

RAPPORT FINAL

ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS DES FIBRES
OPTIQUES ET LEURS APPLICATIONS
AUX TÉLÉCOMMUNICATIONS

préparé pour:

LE MINISTÈRE DES COMMUNICATIONS DU CANADA
300 rue, Slater
OTTAWA, (Ontario)
K1A 0C8

31 mars 1982

Projet CDT P678



CDT

Centre de
Développement
Technologique

LKC
P
91
.C655
L358
1982
C.2

IC



ÉCOLE
POLYTECHNIQUE
DE MONTRÉAL

CRC

RAPPORT FINAL
ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS DES FIBRES
OPTIQUES ET LEURS APPLICATIONS
AUX TÉLÉCOMMUNICATIONS

préparé pour:

LE MINISTÈRE DES COMMUNICATIONS DU CANADA
300 rue, Slater
OTTAWA, (Ontario)
K1A 0C8

31 mars 1982

Projet CDT P678

Industry Canada
Library - Queen

NOV 28 2013

Industrie Canada
Bibliothèque - Queen

~~COMMUNICATIONS CANADA
CRC
MAY 17 1983
LIBRARY - BIBLIOTHÈQUE~~



CDT
Centre de
Développement
Technologique
École Polytechnique
de Montréal

PROJET CDT P678

RAPPORT FINAL

ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DES FIBRES OPTIQUES
ET LEURS APPLICATIONS AUX TÉLÉCOMMUNICATIONS

préparé pour:

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

par:

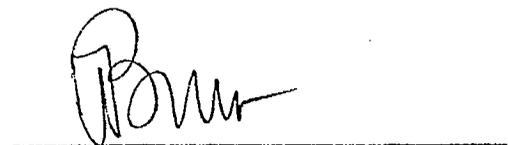
Professeur Jean Lapierre
Professeur Jacques Bures
Département de génie physique
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL



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


Jean Lapierre
Directeur du projet


Jacques Bures
Co-Directeur du projet

31 mars 1982

COMMISSIONER OF REVENUE
382
MAY 11 1984
REVENUE - 248841

Pa
C655
L3588
1982

DD 3685424
DL 3702398

TABLE DES MATIÈRES

	<u>Page</u>
RESUME	
1 - INTRODUCTION.....	1
2 - PHOTOSENSIBILITÉ.....	2
1 - Historique	2
2 - Résultats récents.....	3
3 - COUPLEURS	11
1 - État de la question.....	11
2 - Expériences.....	12
4 - CONCLUSION.....	21
RÉFÉRENCES.....	23
ANNEXES I à IV, 4 Tirés à part.....	26



RESUME

This report gives a description of our research activities under contract no. OSU81-00200. The work consisted of two subjects: study of photosensitive phenomena in single-mode fibers, and study of fused biconical tapered section fiber couplers. The first subject gave rise to four publications this year, as a result of our research effort over the last three years. One of these papers is a major contribution to the understanding of Fabry-Perot integrated interference filters. Our model describes macroscopically the growth process of a periodical structure along the axis of Fabry-Perot interferometer, and we believe that from this point of view the problem is fully understood. Some additional work on the subject of photosensitivity is in progress in view of polarization effects related to the microscopic aspect of the problem.

A study of fused fiber couplers was also undertaken. Several multimode couplers were made by the fusion method with results comparable to those already reported (⁶). Various plots are presented showing the variation of the transmission properties of couplers with respect to the mode volume excited in the input fiber; the radiation mode mechanism responsible for the coupling action is thus made evident. Work is still in progress in view of a better understanding of single-mode fiber couplers.

The rate of growth of our research team (2 professors, one associate, 2 students with two more to come next fall and three theses in four years) demonstrates the impact of the center of excellence program on our research activity. This is also apparent from our growing participation to various research grant programs.

1. INTRODUCTION

Ce rapport donne un compte-rendu des activités de recherche menées dans le cadre du contrat OSU81-00200. Selon notre proposition de recherche du 22 janvier 1981, 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 81) 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 (remplaçant M. Pascale à partir du 15 juillet)
ÉTUDIANTS 2e CYCLE:	M. Gaëtan Chevalier M. Michel Parent
ÉTUDIANTS 1er CYCLE:	M. Michel Lessard M. Jean-Marc Lina M. Frédéric Mailhot

2. PHOTOSENSIBILITÉ

1. Historique:

Le phénomène de photosensibilité des fibres optiques a été mis 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 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 ces trois années de recherche ont été consignés dans trois rapports finaux soumis au Ministère des Communications (2-4). 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 (5).

- 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.

2. Résultats récents:

A. Contrôle électronique en temps réel du couplage de la lumière dans le noyau de la fibre et détermination automatique de la vraie valeur du coefficient de réflexion R ($0 < R \leq 1$)

Le contrôle du couplage est nécessaire durant la formation du filtre et aussi lors du relevé de sa réponse en fréquence; ceci permet de déceler les variations accidentelles des réponses (transmission et réflexion) dues par exemple à un désalignement du faisceau incident sur le noyau de la fibre. Ce problème expérimental peut survenir lors d'un "balayage thermique" à cause de la dilatation de la fibre.

D'autre part, il est important de connaître la vraie valeur (comprise entre 0 et 1) du coefficient de réflexion R du système réflecteur, constitué par la fibre et le réseau de Bragg; les échelles des graphiques sont alors directement calibrées et nous nous affranchissons de cette façon des problèmes délicats d'étalonnage.

Si P_i est la puissance incidente arrivant sur l'entrée de la fibre (noyau et enveloppe) et P'_i la puissance utile couplée dans le réflecteur de Bragg (c'est-à-dire la puissance incidente au noyau de la fibre), on peut définir le couplage par:

$$C = P'_i / P_i, \quad 0 < C \leq 1. \quad (1)$$

La différence $\Delta P = P_i - P_i'$ se partage (dans le cas d'un mauvais couplage) en une puissance réfléchie sur l'enveloppe de la face d'entrée et en puissance transmise le long de cette enveloppe. Cette transmission, due "aux modes de cladding", est en partie éliminée par diffusion et le reste est supprimé à l'aide d'une goutte d'huile d'indice adapté et déposée sur la fibre. De ce fait, P_o , puissance transmise par la fibre, représente bien la puissance transmise par le réflecteur.

Quant à la réflexion partielle sur l'enveloppe de la face d'entrée, il s'agit, dans le cas le plus défavorable où le faisceau d'entrée n'intercepte pas le noyau, de 4 % de P_i (réflexion air-verre). Pour un couplage quelconque, cette puissance réfléchie tombe à une fraction de ces 4 % et peut être négligée devant P_R , puissance réfléchie par la fibre. De ce fait, P_R représente, avec une bonne approximation, la puissance réfléchie par le réflecteur.

Dans ces conditions on peut écrire, avec R , coefficient de réflexion du système réflecteur,

$$P_R \approx R P_i' \quad (2)$$

$$P_o \approx (1 - R) P_i' \quad (3)$$

$$P_i' \approx P_o + P_R \quad (4)$$

d'où l'on tire immédiatement à l'aide de (1):

$$C = (P_o + P_R)/P_i \quad (5)$$

$$R = P_R / P_i' = P_R / (P_o + P_R) \quad (6)$$

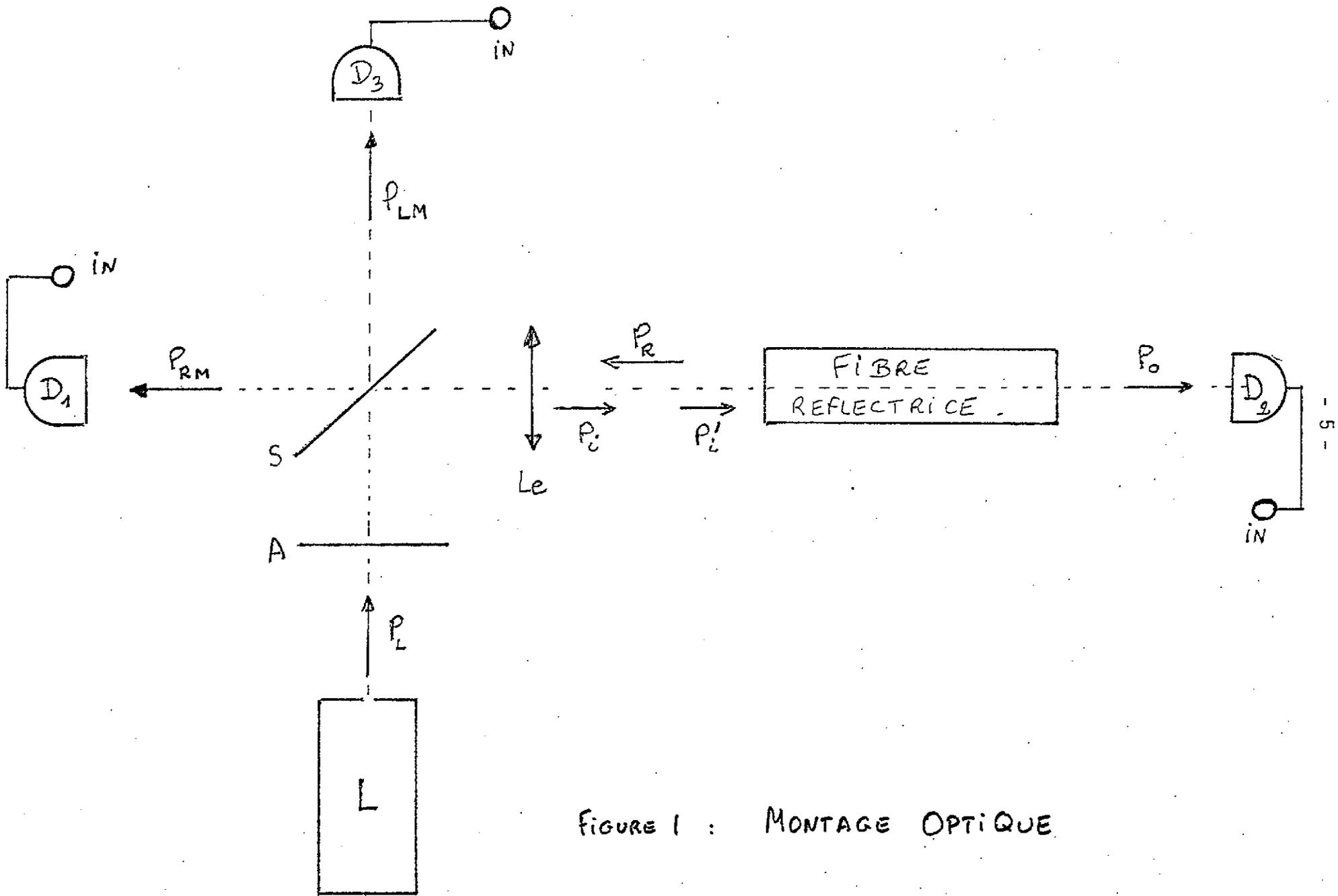


FIGURE 1 : MONTAGE OPTIQUE

La figure 1 décrit le montage expérimental. La lumière provenant du laser L éclaire la fibre monomode après la traversée de l'atténuateur variable A, la réflexion sur la séparatrice S et la focalisation par la lentille de microscope L_e . La puissance réfléchie P_R est mesurée (P_{RM}) par le détecteur D_1 après la transmission à travers L_e et S. D_2 mesure directement la puissance transmise P_0 et D_3 celle (P_{LM}) provenant du laser après les traversées de A et S.

Si T_s et T_{Le} sont les coefficients respectifs de transmission de S et L_e , on a:

$$P_i \propto P_{LM} ; P_i = [(1-T_s) T_{Le}/T_s] P_{LM} \quad (7)$$

$$P_R \propto P_{RM} ; P_R = [1/T_s T_{Le}] P_{RM}. \quad (8)$$

Le système électronique analogique décrit sur la Figure 2 permet de déterminer en temps réel des valeurs de C et R données par les éqs (5) et (6) à partir des valeurs mesurées P_{RM} , P_0 et P_{LM} . Les amplificateurs opérationnels notés de (1) à (7), de type μA 741 et les diviseurs analogiques DA1 et DA2 (model 436, Analog Devices) assurent les opérations: (1) et (7), à gain convenablement réglé, donnent respectivement P_R et P_i et l'on obtient les quantités 10R et 10C aux sorties de DA1 et DA2 directement reliées à la table traçante.

Le réglage du gain de l'amplificateur opérationnel (1) peut se faire soit par calcul (en évaluant la constante de proportionnalité donnée par l'éq. 8), soit en se servant du défilement des franges de Fabry-Perot observées lors d'un balayage thermique: si le gain de (1) est convenablement réglé, la tension de sortie de (6), soit $(P_0 + P_R)$, doit rester constante.

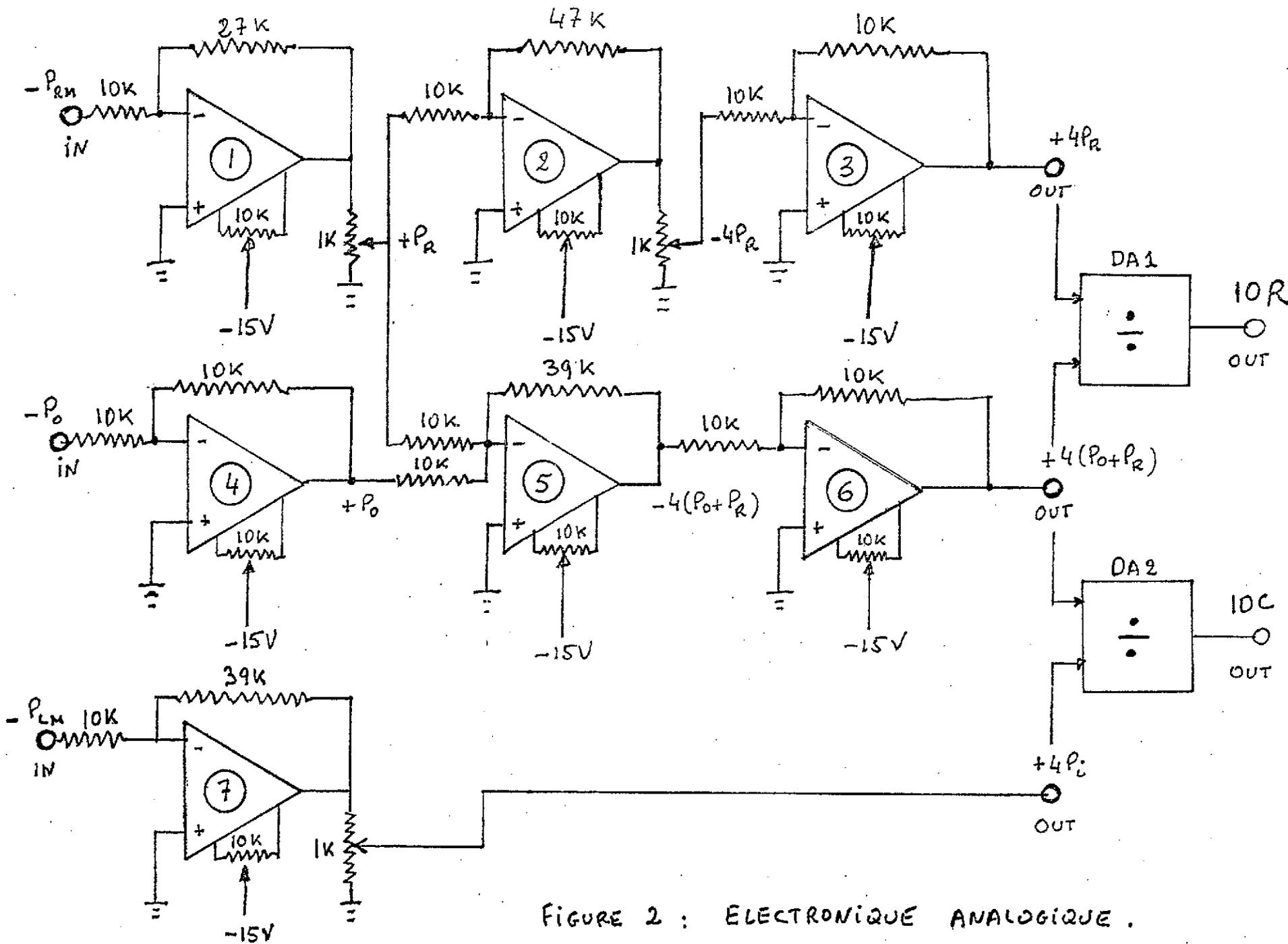


FIGURE 2 : ELECTRONIQUE ANALOGIQUE.

