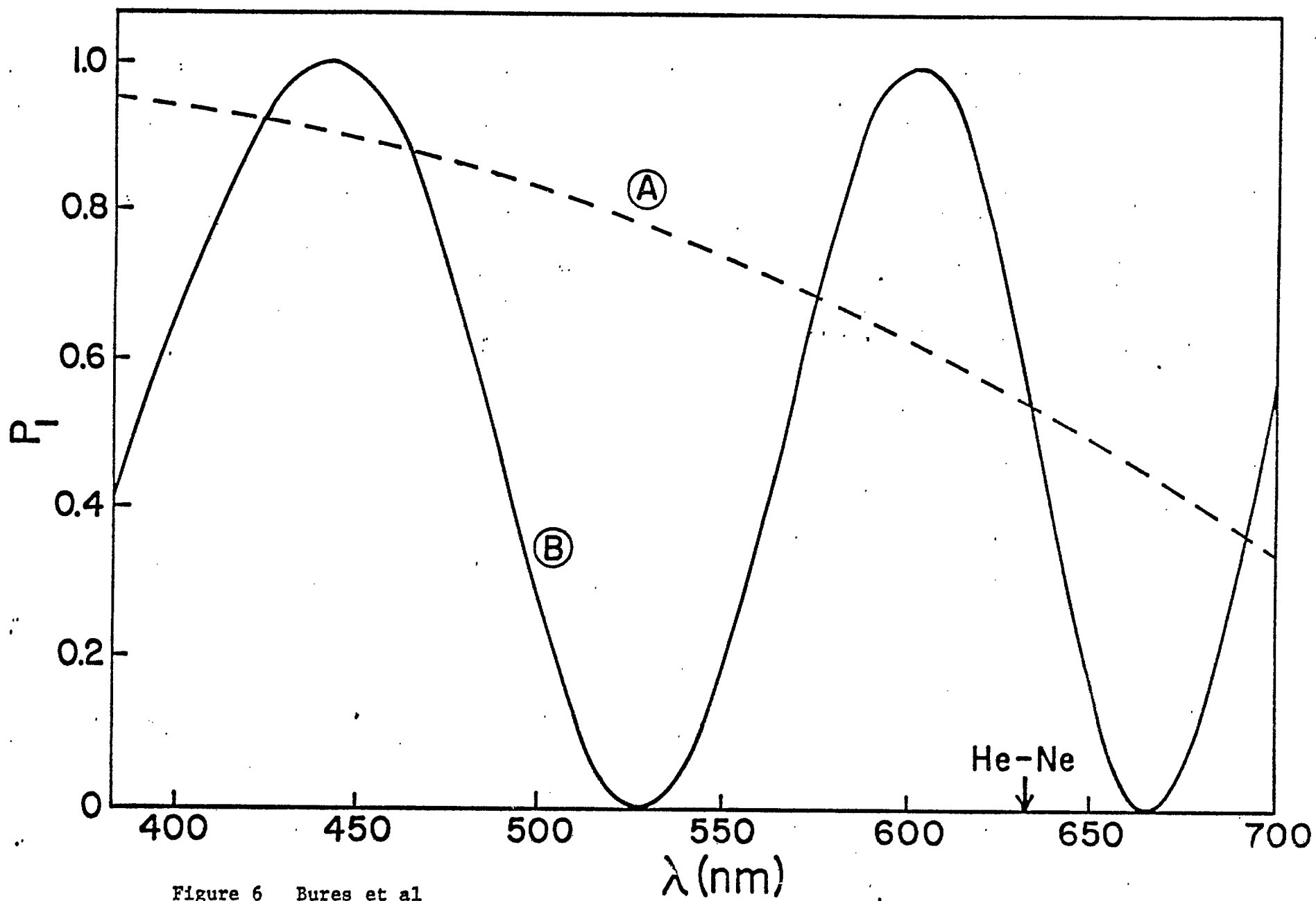


Figure 6 Bures et al