Le réglage du gain de l'amplificateur (2) se fait en court-circuitant l'entrée de (4) ($P_0 = 0$) ; (2) est convenablement réglé quand le diviseur DA1 donne $R = 1$. Quant au réglage du gain de l'amplificateur (7), il est sans importance puisque le couplage C n'a pas besoin d'être connu de façon absolue: seules les variations de C nous intéressent.

Notons enfin que le contrôle précis du couplage permet aussi de faire la discrimination entre le mode fondamental (mode usuel d'opération lors de l'écriture d'un filtre) et les modes d'ordres supérieurs. Ce problème a été mis en évidence dans la publication intitulée "Photosensitive phenomena in optical fibers" et dont un tiré à part est reproduit en Annexe I.

B. Mesure de la réponse en fréquence par balayage thermique

Dans une récente publication intitulée "Mesure de la réponse en fréquence de filtres de Bragg dans une fibre optique par balayage thermique", et dont on trouvera copie en Annexe II, nous décrivons une méthode d'analyse spectrale des filtres de Bragg induits dans les fibres optiques, basée sur l'allongement de la fibre et sa variation d'indice lorsque celle-ci est chauffée. On peut facilement obtenir une résolution de 30 MHz et la méthode ne peut être égalée que par l'usage de lasers à fréquence variable de haute résolution.

En plus du principe de la méthode, nous décrivons en détail la procédure de calibration et nous présentons un résultat typique de réponse en fréquence obtenue par ce procédé. Notons que les ordres de grandeur des largeurs de ces réponses en fréquence sont tout à fait en accord avec la théorie.



C. Multi-filtres et existence de niveaux apparents de saturation

Dans une autre publication intitulée "Fiber-Optic integrated interference filter", dont la copie se trouve en annexe III, nous rapportons des résultats nouveaux concernant la fabrication des filtres interférentiels intégrés aux fibres optiques.

D'abord nous relevons la possibilité de réaliser plusieurs filtres dans la même fibre en changeant la puissance incidente et aussi l'ajustement du couplage de la lumière dans la fibre. On a pu ainsi construire 4 filtres dans la même fibre.

Puis nous constatons que le coefficient de réflexion finale (après un grand temps d'exposition) semble dépendre de la puissance incidente. Cette saturation de la photosensibilité doit être prise en considération dans la théorie en introduisant un facteur à cet effet. Nous n'avons pas, pour le moment, été plus loin dans ces investigations.

D. Résultats théoriques sur la croissance du filtre et sa réponse en fréquence

Dans une publication soumise à Applied Optics et intitulée "Réflecteur de Bragg induit par photosensibilité dans une fibre optique: modèle de croissance et réponse en fréquence" dont on trouvera copie en Annexe IV, nous avons continué de développer la théorie en tenant compte des réflexions de Fresnel aux extrémités de la fibre. L'ensemble, réflecteur de Bragg et extrémités, constitue un interféromètre de Fabry-Perot à milieu d'indice perturbé. Nous avons calculé le coefficient de réflexion de cet ensemble réflecteur et la réponse en

fréquence à tout instant de la croissance du filtre. On a pu montrer à l'aide d'arguments physiques simples, qu'à la résonance de Bragg, il existe des conditions de phases particulières qui simplifient l'expression du coefficient de réflexion du filtre. Hors résonance, la réponse en fréquence ne peut s'exprimer de façon analytique et doit être calculée numériquement à partir du système d'équations différentielles du modèle proposé.

3. COUPLEURS

1. État de la question

Parmi les techniques expérimentales qui permettent de réaliser le couplage transverse de deux fibres optiques, la plus prometteuse à l'heure actuelle est celle des coupleurs à double structure biconique fusionnée (6,7). Son avantage principal réside dans le fait que le couplage peut atteindre des valeurs très importantes sans qu'il soit nécessaire de mettre le noyau à nu, que ce soit par attaque chimique (8) ou par polissage mécanique (9). De ce fait, les pertes que présentent les coupleurs fusionnés sont moins importantes (jusqu'à 0.1 dB dans le meilleur des cas). La technique a été développée pour des fibres multimodes (dans ce cas, ce sont essentiellement des modes de radiation piégés par le "cladding" qui réalisent le couplage.) Cependant, elle a été employée avec succès récemment pour coupler des fibres monomodes (7). Bien que dans ce cas le mécanisme mis en jeu ne soit plus le même (le mode fondamental reste guidé, quel que soit le diamètre du noyau) l'efficacité du couplage peut atteindre 100 % avec des pertes très faibles (0.2 dB).

Sur le plan théorique, la littérature concernant le couplage entre guides d'onde est abondante (10-18). A ce stade-ci de nos travaux nous en avons fait une étude sommaire. Il s'en dégage un certain nombre d'idées intéressantes, notamment l'approche qui considère les modes d'un système de deux fibres plutôt que les modes de chaque fibre prise séparément et aussi l'idée d'un facteur de couplage fonction de la coordonnée axiale. Cependant, dans l'ensemble, ces travaux ne sont pas directement applicables au problème qui nous occupe, se limitant la plupart du temps aux couplages faibles (cas de l'effet parasite de "cross-talk"). L'étude de couplages forts doit faire appel, du fait de

sa complexité, aux techniques numériques. De plus, ces modèles théoriques sont valables pour des fibres de géométrie cylindrique, c'est-à-dire telle que l'indice de réfraction ne dépende pas de la coordonnée axiale.

Dans ces conditions, il nous a paru intéressant de développer sur le plan expérimental un appareil qui permette de réaliser des coupleurs en maîtrisant les paramètres susceptibles d'influencer le couplage (angle au sommet des cônes, proximité des noyaux, longueur sur laquelle les fibres sont fusionnées...) et d'étudier le comportement des coupleurs vis-à-vis de grandeurs telles que la longueur d'onde ou la polarisation. De façon complémentaire, il semble nécessaire de mettre au point un modèle théorique qui rende compte de ces propriétés et qui permette d'optimiser les paramètres définissant le coupleur ou le combineur (coupleur entre fibres de diamètres différents). Nous avons amorcé le calcul des modes d'un guide conique en utilisant la méthode habituelle des conditions aux limites appliquées aux équations de Maxwell. Ce calcul ne semble pas jusqu'à présent déboucher sur un résultat intéressant. Nous sommes à la recherche d'une autre voie visant à la mise en équation du problème du coupleur à sections biconiques.

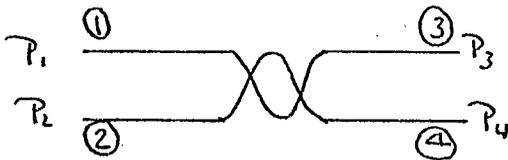
2. Expériences

Nous avons réalisé plusieurs coupleurs à fibre multimode selon la méthode de fusion décrite dans la littérature (6). Nous avons utilisé des fibres Meret type SC, 75 μm de diamètre de noyau, d'ouverture numérique N.A. = 0.18. Le montage utilisé permettait de contrôler approximativement la distance entre le coupleur et la flamme de la microtorche, le temps d'exposition du coupleur à la flamme, et la

longueur d'étirement des deux fibres. Dans une première série d'expériences, nous avons varié la hauteur de la flamme par rapport au coupleur en laissant les fibres s'étirer de façon incontrôlée. Les résultats, sur quatre coupleurs, n'ont été ni très cohérents, ni très spectaculaires, les facteurs de couplage variant entre 5 % et 17 %. Nous en avons cependant tiré la conclusion suivante: il est préférable de fixer la longueur d'étirement des fibres comme paramètre expérimental plutôt que d'essayer de varier les conditions de fusion des deux fibres, notamment la hauteur de la flamme et le temps d'exposition du coupleur à la flamme.

Nous avons donc procédé à une deuxième série d'expériences en mettant l'accent sur la longueur d'étirement comme paramètre expérimental. Ainsi à titre d'exemple nous avons observé, au cours de cette série d'expériences, que l'évaluation d'un coupleur dépend grandement de la position du spot lumineux sur la face d'entrée de la fibre. Ce résultat n'a rien de surprenant si on admet que le couplage dans un coupleur multimode s'effectue par conversion de modes guidés en modes rayonnés, et que la distribution d'énergie entre les modes dépend du couplage de la lumière à l'entrée de la fibre. C'est ce qui nous a amené à évaluer les coupleurs en fonction de la position du spot lumineux sur la face d'entrée de la fibre. Un résultat typique de ce genre d'expérience apparaît dans le tableau I et sur les Figures 3 et 4.

Dans la suite de cette discussion sur les coupleurs, les différents symboles sont définis de la façon suivante:



P_1 = Puissance d'entrée, mesurée en 3 avant la formation du coupleur.

P_3 et P_4 , les puissances transmises par le coupleur

$C = P_4/P_1 =$ facteur de couplage; $ILR = 10 \text{ Log } \frac{P_3 + P_4}{P_1} =$ facteur de perte. (db)

Cette définition du facteur de perte, qui a déjà été utilisée dans la littérature (6), correspond en fait au complément de la perte de puissance, de sorte qu'en valeur absolue un ILR petit correspond à une perte faible.

TABLEAU 1
ÉVALUATION D'UN COUPLEUR EN FONCTION
DE LA POSITION DU SPOT LUMINEUX. *

d** (μm)	P ₁ *** (mW)	P ₃ (mW)	P ₃ /P ₁	P ₄ (mW)	C	ILR (db)
- 55	0	0	-	0	-	-
- 50	.2					
- 45	.95	.3	.32	.12	.13	- 3.54
- 40	1.8					
- 35	2.0	.7	.35	.26	.13	- 3.19
- 30	2.05					
- 25	2.1	.9	.43	.25	.12	- 2.62
- 20	2.2					
- 15	2.2	1.53	.70	.13	.06	- 1.22
- 10	2.2					
- 5	2.2	1.9	.86	.04	.02	- 0.55
0	2.25	1.8		.06		- 0.83
5	2.25	1.92	.85	.03	.01	- 0.672
10	2.2					
15	2.2	1.65	.75	.09	.04	- 1.02
20	2.18					
25	2.05	1.07	.52	.22	.11	- 2.01
30	2.0					
35	1.95	.7	.36	.25	.13	- 3.12
40	1.8					
45	1	.52	.52	.18	.18	- 1.55

* Allongement de 2 mm, après deux passages à la flamme.

** Déplacement relatif du spot lumineux (échelle relative).

*** Mesuré avant la formation du coupleur.

La représentation graphique de ces données apparaît sur les Figures 3 et 4 où on remarque un minimum au centre de la courbe de $C = P_4/P_1$, qui coïncide avec un maximum de P_3/P_1 ; C augmente en allant vers l'extérieur. Ceci est en accord avec la théorie du couplage par modes radiatifs, les modes d'ordre supérieur étant les premiers à se détacher du guide lorsque le diamètre du noyau diminue. L'excitation préférentielle des modes d'ordre supérieur lorsque le spot lumineux n'est pas sur l'axe favorise donc le couplage par mode de radiation. Ceci confirme l'observation déjà faite de ce phénomène (¹⁹).

À titre d'exemple pour illustrer l'effet de l'élongation des fibres sur la performance du coupleur, nous présentons sur la Figure 5 les courbes caractéristiques d'un coupleur fabriqué en deux étapes, la première pour un étirement de 3 mm et la deuxième pour un étirement additionnel de 1.5 mm. On observe que d'une étape à l'autre la puissance transmise dans la branche 4, pour une excitation centrale (spot laser sur l'axe) augmente par un facteur 18,5, celle transmise en 3 diminue par un facteur 0.66. Le facteur de couplage au premier étirage était $C = 1\%$, il est passé à $C = 15\%$ au deuxième étirage, ce facteur étant lui aussi évalué pour la condition d'excitation centrale.

Les deux courbes de P_4 sur la Figure 5 illustrent très bien le phénomène de couplage par modes radiatifs. En effet, de l'étape I à l'étape II, le diamètre du noyau a diminué à cause de l'étirement additionnel, et par conséquent le nombre de modes coupés (cut-off) est plus grand, ce qui se manifeste par un rapprochement des deux maxima vers le centre de la courbe. La présence de ces maxima est due au fait que les modes de la fibre qui forme la branche 1 ne sont pas excités de manière uniforme à cause de la distribution non-uniforme de puissance dans le spot lumineux; dans le cas d'une excitation uniforme, la courbe de P_4 aurait une forme analogue à celle de P_1 .

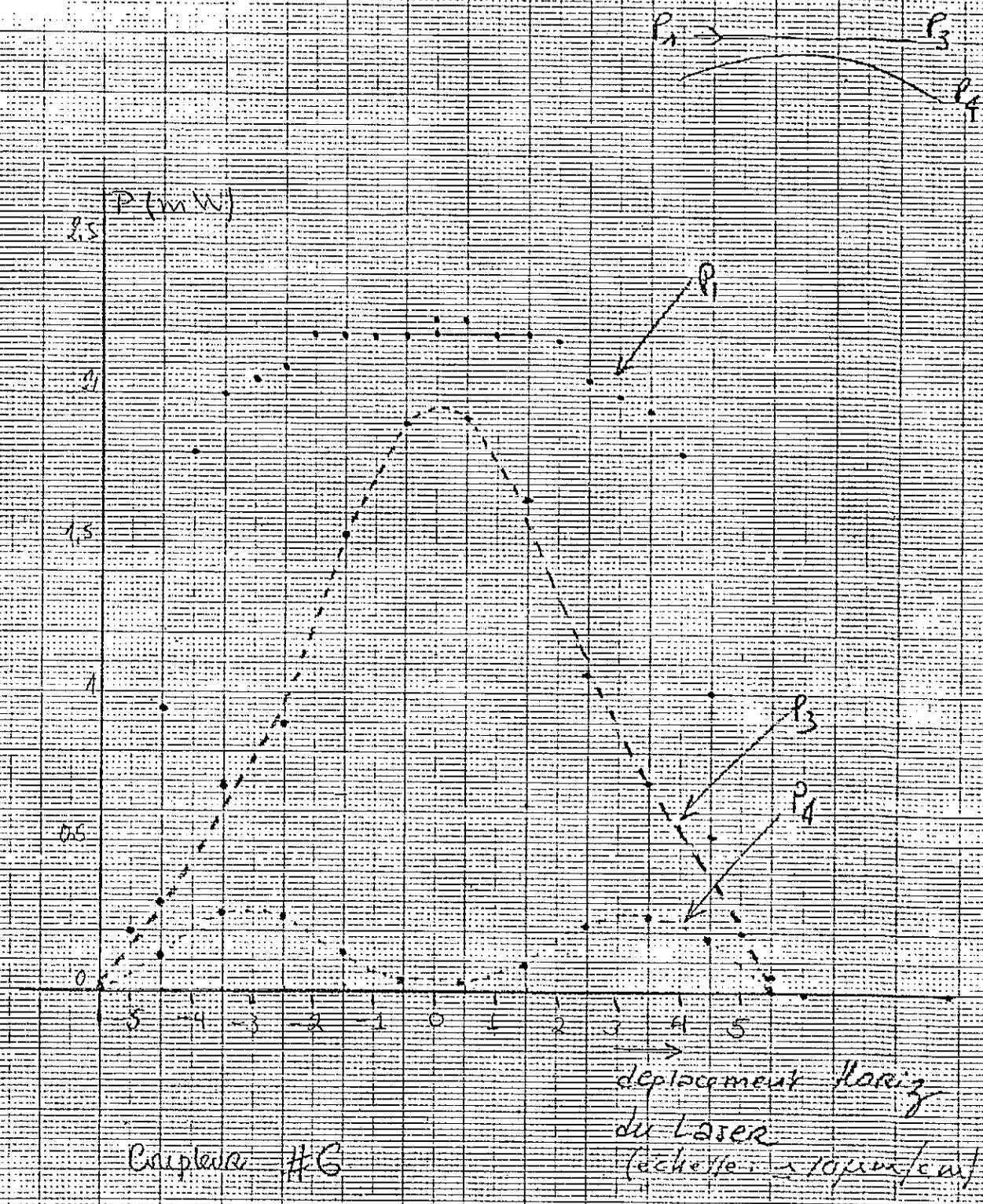


Figure 3 Puissance transmise vs position de spot lumineux.

461516
10 X 10 TO THE CENTIMETER 10 X 25 CM.
KODAK SAFETY FILM & ESSEX CO. WASHINGTON

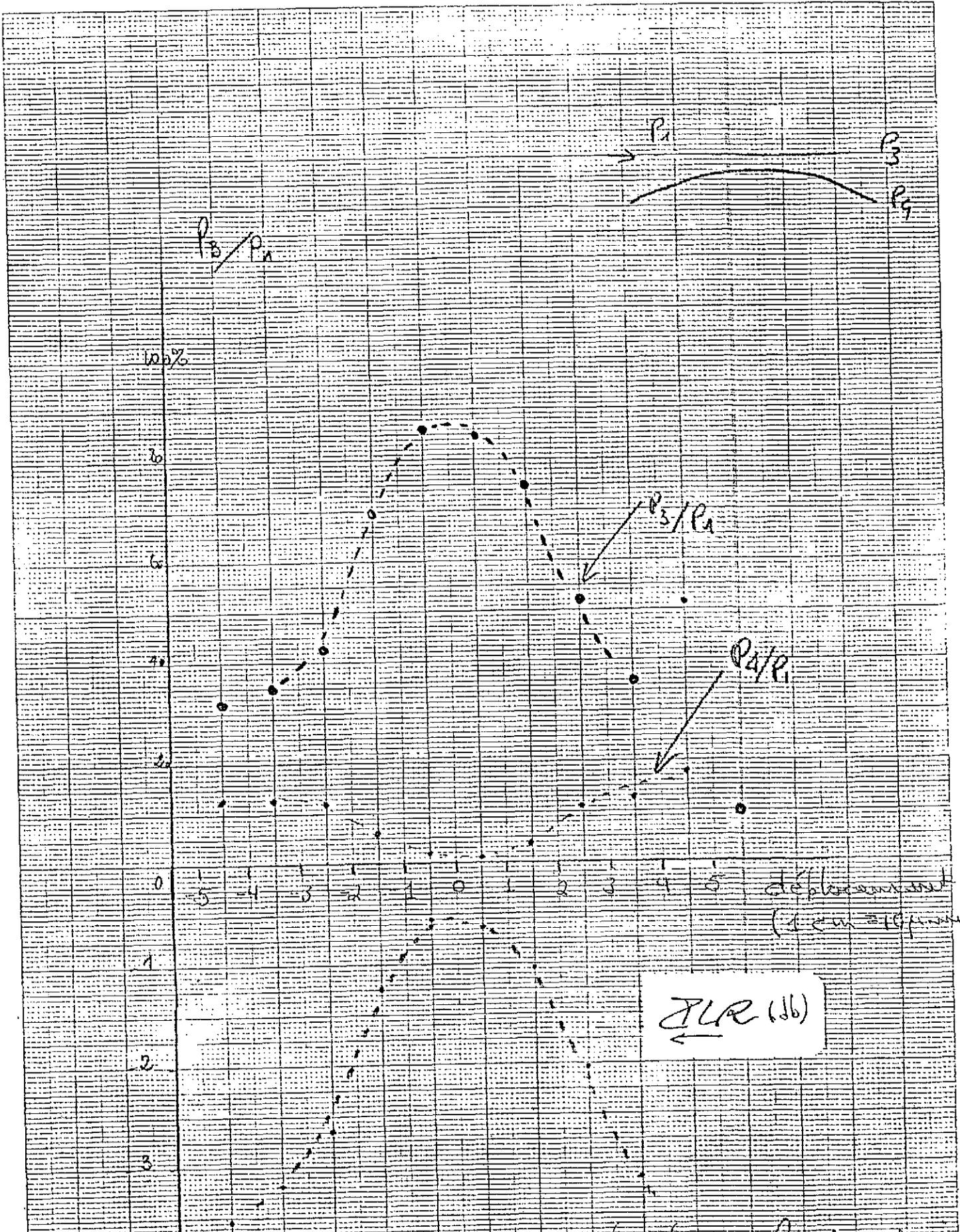
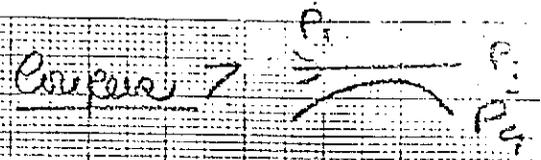
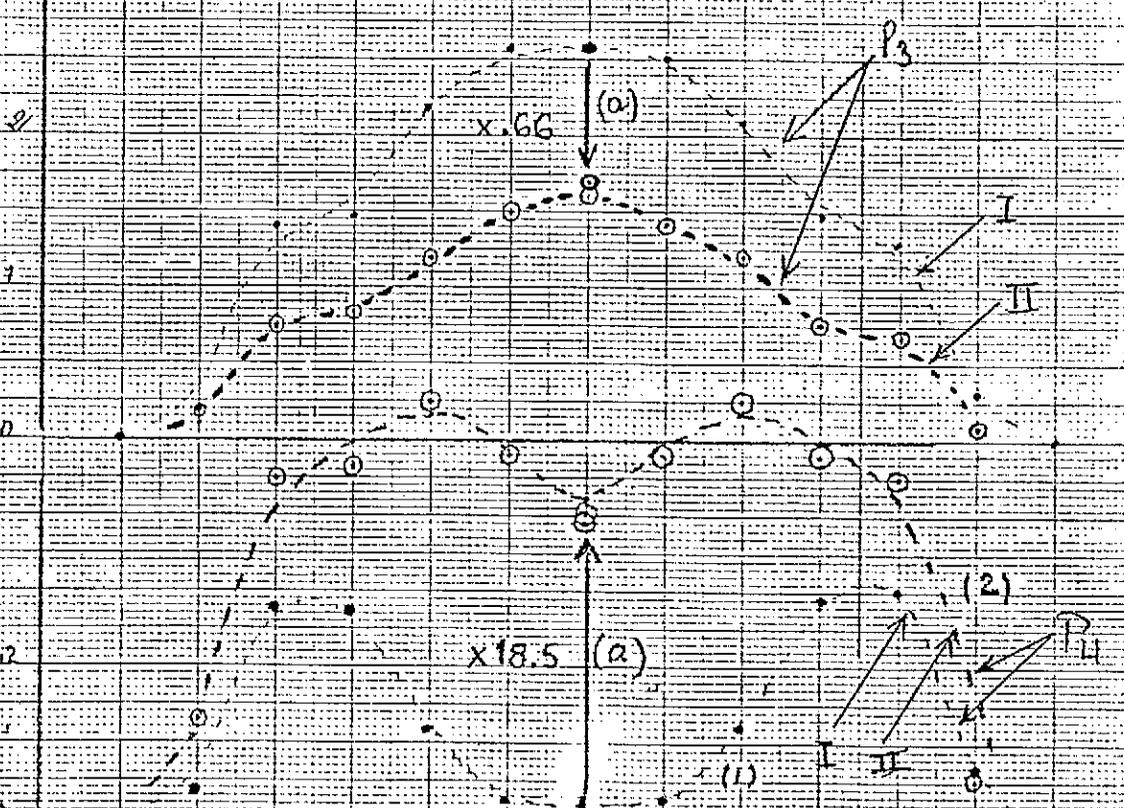
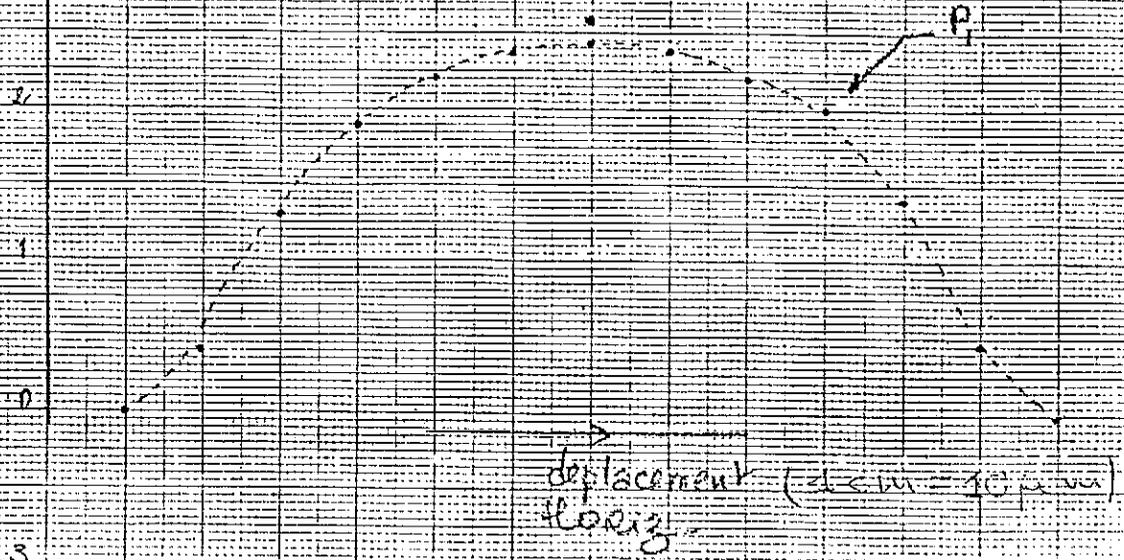


Figure 4 Courbes caractéristiques — Couleur #6



3 P (mW)



(a) *rechauffage + extension sup*

Figure 5 Courbes caractéristiques coupleur #7



CDT
Centre de
Développement
Technologique
École Polytechnique
de Montréal

- 20 -

Notons enfin que le couplage maximum mesuré, correspondant à un maximum de P_4 , est d'environ 25 %, ce qui est tout à fait comparable à ce qui a déjà été rapporté dans la littérature ⁽⁶⁾.

Ces résultats sont préliminaires. Ils seront complétés incessamment avec l'aide d'un montage un peu plus sophistiqué qui est présentement en voie de réalisation.

4. CONCLUSION

Notre activité de recherche sur certaines propriétés des fibres optiques a donné lieu, au cours de cette année, à quatre publications dans les revues avec jury. La contribution la plus importante en rapport avec l'étude du phénomène de photosensibilité a trait au raffinement du modèle de croissance d'un filtre dans une fibre en tenant compte des réflexions de Fresnel aux extrémités de la fibre. Ce problème de l'évolution d'une structure périodique à l'intérieur d'un interféromètre de Fabry-Perot n'a jamais été traité auparavant. Cette contribution représente à notre avis un jalon qui marque le succès de notre participation au programme de formation de centres d'excellence du Ministère des Communications.

Le travail amorcé sur la théorie et la réalisation des coupleurs à fibre fusionnées est prometteur. Les résultats préliminaires obtenus jusqu'à maintenant laissent entrevoir une progression rapide dans la compréhension des phénomènes mis en cause et la maîtrise de l'aspect technologique. Nous envisageons une contribution importante dans ce domaine au cours de l'année qui vient.

Le succès du programme de formation d'un centre d'excellence se manifeste aussi par le rythme de croissance de notre équipe. Le départ de M. D. Pascale a quelque peu ralenti la poursuite des expériences, mais son remplacement par Mme S. Lacroix nous ouvre maintenant beaucoup de possibilités sur le plan théorie et calcul. M. Chevalier doit déposer son mémoire de maîtrise en cours d'année et M. Parent, étudiant de 2ième cycle, vient d'entreprendre une série d'expériences sur les phénomènes de polarisation associés à la photosensibilité des fibres optiques. Nos récents travaux sur les coupleurs ont été réalisés grâce au concours de M. Lina, étudiant de 1er cycle, en projet de



CDT
Centre de
Développement
Technologique
École Polytechnique
de Montréal

- 22 -

fin d'études. Enfin, deux nouveaux étudiants de maîtrise, MM. Lessard et Veilleux, ont annoncé leur candidature à la maîtrise pour l'automne 82.

Signalons enfin que notre performance sur les divers concours de subventions de recherche est en progression. Nous avons obtenu une subvention FCAC du Ministère Québécois de l'Éducation, et nous bénéficions aussi d'une subvention d'équipe au programme de développement régional du CRSNG. Tous ces résultats indiquent que notre équipe est bien implantée dans le domaine des fibres optiques et cela grâce au programme de formation de centres d'excellence.

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 fibres optique en WDM (Phase III)", CRC Ottawa, 31 mars 1981.
- (5) J. Bures, J. Lapierre, D. Pascale, "Photosensitivity effect in optical fibres: A model for the growth of an interference filter", Appl. Phys. Lett., 37 (10), 15 Nov. 80, p. 860.
- (6) B.S. Kawasaki, K.O. Hill, "Low-loss access coupler for multi-mode optical fiber distribution networks", Appl. Opt. 16 (7), Juillet 77, p. 1794.
- (7) B.S. Kawasaki, K. O. Hill, R.G. Lamont, "Bioconical-taper single-mode fiber coupler", Opt. Lett., 6 (7), Juillet 81 p.327
- (8) S.K. Sheem, T.G. Giallorenzi, "Single-mode fiber-optical power divider: encapsulated etching technique", Opt. Lett., 4 (1), Janv. 79, p. 29.

RÉFÉRENCES

- (9) O. Parriaux, S. Gidon, A. Kuznetsov, "Distributed coupling on polished single-mode optical fibers", Appl. Opt., 20 (14), 15 juillet 81, p. 2420.
- (10) A.W. Snyder, "Coupling of Modes on a tapered dielectric cylinder" IEEE Trans. Microw. Th. and Techn., MTT-18, No 7, Juill. 70 p. 383.
- (11) A.W. Snyder, "Radiation losses due to variation of radius on dielectric or optical fibers", IEEE Trans. Microw. Th. and Techn., MTT-18, No 9, Sept. 70, p. 608.
- (12) D. Marcuse, "Light Transmission Optics", Bell Lab. Series, 1972.
- (13) W. Wijngaard, "Guided normal modes of two parallel circular dielectric rods", J.O.S.A., 63 No 8, Août 73, p. 944.
- (14) D. Marcuse, "Theory of dielectric optical waveguides ", Academic Press, 1974.
- (15) J.A. Arnaud, "Beam and Fiber Optics", Academic Press, 1976.
- (16) A.W. Snyder et W.R Young, "Modes of optical waveguides", J.O.S.A. 68, No 3, Mars 78, p. 297.
- (17) C. Yeh, W.P. Brown, R. Szeju, "Multimode inhomogeneous fiber couplers", Appl. Opt., 18, No 4 Fêv. 79, p. 489.

RÉFÉRENCES

- (18) M.D. Feit, J.A. Fleck Jr., "Propagating beam theory of optical fiber cross coupling", J.O.S.A., 71 No 11, Nov. 81, p. 1361.
- (19) T. Ozeki et B.S. Kawasaki, "Optical directional coupler using tapered sections in multimode fibers", Appl. Phys. Lett., 28, No 9, 1 Mai 76, p. 528.