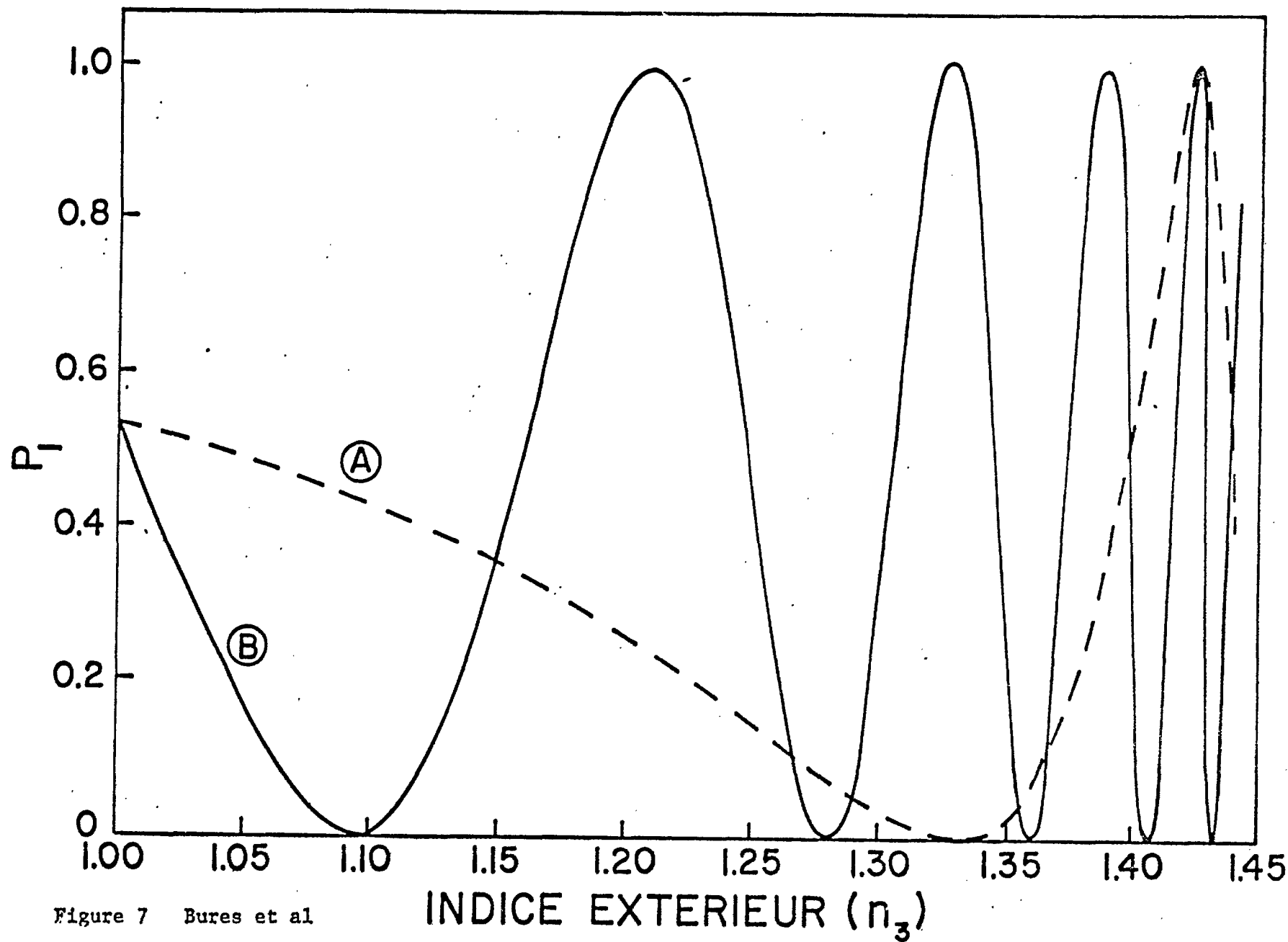


Figure 7 Bures et al