CDT
Centre de
Développement
Technologique
École Polytechnique
de Montréal

- 26 -

ANNEXE I

TIRÉ À PART DE LA PUBLICATION

"PHOTOSENSITIVE PHENOMENA IN OPTICAL FIBERS"

Photosensitive phenomena in optical fibers

J. LAPIERRE, J. BURES, AND D. PASCALE

Ecole Polytechnique de Montréal
Campus de l'Université de Montréal
C. P. 6079, Succursale "A"
Montréal, Québec, Canada H3C 3A7

A new photosensitive property has been shown to exist in optical fibers, giving rise to the formation of very narrow interference filters distributed along the axis of the fiber. On the basis of coupled-mode analysis a model is developed which allows us to describe the profile shape of the filter. General results are discussed in the light of this model.

Within the general class of phenomena related to laser-induced damage, which have been extensively studied over the past ten years,^{1,2} intensity-dependent refractive index changes are recognized as the cause of self-focusing in transparent materials.³ Self-focusing in optical fibers is not noticeable because of the already high level of confinement of energy but other effects such as the optical Kerr effect have been observed.⁴ Another effect, similar to what has been termed the photorefractive effect in electrooptic crystals,⁵ has been reported by Hill *et al.*⁶ to take place in single-mode germanium-doped silica-core fibers.

The experiment consists of illuminating a short, single-mode fiber with a powerful laser beam and measuring, as a function of time, the light intensity reflected by the fiber. If care is taken to cut the ends of the fiber perpendicular to its axis, so that a standing wave is formed along the fiber due to Fresnel reflections at the end faces, it is found that, within a few minutes, the reflection coefficient increases gradually and reaches values as high as 90%; the change is permanent.

This dramatic increase of reflectivity can be due only to the formation of a periodic structure distributed along the axis of the fiber, thus giving rise to a distributed Bragg reflector or, essentially, a very long interference filter having a period equal to one-half the wavelength of the incident light beam.

Such a filter can have a very narrow bandwidth (≈ 100 MHz) and it shows promise for interesting applications in optical fiber communications. The fundamental mechanism involved in this new type of photosensitivity is not known but on the basis of the already recognized intensity-dependent refractive index changes,² and as there is no evidence as to whether or not the attenuation coefficient of the fiber varies in the course of the experiment, we assume that the observed increase of reflectivity is due to the formation of a pure phase grating. This assumption is taken for granted in the development of our model for the growth of the filter⁷ which will be summarized below.

We have performed this photosensitivity experiment under various conditions of polarization, incident power level, length of fiber, and mechanical stress applied to the fiber. The purpose of this paper is to present some typical results and discuss them on a general basis and also in the light of the model of the formation of a filter.

Experimental conditions

The experimental setup is represented schematically in Fig. 1. A 2 W light beam at $\lambda = 514.5$ nm is produced by a single-mode argon laser. To prevent destabilizing the laser because of retroreflections, a 4% beam splitter (BS) is used to illuminate the fiber under test with 80 mW of power through a polarization rotator (PR), an iris diaphragm I, and a $\times 20$ microscope objective M. A collimating lens L at the output end of the fiber permits measurement of the transmitted intensity I_t and, as will be shown later, to discriminate between single- and multimode operation of the fiber. The reflected intensity I_r is measured directly on the other side of the beam splitter BS. Both signals I_t and I_r are recorded simultaneously on a chart recorder CR.

In these experiments we have used a BNR-240 S germanium-doped silica-core fiber, having a numerical aperture $NA = 0.22$ and a core diameter $\phi = 2.2 \mu\text{m}$. At the operating wavelength $\lambda = 514.5$ nm, the V parameter is equal to 2.96 which is well above the cutoff value ($V = 2.405$) for the TE_{01} and TM_{01} modes, and the HE_{21} mode as well. Therefore this fiber is not truly single-mode at that wavelength and this will be taken into account in the general discussion.

All experiments have been performed with fibers ≈ 1 m long, except in one case where it was 10 cm long. In each case the protective jacket has been removed from the fiber, the ends cut perpendicular to the axis, and the fiber glued at both ends onto a glass support. Mechanical stress could be applied to the fiber by piezoelectric control of the relative position of one support with respect to the other.

Experimental observations

A typical recording of reflected light intensity I_r , as a function of time, appears in Fig. 2. The incident power level is 80 mW and the initial transmitted intensity I_t is 44 mW so that the coupling efficiency is equal to 55%. The effective reflection coefficient defined as $R = R_0 + I_r / (I_r + I_t)$, increases from 0.04 ($R_0 =$ Fresnel reflection) to values in the range of 0.9 within ≈ 2 min. The high-frequency noise component is due to mechanical and thermal instability of the setup. Arrows A and B indicate peculiar points on the recorded curve where we believe that the growth rate of the filter has changed due to a change in the mode of operation of the fiber. This point will be confirmed later in the discussion.

The observed increase of reflectivity is permanent, as we have been able to verify over a period of at least one month. We have also observed that the growth rate of a filter is higher if the fiber is longer and that, apart from changing the stability conditions, the application of a mechanical stress on the fiber produces no apparent effect. Finally, for reasons explained below, no significant effect could be observed by varying the state of polarization of the incident laser beam.

Growth of a filter: a theoretical model

On the basis of coupled-mode analysis,⁶ we have developed a theoretical model for the evolution of the reflection coefficient as a function of time.⁷ Starting with a periodic perturbation of the dielectric constant along the fiber axis and writing the total field as the sum of two contradirectional wave functions, the wave equation leads to a set of coupled equations

$$dE_1/dz = -j\Gamma(z)E_2e^{-j\beta z} \quad (1a)$$

$$dE_2/dz = j\Gamma(z)E_1e^{j\beta z} \quad (1b)$$

where E_1 and E_2 are the forward and backward complex field amplitudes, respec-

tively, $j = \sqrt{-1}$, $\Gamma(z)$ is the intermode coupling factor between the forward and backward modes, and ϕ is an arbitrary phase factor. Defining a local reflection coefficient:

$$\rho(z) = e^{-j\phi} E_2(z) / E_1(z) \quad (2)$$

it can be shown that ρ and Γ are related by the following expression:

$$\rho(z) = -j \tanh \int_z^L \Gamma(z') dz' \quad (3)$$

where L is the length of the fiber. Now letting $\Gamma(z)$ also be a function of time, the total reflectivity of the fiber, which is the experimentally observed quantity, is given by

$$R(t) = \tanh^2 \int_0^L \Gamma(z', t) dz' \quad (4)$$

This result indicates that the rate of change of R is a function of the fiber length. As a matter of fact, numerical calculations show that the growth rate of a filter is smaller for a shorter fiber. As already noted, this has been verified experimentally.

The evaluation of the intermode coupling factor Γ is based on the assumption that the time rate of change of the permittivity is proportional to the distribution of energy along the axis of the fiber. This leads to the following expression:

$$d\Gamma(z, t) / dt = \alpha |E_1(z, t)| |E_2(z, t)| \quad (5)$$

with α a proportionality factor which must be determined experimentally. The values of E_1 and E_2 can be found with Eqs. (1) which involve again the value of Γ . Taking an initial value Γ_0 for the coupling factor, Eq. (5) is numerically evaluated choosing the value of α to fit the calculated reflectivity $R(t)$ with experiment. A typical result of such a numerical evaluation is shown in Fig. 3, where the distribution of $\Gamma(z)$ is given for various values of time. The coupling coefficient Γ is in fact directly related to the amplitude of the perturbation of refractive index in the fiber and thus the curves of Fig. 3 represent the profile of the filter during its formation. We definitely end up with a strongly tapered nonlinear filter function. The meaning of this result in terms of frequency response will be discussed in the following section.

Discussion

Polarization effects

Given that the formation of a filter as described above is due to the existence of an initial standing wave along the axis of the fiber, it is obvious that the threshold power level that can initiate the formation of a filter depends on the standing wave ratio SWR of the fiber as well as on the regularity of the SWR along the axis of the fiber. It is thus of prime importance that the state of polarization be preserved, since two orthogonal states of polarization cannot interfere. Single-mode fibers are in fact characterized by two orthogonal modes and, due to nonisotropic stresses induced in the course of fabrication, they behave like birefringent plates.⁹ By rotating the linear state of polarization at the input end and measuring the contrast ratio at the output end, we have verified that our fibers are indeed birefringent; this has been done at $\lambda = 633$ nm in order to have a truly single-mode fiber. During that polarization experiment, we observed that the state of polarization coming out of the fiber is rotated when the fiber is submitted to a longitudinal stress. This effect is due to the presence of a slight twist induced during the fabrication of the fiber and, as shown by Ulrich and Simon,¹⁰ it does not preserve the state of polarization along the fiber axis.

No real attempt has been made to remove the observed twist of the fiber because at the operating wavelength, $\lambda = 514.5$ nm, the birefringence property of our fiber is seriously affected by the presence of higher-order modes. As a matter of fact, at that wavelength the contrast ratio measurements were hardly significant. It appears that polarization effects on the photosensitivity experiment can be taken in account only if the fiber is truly single-mode.

Discrimination between fundamental and higher-order modes

We have already pointed out the presence of two peculiar points A and B on the recording of the growth of reflectivity (Fig. 2). These two points, which are invariably present in all our experiments, appear to be related to a change in the mode of operation of the fiber. This interpretation, which was rather intuitive, initially becomes more evident when we plot, for various values of the reflection coefficient R , values of the coupling factor defined as

$$\eta = (I_r + I_t) / I_0 \tag{6}$$

where as before I_r , I_t , and I_0 are the reflected, transmitted, and incident intensities, respectively. A typical result of this kind of calculation is shown in Fig. 4 and it appears that two regions of operation can be distinguished, before and beyond point A. Now let us consider the physical situation illustrated in Fig. 5, where, due to the limiting aperture of lens L, the measured fraction of transmitted intensity is given by αI_t . The pupil factor α will take on different values, depending on the aperture of the cone of light coming out of the fiber but, for a given value of α , one must make a correction to Eq. (6) and write:

$$\eta' = (I_r + \alpha I_t) / I_0 \tag{7}$$

Now, each straight portion of the curve plotted in Fig. 4 can be represented by an expression of the form:

$$\eta' = \eta'_0 + mR \tag{8}$$

where m is the slope and R is the reflectivity given by

$$R = I_r / (I_r + I_t) \tag{9}$$

Taking I_t' as the transmitted intensity corresponding to η_0 , i.e. for $R = 0$, which leads to

$$I_r + I_t = I_t' \tag{10}$$

and combining with Eqs. (7), (8), and (9), we get

$$m = (1/\eta)(1 - \alpha) \tag{11}$$

where η has the fixed value determined by Eq. (6). It becomes clear that the slope m increases if α decreases. Since the cone of light emerging from the fiber is smaller for the fundamental mode than for higher-order modes, we can expect a sudden decrease of α if the transmission mode of the fiber goes suddenly from the fundamental to higher orders. We therefore conclude that point A in Fig. 4 marks a change in the transmission mode of the fiber. It must be noted that point A in Fig. 2 corresponds to point A in Fig. 4 and thus the well-identified slope change in the growth curve of a filter is related to a mode change. The explanation of point B in Fig. 2 is not as clear but everything leads us to believe that it is also related to a mode change. Before going any further in this kind of speculation, it appears to be clear

that the use of a truly single-mode fiber is most desirable and that mechanical and thermal stability of the setup must be improved.

Frequency response of a filter

The most convenient method that can be used for frequency analysis of a filter consists of illuminating the fiber with a low-power variable-frequency laser. When this is not available, it is still possible to trace the frequency response of a filter by stretching the fiber, keeping the laser wavelength constant. This is possible because the response of a filter is shifted in frequency but not much modified as a whole when the fiber is slightly elongated.⁶ This method has a big disadvantage due to the fact that only that portion of the fiber lying between the attachment points can be stretched, leaving ≈ 1 cm free at each end. This situation would not be so bad if the filter were uniformly distributed along the fiber. But, according to our growth model, described in Section 4, the filter is strongly tapered, the most important part of it being highly concentrated at the input end. Consequently, the filter can be only partially analyzed in the sense that we have access to the tail of the taper only. Nevertheless, we have been able to qualitatively verify the existence of a frequency response composed of a central peak with two sidelobes, which is in good agreement with Kogelnik's prediction for nonlinearly tapered filter functions.¹¹ We have also observed that a filter fabricated at a lower power level has a narrower frequency response than one fabricated at a higher power level. This is a good indication that a low-power filter is more uniform than a high-power one.

Conclusion

We have shown that the photosensitive property of germanium-doped fibers reported earlier is permanent at room temperature. It is relatively easy to form a filter in a fiber but further investigation of the growth process will require improvement of mechanical and thermal stability, as well as the utilization of a truly single-mode fiber. However, we have developed a model for the growth of a filter which, on the basis of growth-rate comparisons and also of qualitative frequency-response comparisons, seems to represent very well the growth process. It is hoped that a better control of the various parameters involved will lead to a better understanding of the physical nature of this new photosensitive property.

References

- ¹A. J. Glass and A. H. Guenther, "Laser Induced Damage of Optical Elements—a Status Report," *Appl. Opt.*, **12** [4] 637–49 (1973).
- ²A. J. Glass and A. H. Guenther, "Laser Induced Damage in Optical Elements: 7th ASTM Symposium," *ibid.*, **15** [6] 1510–29 (1976).
- ³R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. H. Townes, "Self-Trapping of Optical Beams," *Phys. Rev. Lett.*, **13** [15] 479–82 (1964).
- ⁴R. H. Stolen and A. Ashkin, "Optical Kerr effect in Glass Waveguide," *Appl. Phys. Lett.*, **22** [6] 294–96.
- ⁵A. M. Glass, "The Photorefractive Effect," *Opt. Eng.*, **17** [5] 470–79 (1978).
- ⁶K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in Optical Fiber Waveguides: Application to Reflection Filter Fabrication," *Appl. Phys. Lett.*, **32** [10] 647–49 (1978).
- ⁷J. Bures, J. Lapierre, and D. Pascale, "Photosensitivity Effect in Optical Fibers: A Model for the Growth of an Interference Filter," *Appl. Phys. Lett.*, **37** [10] 862–62 (1980).
- ⁸A. Yariv, "Coupled-Mode Theory for Guided-Wave Optics," *IEEE JOUR. of Qu. El.*, **QE-9** [9] 919–33 (1973).
- ⁹V. Ramaswamy, R. D. Standley, D. Sze, and W. G. French, "Polarization Effects in Short Length Single Mode Fibers," *Bell Sys. Tech. Jr.*, March 1978, pp. 635–51.
- ¹⁰R. Ulrich and A. Simon, "Polarization Optics of Twisted Single-Mode Fibers," *Appl. Opt.*, **18** [13] 2241–51 (1979).
- ¹¹H. Kogelnik, "Filter Response of Nonuniform Almost Periodic Structures," *Bell Sys. Tech.*

Jr., Jan. 1976, pp. 109-26.

Supported by the Canadian Department of Communications under Contract No. OSU 79-00234.

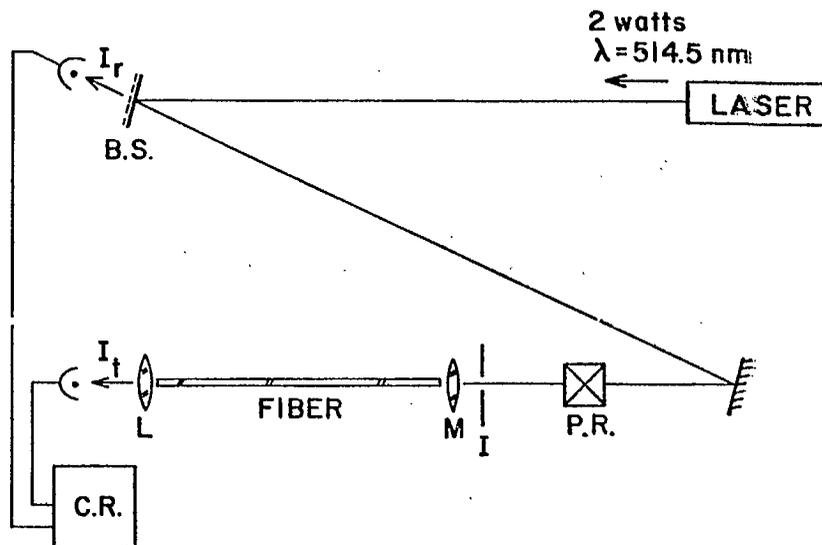


Fig. 1. Experimental setup.

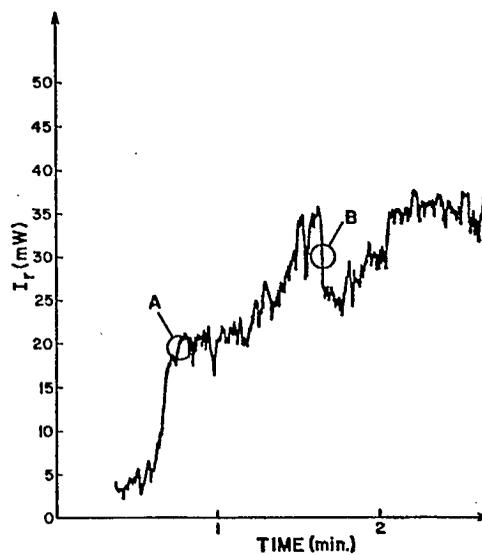


Fig. 2. Growth of reflectivity.

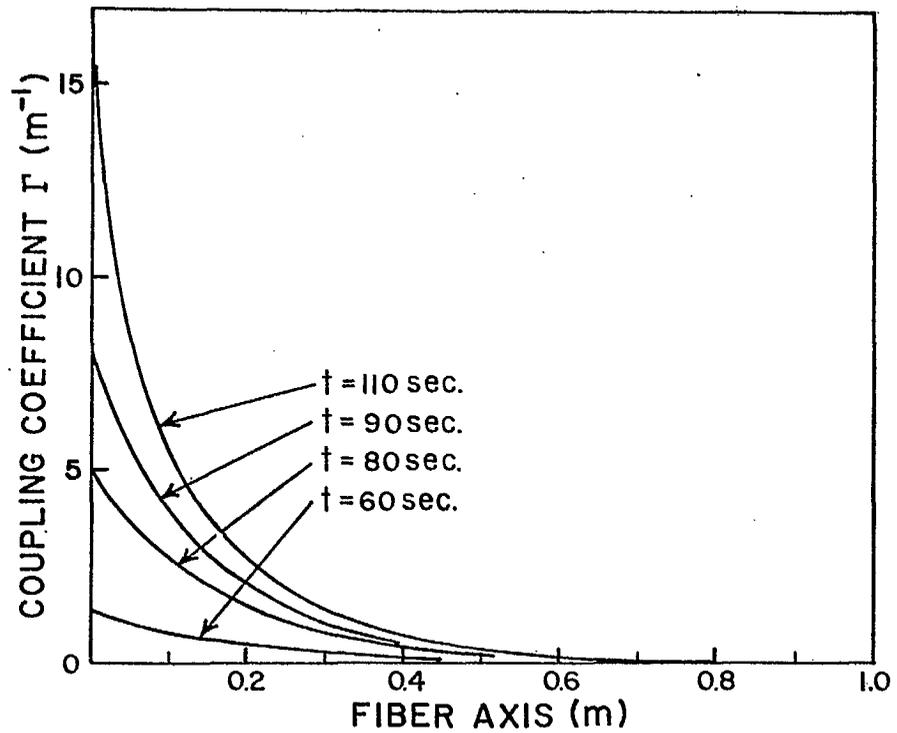


Fig. 3. Distribution of coupling coefficient at various values of time parameter t .

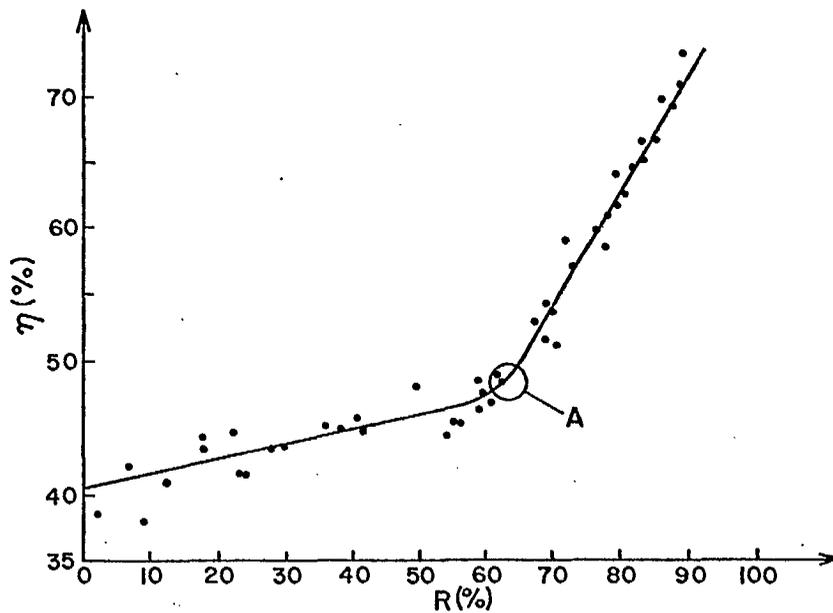


Fig. 4. Coupling efficiency vs reflectivity.

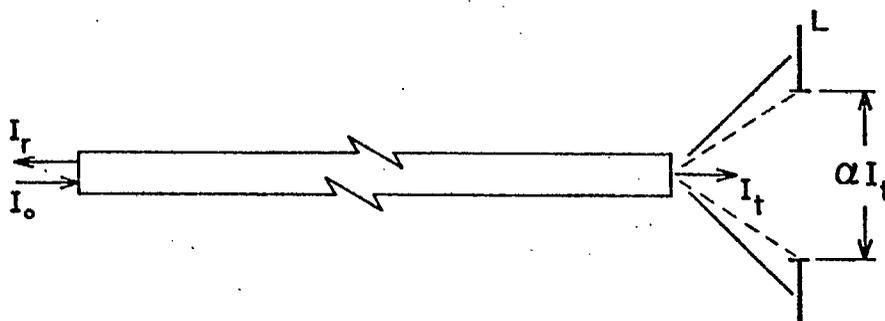


Fig. 5. Limitation on measured intensity due to pupil of lens L .



CDT
Centre de
Développement
Technologique
École Polytechnique
de Montréal

- 35 -

ANNEXE II

TIRÉ À PART DE LA PUBLICATION

"MESURE DE LA RÉPONSE EN FRÉQUENCE DE FILTRES DE
BRAGG DANS UNE FIBRE OPTIQUE PAR BALAYAGE THERMIQUE".

MESURE DE LA REPOSE EN FREQUENCE DE FILTRES DE BRAGG DANS UNE FIBRE OPTIQUE PAR BALAYAGE THERMIQUE

J. LAPIERRE, J. BURES et D. PASCALE*

Département de génie physique, Ecole Polytechnique, C.P. 6079, Station "A", Montréal, Québec, Canada H3C 3A7

Reçu le 28 novembre 1981

We describe a method for the spectral analysis of Bragg filters in optical fibers based on the thermal expansion and index variation of the fiber. The method can only be equalled by the use of variable frequency lasers. A resolution of 30 MHz can easily be attained. The principle of the method is described together with the calibration procedure, and typical results are presented.

1. Introduction

Divers auteurs [1-3] ont démontré la possibilité de produire des filtres interférentiels dans des fibres optiques monomodes à noyau de silice dopée au germanium. La méthode consiste à exposer une fibre de courte longueur $L < 1$ m à un flux lumineux relativement intense $P \approx 50$ mW. Les deux faces de la fibre forment les lames d'un interféromètre de Fabry-Perot, et la distribution périodique d'énergie qui caractérise l'onde stationnaire dans cet interféromètre s'imprime dans le noyau de la fibre selon un mécanisme qui n'est pas connu. L'expérience montre que, sous l'application du flux lumineux, l'intensité réfléchie par la fibre augmente graduellement pour produire en quelques minutes et de façon permanente [7], un coefficient de réflexion pouvant atteindre 80 à 90%. Cette augmentation considérable du coefficient de réflexion est due à la présence d'une structure périodique produite par effet de photosensibilité [1]. On obtient donc un filtre interférentiel distribué le long de l'axe de la fibre. Un tel filtre, ou réseau, intégré à une fibre monomode présente un intérêt certain pour les futurs systèmes de communication à longueurs d'ondes multiples [1].

Pour d'éventuelles applications aux communi-

tions optiques, il est nécessaire de bien caractériser la réponse en fréquence de ces filtres. A cette fin, Lam et Garside [3] ont utilisé un monochromateur pour analyser des filtres dont la largeur spectrale excédait 10 GHz, soit $\Delta\lambda > 0.1 \text{ \AA}$ à $\lambda = 5145 \text{ \AA}$. Or dans le cas d'un filtre distribué uniformément le long de l'axe d'une fibre de courte longueur, la largeur spectrale peut devenir aussi petite que 300 MHz, ce qui est bien au-delà du pouvoir de résolution des monochromateurs usuels. Nous décrivons dans cet article une méthode de balayage thermique de la fibre qui permet d'atteindre une résolution en fréquence de l'ordre de 30 MHz pour une fibre de 30 cm de longueur.

2. Principe de la méthode

En admettant avec Hill et al. [1] que la structure périodique induite dans la fibre consiste en une modulation spatiale de l'indice de réfraction du noyau, la constante diélectrique perturbée le long de l'axe z de la fibre s'écrit [2]:

$$\epsilon'(z) = \epsilon + \Delta\epsilon(z) \cos(k_e z + \phi), \quad (1)$$

où ϕ est une constante de phase quelconque, et k_e , la constante du réseau, est relié à k_0 , le nombre d'onde dans la fibre, par la condition de Bragg:

* Nouvelle adresse: INRS, C.P. 1020, Varennes, Québec, Canada J0L 2P0.

$$k_e = 2k_0 \quad (2)$$

La théorie des modes couplés permet de calculer la réponse en fréquence [4] en introduisant un écart par rapport à la condition de Bragg:

$$\delta = k - k_0 = 2\pi n/\lambda - k_e/2 = 2\pi n/\lambda - \pi/p, \quad (3)$$

où n est l'indice de réfraction moyen du milieu, λ la longueur d'onde dans le vide, et p est la période du réseau. Cette équation montre que l'écart δ peut être obtenu en variant soit λ , soit les paramètres du réseau n et p . Nous discutons de la deuxième approche qui peut être réalisée par étirage mécanique ou par effet thermique. La méthode d'étirage mécanique, utilisée par Kawasaki et al. [5], est relativement adéquate lorsque le filtre est uniforme. Mais la nécessité de fixer les bouts de la fibre par un moyen mécanique rend cette méthode inappropriée lorsque le filtre est surtout localisé vers l'entrée de la fibre, ce qui est généralement le cas [2]. Il est donc préférable d'utiliser la méthode thermique. Revenant à l'équation (3) où l'on fait $\delta = 0$ pour retrouver la condition de Bragg, on obtient directement $\lambda = 2np$, d'où

$$\Delta\lambda/\lambda = \Delta n/n + \Delta p/p \quad (4)$$

L'exploration par l'effet thermique s'exprime de la façon suivante:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{\Delta\nu}{\nu} = \left(\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} + \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial T} \right) \Delta T, \quad (5)$$

où ν est la fréquence du laser, et T la température. Pour le quartz [6] on a $(1/n) \partial n/\partial T = 0.7 \times 10^{-5}/^\circ\text{C}$ et $(1/L) \partial L/\partial T = 0.18 \times 10^{-5}/^\circ\text{C}$ pour une longueur $L = 30$ cm, ce qui assure une plage d'exploration $\Delta\nu \approx 35$ GHz autour de $\lambda = 5145 \text{ \AA}$, pour un $\Delta T = 5^\circ\text{C}$. Cette plage spectrale est nettement suffisante dans les cas qui nous occupent, comme on le verra plus loin.

3. Etalonnage en fréquence

L'étalonnage de l'échelle de fréquence ne peut pas être effectué directement par une mesure thermométrique à cause des très petits écarts de température mis en cause. Par exemple, si on désire une résolution de l'ordre de 30 MHz, en prenant les chiffres

déjà utilisés pour le quartz, le calcul montre qu'il faut mesurer des écarts de température de l'ordre de $6 \times 10^{-3}^\circ\text{C}$, ce qui n'est pas réalisable par les méthodes habituelles. Nous procédons indirectement par voie interférométrique en utilisant une fibre ne contenant pas de réseau de Bragg. On éclaire la fibre avec un faisceau laser de faible puissance afin d'éviter la formation d'une structure périodique par effet de photosensibilité. Soumise à une variation de température contrôlée, cette fibre constitue un interféromètre à chemin optique variable. Les faces de la fibre étant nues, avec un coefficient de réflexion $r \approx 3.5\%$, le flux réfléchi est approximativement donné par la formule du Michelson:

$$R \approx A(1 - \cos \phi), \quad (6)$$

où A est une constante qui dépend du coefficient de réflexion des interfaces air-verre, du facteur de couplage dans la fibre et du flux incident; dans le terme de phase $\phi = 2knL$, k est le nombre d'onde dans le vide, n l'indice du noyau de la fibre et L la longueur de la fibre. De la même façon que dans la discussion précédente, on peut produire une variation de phase par changement de n et L , en maintenant la fréquence fixe. On obtient alors une équation semblable à l'équation (5):

$$\frac{\Delta\phi}{\phi} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \left(\frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial T} + \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \right) \Delta T. \quad (7)$$

Avec les mêmes données que précédemment pour une fibre de silice de longueur $L = 30$ cm, une variation de phase $\Delta\phi = 2\pi$ correspond, selon l'équation (7), à une variation de fréquence $\Delta\nu = 340$ MHz. Comme on peut facilement évaluer le dixième de cet intervalle on obtient donc une résolution de l'ordre de 30 MHz.

4. Conditions expérimentales et résultats

Le montage utilisé pour la construction d'un filtre dans une fibre a déjà été décrit ailleurs [2]. Nous portons ici notre attention sur le contrôle thermique de la fibre en vue de la mesure de la réponse en fréquence. Le montage schématisé sur la figure 1 est constitué d'un tube capillaire de diamètre intérieur $d = 1$ mm, rempli d'huile afin d'assurer un bon contact thermique entre la fibre et le capillaire, et entouré d'un ruban en

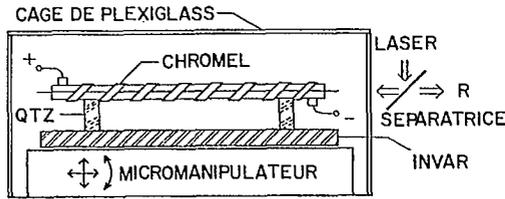


Fig. 1. Schéma du montage avec contrôle de température.

chromel alimenté en courant continu, ce qui permet de varier la température du système. Le tube capillaire repose sur une plaque en invar par l'intermédiaire de pieds en quartz afin de minimiser l'écoulement de chaleur par conduction; en outre il est entouré d'un matériau isolant (non montré sur le dessin) afin de minimiser l'écoulement de chaleur par convection. Cet ensemble repose sur un jeu de micromanipulateurs assurant le couplage du faisceau laser, et tout le système est entouré d'une cage pour fins d'isolation contre les fluctuations thermiques ambiantes. Ces précautions sont nécessaires en vue d'assurer une grande stabilité thermique et d'obtenir la résolution citée plus haut.

La procédure générale pour réaliser un filtre et explorer sa réponse en fréquence comporte trois étapes. D'abord on procède à l'étalonnage de l'échelle des fréquences. On place dans le tube capillaire une fibre débarassée de sa gaine protectrice. Le courant d'alimentation de l'élément chauffant est réglé à une valeur i_0 et la puissance laser incidente est réglée à une valeur $P_0 < 1$ mW c'est-à-dire suffisamment basse pour ne pas amorcer la formation d'un filtre par effet de photosensibilité. Après une période de stabilisation suffisamment longue, le courant d'alimentation est coupé et la fibre se refroidit. On enregistre l'évolution de l'intensité réfléchie par la fibre. Une portion d'un enregistrement de ce genre est reproduite sur la figure 2 où l'intervalle entre deux maxima correspond à

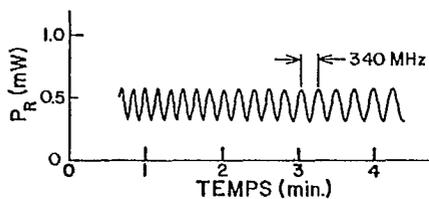


Fig. 2. Exemple d'enregistrement permettant d'établir une échelle de fréquence.

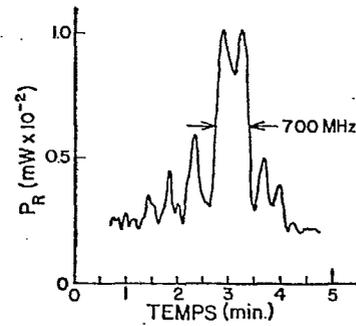


Fig. 3. Courbe typique de réponse en fréquence d'un filtre.

l'intervalle spectral libre de l'interféromètre soit 340 MHz dans le cas qui nous occupe. On peut facilement interpoler entre deux maxima pour obtenir une résolution d'environ 30 MHz. On notera la grande régularité de l'enregistrement, ce qui prouve la bonne stabilité du montage. On notera aussi l'existence d'une variation du pas des franges qui est due au fait que le courant d'alimentation a varié brusquement. On pourrait facilement remédier à cette situation en programmant une variation adéquate du courant, bien qu'il ne soit pas absolument nécessaire d'avoir une échelle linéaire de fréquence.

Une fois l'échelle de fréquence obtenue, on passe à la deuxième étape qui consiste à réaliser un filtre de Bragg en fixant le point de fonctionnement du courant de chauffage à $i = i_0/2$. La puissance laser incidente est portée à une valeur suffisante pour produire l'effet de photosensibilité (50 mW par exemple) et l'on observe la croissance de l'intensité lumineuse réfléchie [7]. Pour la dernière étape on se replace dans les conditions initiales d'opération, soit i_0 et P_0 . Après une période de stabilisation, l'alimentation de chauffage est coupée, et on observe la réponse en fréquence dont on a reproduit un exemple typique sur la figure 3. La courbe de la figure 2 permet d'établir la largeur spectrale de ce filtre.

5. Conclusion

La méthode thermique d'analyse spectrale d'un filtre de Bragg intégré à une fibre optique donne des résultats qui ne peuvent être égalés que par l'usage d'un laser à fréquence variable. Le montage que nous avons

décrit permet à la fois d'obtenir de bons résultats en ce qui concerne la croissance d'un filtre et aussi son analyse spectrale. Le montage est relativement simple et peu coûteux. On peut dès lors envisager toute une série d'expériences dans le but de mieux contrôler et comprendre le phénomène de photosensibilité des fibres.

Ces travaux ont été réalisés avec le support financier du Ministère Fédéral des Communications, contrat no OSU80-00177.

References

- [1] K.O. Hill, Y. Fujii, D.C. Johnson and B.S. Kawasaki, *Appl. Phys. Lett.* 32 (1978) 647.
- [2] J. Bures, J. Lapierre and D. Pascale, *Appl. Phys. Lett.* 37 (1980) 860.
- [3] D.K.W. Lam and B.K. Garside, *Appl. Optics* 20 (1981) 440.
- [4] H. Kogelnik, *Bell Sys. Tech. Jour.* 55 (1976) 109.
- [5] B.S. Kawasaki, K.O. Hill, D.C. Johnson and Y. Fujii, *Optics Lett.* 3 (1978) 66.
- [6] Dynasil Corp. of Am., catalog 702.
- [7] J. Lapierre, J. Bures and D. Pascale, *Advances in Ceramics* 2 (1981) 185.

ANNEXE III

TIRÉ À PART DE LA PUBLICATION

"FIBER-OPTIC INTEGRATED INTERFERENCE FILTERS"

Fiber-optic integrated interference filters

J. Lapierre, J. Bures, and G. Chevalier

Département de Génie Physique, Ecole Polytechnique, C.P. 6079, Station A, Montréal, Québec, H3C 3A7 Canada

Received July 24, 1981

The fabrication of interference filters in optical fibers is reported with new results indicating the possibility of growing several filters in the same fiber, together with the existence of an apparent saturation level that depends on the coupled power level.

The growth and characterization of interference filters in short-length optical fibers has been reported by Hill *et al.*,¹ Bures *et al.*,² and Lam *et al.*³ The experiment (see Fig. 1) consists of illuminating a quasi-mono-mode fiber of short length ($L < 1$ m) with a relatively high power density (≈ 1 MW/cm²). The ends of the fiber are cut flat and parallel to form a low-contrast ($r \approx 0.2$) Fabry-Perot interferometer. It is observed that, under the application of the laser beam, the fiber's reflectivity R grows within a few minutes or a fraction of a minute from an initial average value $R_0 \approx 0.08$ to a final permanent⁶ value reaching as high as 0.8–0.9. This dramatic increase in reflectivity can be explained by the production of a periodical structure along the axis of the fiber. The periodicity of the structure is equal to that of the standing-wave pattern characteristic of the Fabry-Perot interferometer. In other words, the periodical structure is induced because of the presence of an initial standing-wave pattern, and then it keeps growing by itself through a self-sustained process. On the basis of coupled-mode theory we have presented a growth model that describes this self-sustained process.² The authors¹ who made the initial observation of photosensitive properties of optical fibers have suggested and verified experimentally that the fiber's exposure to the laser beam results in the production of a pure phase grating, i.e., the real part of the core index is changed. The fundamental mechanism is not known, but the net result is somewhat similar to the photorefractive effect in electro-optic materials.⁴

To have good control of the growth process of an interference filter in a fiber one needs a fairly high stability both in the thermal and in the mechanical sense. All experimental results presented so far suffer from a lack of stability. We have improved the experimental conditions by putting the fiber horizontally into an oil-filled capillary tube, thus ensuring that the fiber is free from any mechanical stress. Thermal stability is provided by using a heating element wrapped around the tube. This feature can also be used to obtain the frequency response of a filter after its growth has been completed.⁵ The purpose of this Letter is to present our recent observations on the growth of filters. In particular, we show the influence of the internal heating of the fiber that is due to absorption of energy during the growth process. We also show that it is possible to

grow several filters within the same fiber by changing the coupling conditions. Finally, the observation of various saturation levels in the final value of reflectivity of a filter is reported.

The growth curve shown in Fig. 2 was recorded at an incident power level $P_i = 67$ mW on the 514.5-nm line of an argon laser. The overall reflectivity $R = P_r/P_i$ reaches a value of 0.4 within approximately 30 sec of the fiber's exposure to the laser beam. As for all other experiments reported here, the fiber is a germanium-doped silica-core fiber with a core diameter $2a = 2$ μ m, a numerical aperture N.A. = 0.2, and an attenuation factor $\alpha \approx 0.97$ dB/m at $\lambda \approx 514.5$ nm. Its length is $L = 33$ cm. In the experiment of Fig. 2, the laser power is applied suddenly. The fiber temperature rise that is due to absorption of energy produces a variation of the fiber length L together with a variation of the refractive index of the core. This changes the phase condition of the standing wave, which induces the periodical index modulation. Consequently, Bragg's condition, which is inherent in the growth process,² is no longer satisfied. The growth of the filter slows down; then it starts up again for a new filter, which again satisfies Bragg's condition, and so on. The deep troughs in the curve of Fig. 2 are due to this heating phenomenon. Such a growth process is not adequate for the study of the fundamental mechanism involved here. In order to minimize the internal heating of the fiber, the incident power has been increased gradually up to 5 mW. At that incident power level, which corresponds to approximately $P_c = 3$ mW of power coupled into the fiber, the growth curve reproduced in Fig. 3 was obtained. This result shows that the photosensitivity effect can take place at a coupled power level at least 1 order of magnitude less than any reported earlier. In this case the Bragg-distributed reflectivity $R_B = P_r/P_c$ reaches approximately 0.3 within 20 min. For conve-

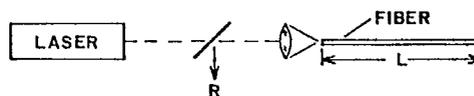


Fig. 1. Experimental setup. The plane parallel end faces of the fiber act as a low-contrast Fabry-Perot interferometer.

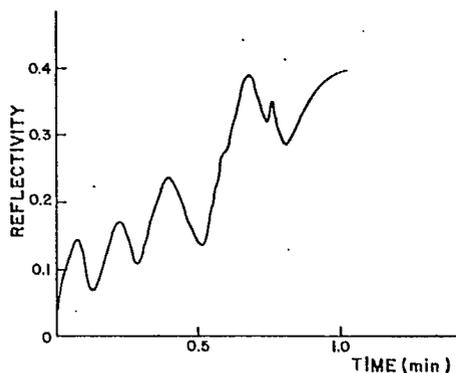


Fig. 2. Growth curve of a filter at incident power level $P_i = 67$ mW.

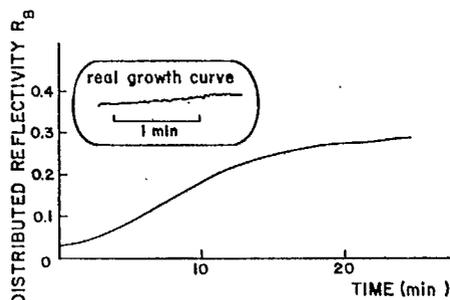


Fig. 3. Growth curve of a filter at incident power level $P_i = 5$ mW.

nience of presentation, the curve shown in Fig. 3 was drawn from data points read out from the actual recorded growth curve. A sample of the actual recording presented in the insert of Fig. 3 shows that the growth process was almost totally free of noise, which is a good indication of the stability conditions of the experiment. Note also that the fluctuations that are due to internal heating of the fiber have completely disappeared.

In the course of our experiments it was observed that, as the reflectivity increases, the spatial distribution of transmitted intensity changes. This phenomenon occurs because, according to the fundamental-mode energy distribution in the fiber, the index change is more important at the center of the core. Consequently, after a filter is made, the fiber is no longer a uniform cross-section waveguide, the central portion of the core having a greater index modulation than the periphery. By the same token, the peripheral material is still available for index modulation, and we have used that effect to produce several filters within the same fiber by modifying the coupling of light into the fiber. In Fig. 4 we show schematically the transmitted configurations corresponding to three different coupling situations. Each of these was used to produce a different filter, one after the other, in addition to a primary filter for which the transmitted configuration had the well-known aspect of the fundamental mode. In the case of Filter 3, coupling of the laser beam had been adjusted in such a way as to produce the same output configuration as the one obtained immediately after completion of Filter 1, so one is a continuation of the other at a higher power level.

Note that in this case the reflectivity reaches a higher value in a shorter growth time than for Filters 2 and 4 at an equal power level. This shows that the growth of a filter is more rapid and reaches higher values when the initial reflectivity is already somewhat higher than the basic Fresnel reflection.

Finally, it appears, from the various experiments conducted so far, that the photoinduced reflectivity saturates to various levels, depending on the input power level. The data shown in Table 1 are representative of the general trend of our experiments. Because of the internal heating effect discussed above, these results must be regarded as preliminary, and a better-controlled series of experiments designed to get around the internal heating problem is currently being conducted. Nevertheless, the existence of an observed saturation effect must now be taken into account in the growth model previously proposed.² According to this model, the time rate of change of the contradirectional mode-coupling factor Γ , which is proportional to the amplitude of the index perturbation, is given by

$$\partial\Gamma/\partial t = \alpha|E_1||E_2|, \quad (1)$$

where E_1 and E_2 are the complex amplitudes of the contradirectional waves and α is a constant related to the degree of photosensitivity of the medium. The final distribution of Γ along the axis of the fiber permits the final reflectivity to be calculated:

$$R = th^2 \int_0^L \Gamma(z) dz. \quad (2)$$

This shows that, for a fiber of a given length, the final reflectivity does not depend on the coupled power level; only the growth time depends on it. It is thus necessary

FILTER	OUTPUT CONFIGURATION	INCIDENT POWER (mW)	FINAL REFLECTIVITY (%)	GROWTH TIME (MIN)
1		10	16	6
2		35	37	2.5
3		35	44	1
4		35	37	2

Fig. 4. Construction characteristics of four filters in the same fiber. Note: Sketches in column 2 show the general shape of the transmitted laser beam.

Incident Power (mW)	Reflectivity R_B (%)
5	30
35	37
67	44

to modify Eq. (1) to introduce a threshold and/or saturation factor. Experiments are under way to establish the kind of correction needed for Eq. (1).

In conclusion, the study of photosensitivity in optical fibers requires a good deal of thermal and mechanical stability. The internal heating of the fiber that is due to absorption of energy is a serious nuisance when the fiber is exposed suddenly to an intense laser beam. This effect is particularly undesirable for the investigation of saturation levels of reflectivity. To get around this problem it is necessary to preheat the fiber at the desired power level while preventing the formation of a standing wave by matching the output end of the fiber. Our work shows that it is possible to grow several filters within the same fiber by changing the light-coupling conditions in the core. This result indicates that the index modulation takes place where the power density is higher, close to the core axis in the case of the fundamental mode. This is in agreement with our fundamental hypothesis in Eq. (1).

This research was supported by the Canadian Department of Communications under contract OSU80-00177.

References

1. K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection filter fabrication," *Appl. Phys. Lett.* **32**, 647 (1978).
2. J. Bures, J. Lapierre, and D. Pascale, "Photosensitivity effect in optical fibers: a model for the growth of an interference filter," *Appl. Phys. Lett.* **37**, 860 (1980).
3. D. K. W. Lam and B. K. Garside, "Characterization of single-mode optical fiber filters," *Appl. Opt.* **20**, 440 (1981).
4. A. M. Glass, "The photorefractive effect," *Opt. Eng.* **17**, 470 (1978).
5. J. Lapierre, J. Bures, and D. Pascale, *Opt. Commun.* (to be published).
6. No apparent degradation has been observed over a period of at least one month.



CDT
Centre de
Développement
Technologique
École Polytechnique
de Montréal

- 44 -

ANNEXE IV

COPIE DU MANUSCRIPT DE LA PUBLICATION

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

Soumise à la revue Applied Optics le 23 Février 1982.

- 45 -

REFLECTEUR DE BRAGG INDUIT PAR PHOTSENSIBILITE
DANS UNE FIBRE OPTIQUE: MODELE DE CROISSANCE
ET REPOSE EN FREQUENCE.

par

Jacques BURES, Suzanne LACROIX

et Jean LAPIERRE

Département de génie physique

Ecole Polytechnique

C.P. 6079

Succursale A

Montréal H3C 3A7

Québec, Canada

ABSTRACT

We have developed a theoretical model 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 of 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 étroite³⁻⁶. 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 (I.F.P.) à faible contraste. Le phénomène est amorcé comme suit: l'onde stationnaire qui s'établit entre les 2 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 MHz.

La nature microscopique du mécanisme responsable de la formation du filtre n'est pas connue; cependant, on observe que le coefficient de photosensibilité croît avec la concentration de germanium dans la silice du noyau. 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.

La réalisation et la caractérisation de tels filtres demandent des conditions expérimentales très strictes^{3,7}: 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 GHz⁸. Une autre méthode consiste à conserver la longueur d'onde optique de création du filtre et à faire varier le pas du réseau soit par étirement mécanique⁴ 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 MHz⁹.

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 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^{10,11} 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'I.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

$$\epsilon'(z) = \epsilon + \Delta\epsilon(z) \cos(k_{\epsilon} z + \phi). \quad (1)$$

$\epsilon'(z)$ et ϵ sont respectivement les constantes diélectriques perturbée et non perturbée, $\Delta\epsilon(z)$ une distribution quelconque de l'amplitude de perturbation ($\Delta\epsilon/\epsilon \ll 1$), $2\pi/k_{\epsilon}$ le pas de la structure périodique et ϕ 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

$$E(z,t) = \{ E_1(z)e^{-jkz} + E_2(z) e^{jkz} \} e^{j\omega t}, \quad (2)$$

où k est la constante de propagation et $E_1(z)$ et $E_2(z)$ 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 $k = k_e/2$. En dehors de la résonance on définit le désaccord en fréquence par

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

En supposant les variations des enveloppes E_1 et E_2 très lentes devant les termes de phase $e^{\pm jkz}$, les équations de Maxwell appliquées au champ $E(z,t)$ conduisent aux équations différentielles bien connues de la théorie des ondes couplées¹⁰⁻¹²

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

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

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

En posant

$$E_1(z) = |E_1(z)| e^{j\gamma_1(z)}$$

$$E_2(z) = |E_2(z)| e^{j\gamma_2(z)}, \quad (6)$$

on définit le coefficient local de réflexion

$$r(z) = \frac{E_2(z) e^{jkz}}{E_1(z) e^{-jkz}} = |r(z)| e^{j\chi(z)} \quad (7)$$

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

$$\left\{ \begin{array}{l} d|r|/dz = \Gamma [1-|r|^2] \sin(\chi - \phi - k_\epsilon z) \quad (9a) \\ d\chi/dz = k_\epsilon + 2\delta + \Gamma \left[\frac{1}{|r|} + |r| \right] \cos(\chi - \phi - k_\epsilon z). \quad (9b) \end{array} \right.$$

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

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

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'I.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, I.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 éqs. (7), (10) et (11)

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

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 $e^{j\omega t}$, 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

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

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 $\chi - \phi - k_{\epsilon} z = \pm \pi/2$ à $2m\pi$ 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

$$\chi(z) = k_{\epsilon} z + \phi - \pi/2 \quad , \quad (15)$$

d'où l'on tire, compte tenu de la nature de la réflexion en $z = 0$,

$$\phi = \pi/2 \quad ,$$

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 uniformément nul.

Nous avons simulé numériquement l'évolution de la croissance d'un filtre pour les valeurs suivantes des paramètres: intensité incidente unitaire, $a_0 = a_1 = .2$ (réflexion air-verre), longueur de la fibre $L = 1\text{m}$ et $\alpha = .07$ (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 article⁵, $R(t)$ 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 donnés par les éqs.(13). Notons que la croissance de R dépend de l'état de phase de l'I.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'I.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 ($t = 30$ s). 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 éqs.(13)

$$\begin{aligned} D(-L) &= 1 - |E_1(-L)|^2 = R - |E_2(-L)|^2 \\ &= (R - |r(-L)|^2) / (1 - |r(-L)|^2) \end{aligned} \quad (17)$$

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 ordre¹³. 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 ψ ($\psi = 0, \pi/2, \pi$) et à quatre instants de la croissance ($t = 10, 30, 50$ et 110 s). 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 distribuées due à la structure périodique et localisée de l'I.F.P.: dans notre modèle à période spatiale fixe, le réseau de Bragg considéré seul donne toujours une réponse en fréquence symétrique¹¹, alors que pour l'I.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

tions 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 n° 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, Optics 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, edited by B. Bendow and S.S. Mitra, 185 (1981).
- 7 . J. Lapierre, J. Bures and G. Chevalier, Optics Lett., 7, 37, (1982).
- 8 . D. K.W. Lam and B.K. Garside, Appl. Optics, 20, 440 (1981).
- 9 . J. Lapierre, J. Bures et D. Pascale, Optics Comm., 40, 95 (1981).
10. A. Yariv, IEEE J. Qu. Elect. QE-9, 919 (1973)

11. H. Kogelnik, The Bell Syst. Techn. J., 55, 1109 (1976).
12. C.F. Quate, C.D.W. Wilkinson, and D.K. Winslow, Proc. IEEE 53,
1604 (1965).
13. M. Abramowitz and I.A. Stegun, Handbook of Mathematical Functions,
Dover Publications Inc., N.Y.

Légende des figures

Figure (1) - Evolution du coefficient de réflexion du filtre en fonction du temps pour trois valeurs de l'état de phase de l'I.F.P.

Figure (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'I.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):

Figure (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'I.F.P. Les positions des faces avant et arrière de la fibre sont indiquées comme sur la fig. (2).

Figure (4) - Réponse en fréquence du filtre en quatre instants de la croissance pour un état de phase particulier de l'I.F.P. $\psi = 0$. 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.

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

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

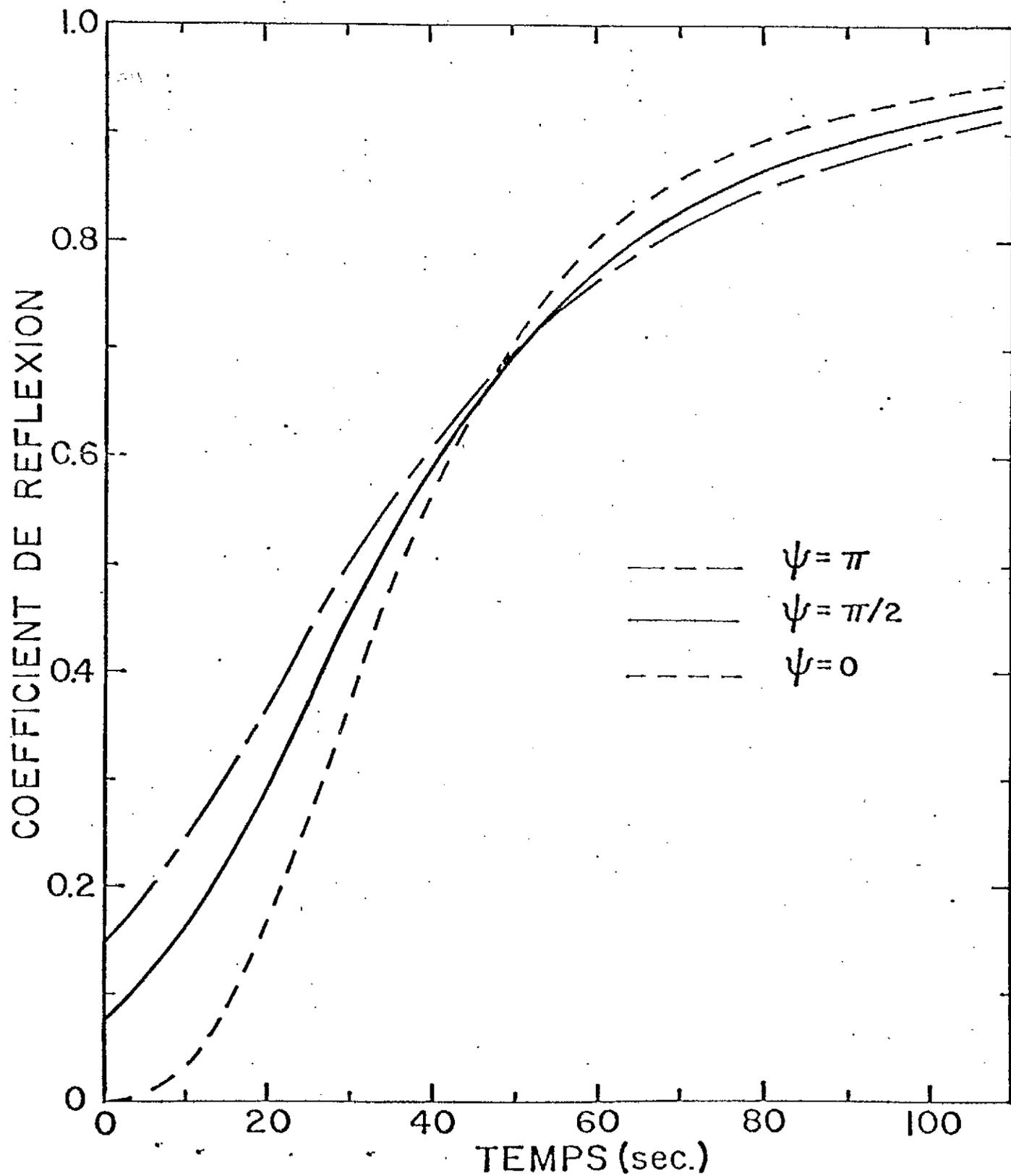
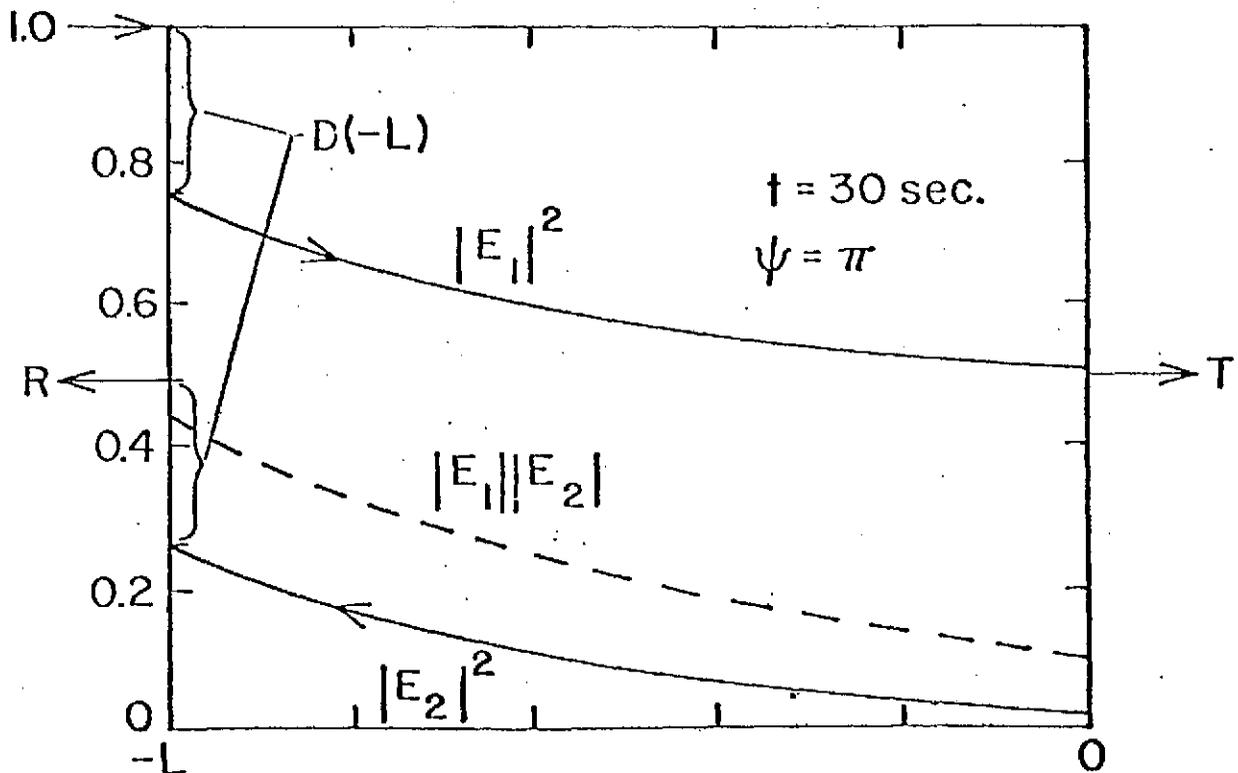
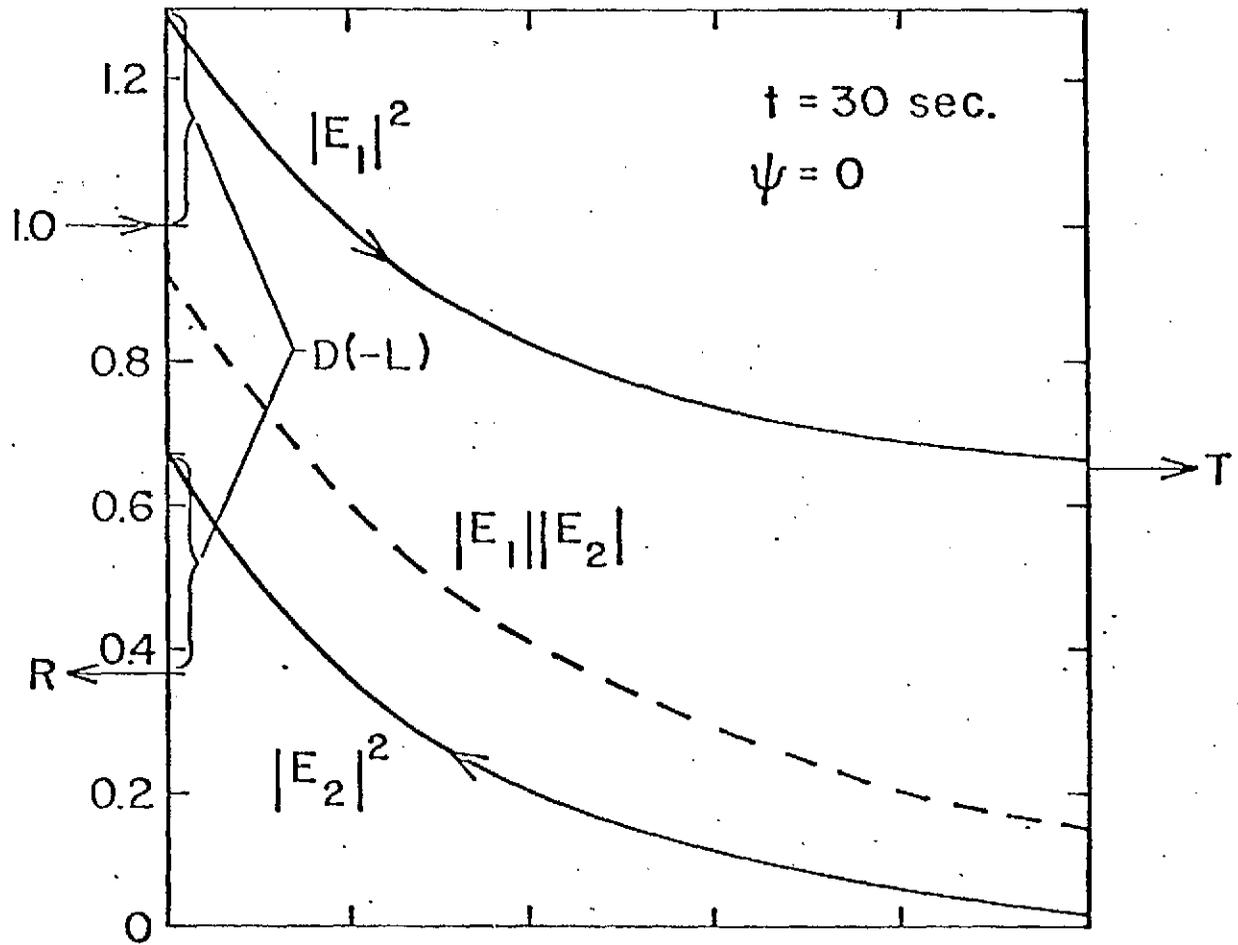


Figure 1
Bures et al.



AXE DE LA FIBRE

Figure 2
Bures et al.

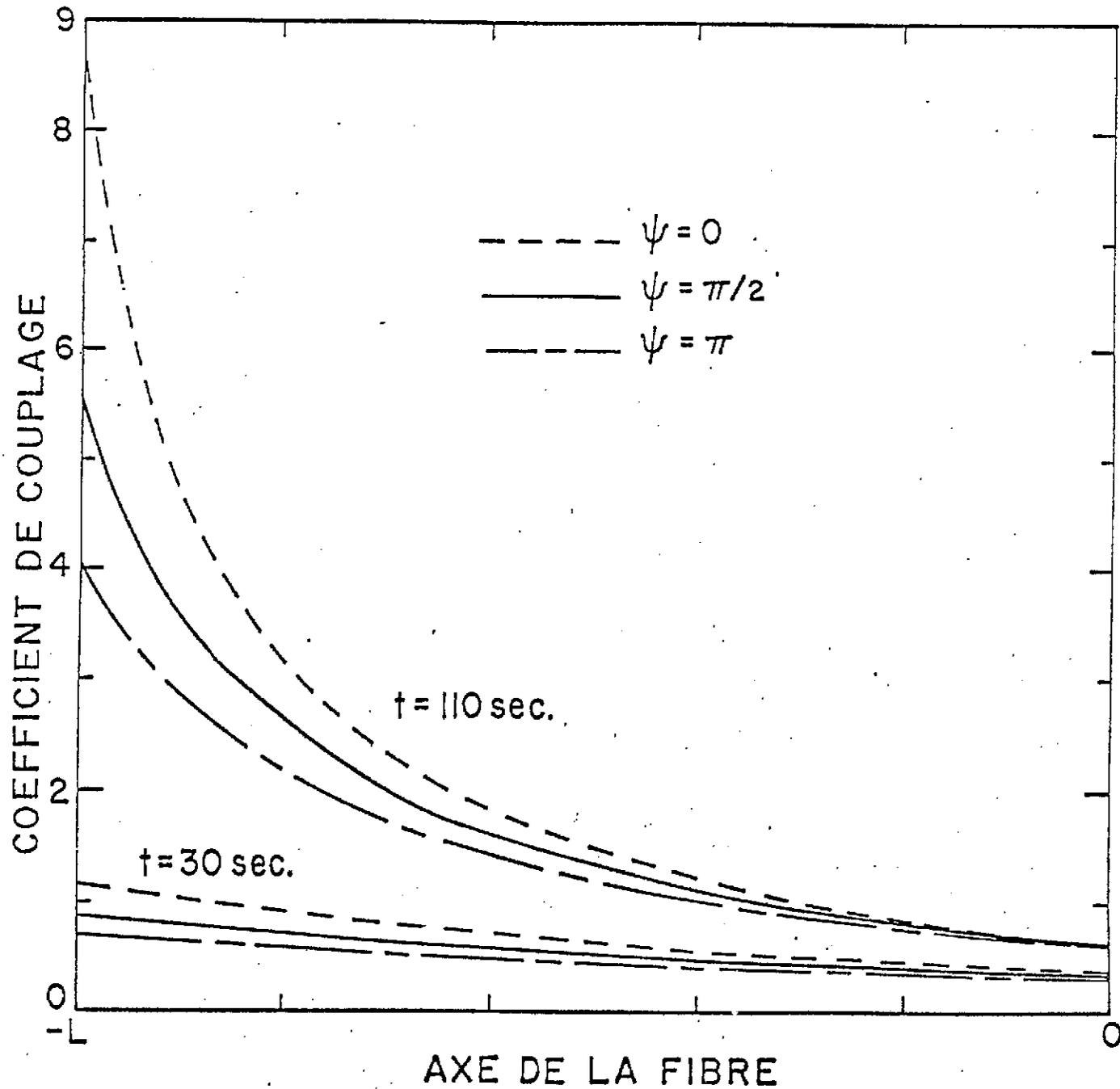


Figure 3

Bures et al.

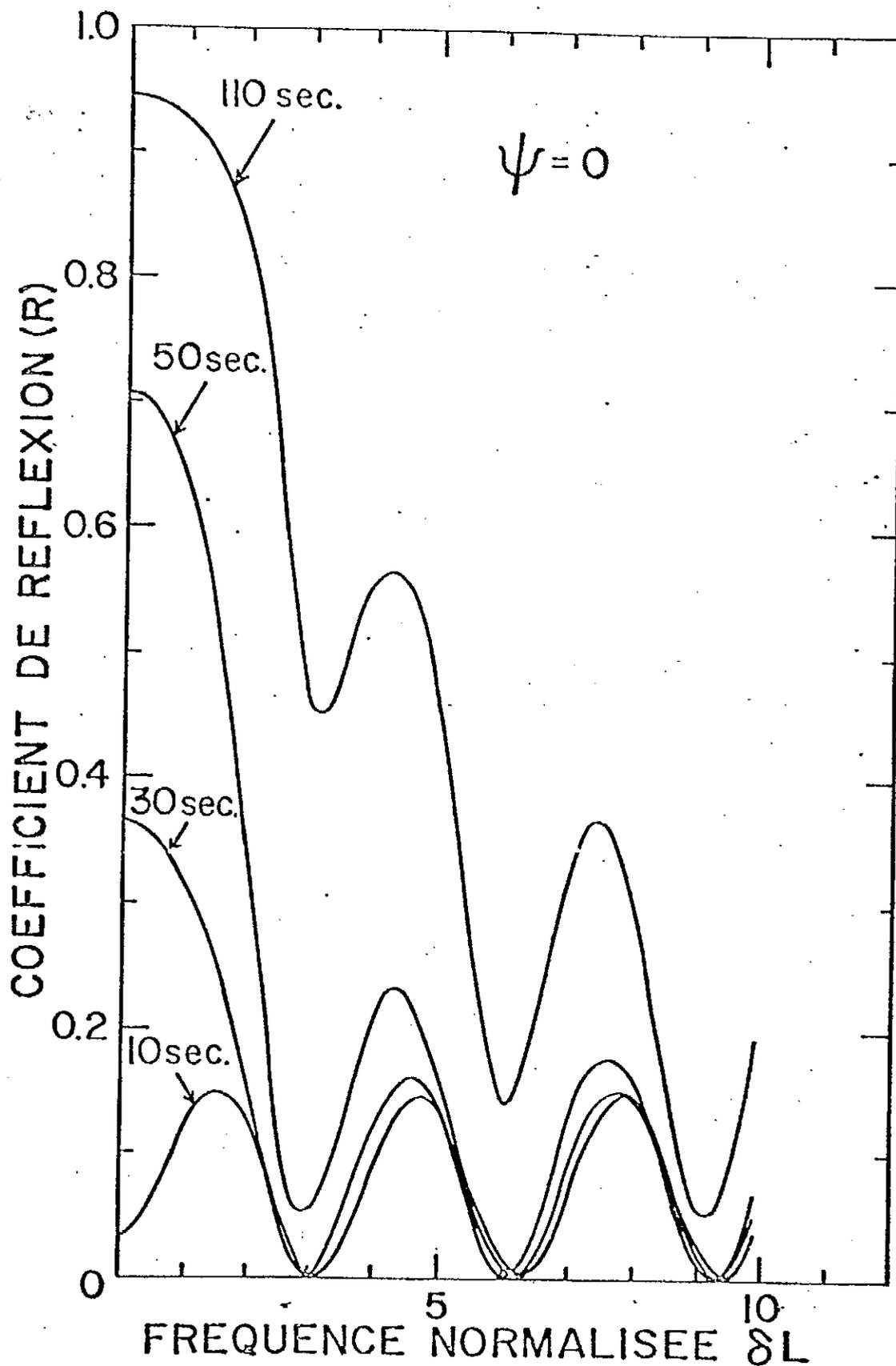


Figure 4
Bures et al.

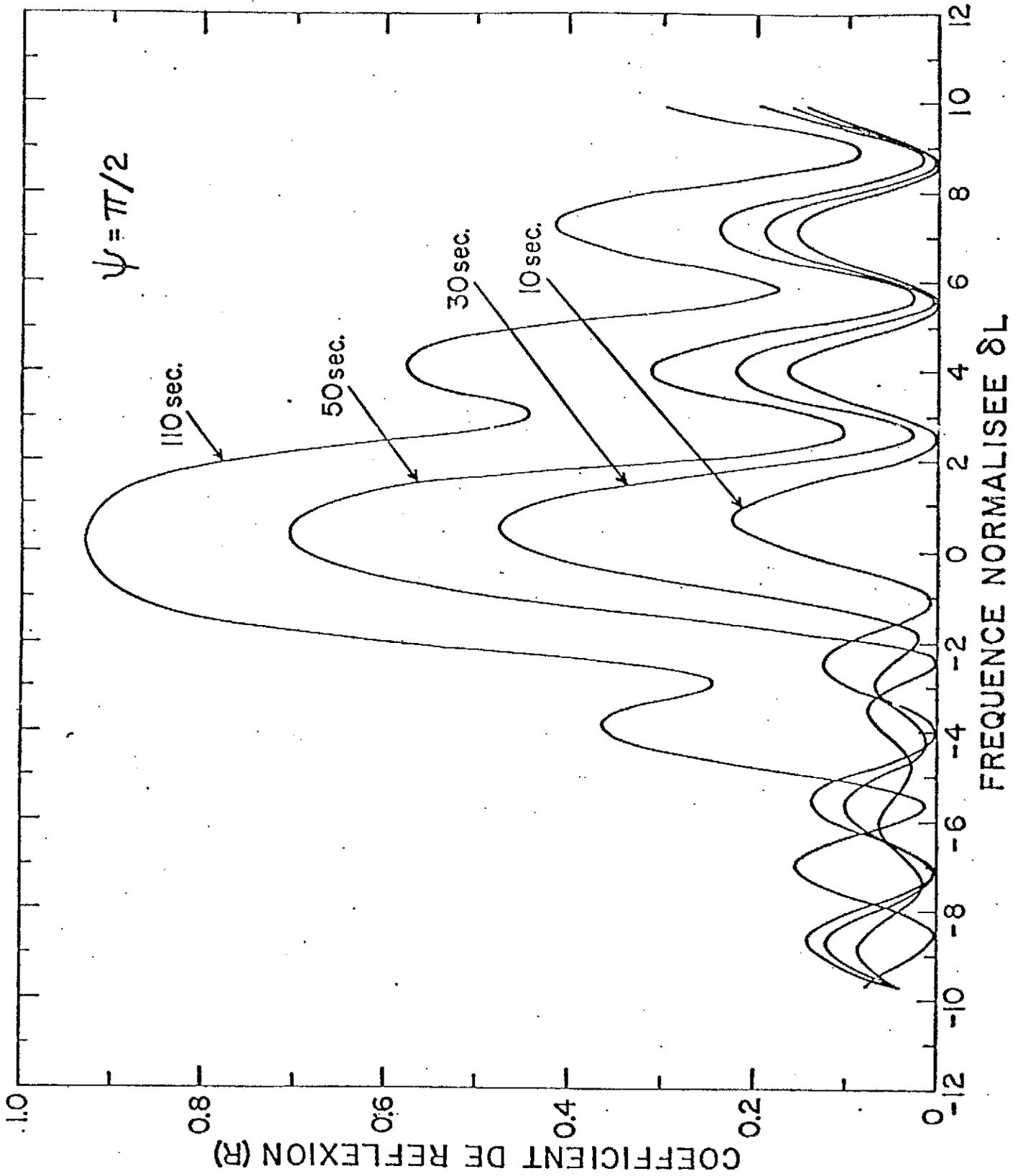


Figure 5

Bures et al.

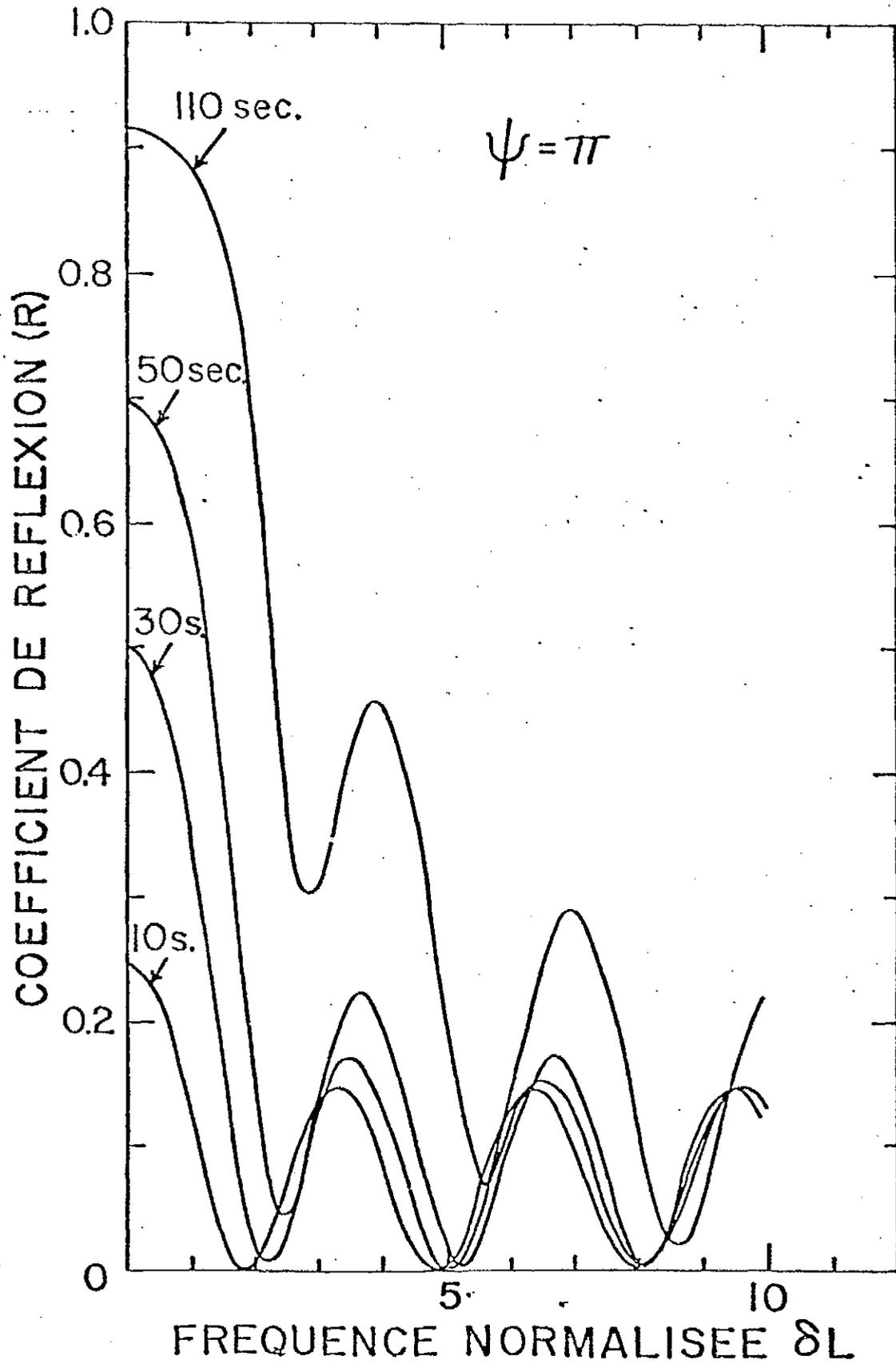


Figure 6

Bures et al.

