

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

**RÉALISATION DE COMPOSANTS TOUT-FIBRE:
COUPLEUR 1X3 ET JONCTION Y**

**HÉLÈNE PLOURDE
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE ET DE GÉNIE DES MATÉRIAUX
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL**

**MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLOME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
MAI 1999**

© Hélène Plourde, 1999.



**National Library
of Canada**

**Acquisitions and
Bibliographic Services**

**395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada**

**Bibliothèque nationale
du Canada**

**Acquisitions et
services bibliographiques**

**395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada**

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-53596-7

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

RÉALISATION DE COMPOSANTS TOUT-FIBRE:
COUPLEUR 1X3 ET JONCTION Y

présenté par: PLOURDE Hélène
en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées
a été accepté par le jury d'examen constitué de:

M. BURES Jacques, Ph.D., président
M^{me} LACROIX Suzanne, Ph.D., membre et directrice
M. DAXHELET Xavier, Ph.D, membre.

REMERCIEMENTS

Madame Suzanne Lacroix et monsieur Jacques Bures pour le soutien matériel et financier qui ont rendu possible ce mémoire. Je remercie aussi Denis Ricard et Arnaud Simond pour le soutien technique lorsque j'ai débuté ce travail. Je remercie Xavier Daxhelet et Shou Yuanxin pour avoir répondu à mes questions. Je remercie monsieur Yvon Lemire pour son soutien technique.

RÉSUMÉ

L'utilisation de fibres optiques de télécommunication permet la réalisation de composants tout-fibre présentant des propriétés optiques différentes, ce qui autorise leur emploi dans diverses applications. Le coupleur 2x2 est le composant tout-fibre habituellement utilisé. Cependant, dans certaines applications, il pourrait être remplacé par un coupleur 1x3 ou une jonction Y afin d'en améliorer leurs performances. Le coupleur 1x3 se comporte de façon similaire, pour une certaine condition d'excitation, au coupleur 2x2 et dans certain cas, il peut réduire le nombre de composants utilisés. Il y a peu de publications concernant le coupleur 1x3 et tous proposent le modèle des équations couplées pour déterminer les applications possibles. Ce modèle ne s'applique plus lorsque la structure est étirée et il est nécessaire d'avoir un modèle théorique adéquat afin de concevoir de nouvelles applications. La comparaison entre les résultats obtenus par la théorie des supermodes locaux couplés, développée par l'équipe du Laboratoire de Fibre Optiques, et les résultats expérimentaux confirme la validité du modèle théorique. Par contre, la méthode de développement en série de modes utilisée pour le calcul des champs n'est pas suffisamment précise dans le cas des coupleurs 1x3 peu étirés. Nous avons réalisé un coupleur 1x3 présentant des pertes d'insertion inférieures à 0.1 dB.

La jonction Y est un composant achromatique essentiellement utilisé comme diviseur de puissance dans les réseaux locaux. Le procédé de fabrication consiste en l'étirage du composant tout-fibre fabriqué à partir d'une demi-fibre effilée et d'un demi-coupleur 2x2 fusionnés ensemble. La distribution du mode fondamental de la demi-fibre effilée permet le couplage de sa puissance uniquement au supermode SLP_{01} du coupleur 2x2, ce qui est démontré par le calcul théorique du recouvrement des modes fondamentaux des guides utilisés. La faisabilité de ce composant n'a pas encore été démontré et les difficultés sont d'ordres mécaniques, car il est nécessaire d'effectuer des clives de bonne qualité et de réaliser la fusion des demi-composants dans les conditions optimums qui sont dépendantes des possibilités de la fusionneuse utilisée. La fusionneuse de marque Siecor utilisée pour la fusion des demi-composants ne permet pas la modification des paramètres de fusion d'où l'impossibilité d'obtenir les conditions optimums. Les pertes typiques des jonctions Y réalisées pour une longueur d'onde de

1550 nm, sont de 1dB et la variation de la puissance sur le spectre se situant dans l'intervall 1250-1600 nm est de 0.9 dB.

ABSTRACT

Using telecommunication optics fibers enables the realization of fiber optic components presenting different optical properties which authorizes their use in various applications. The 2x2 coupler is the fiber optic component generally used, however, in certain applications it could be replaced by a 1x3 coupler or a Y junction in order to improve their performances. The 1x3 coupler behaves similarly, for a peculiar excitation condition, as the 2x2 coupler and in certain cases the number of components used may be reduced. Little has been published concerning the 1x3 coupler and everyone suggests the coupling equations model to determine the possible applications. This model is no longer applicable when the structure is stretched and it is necessary to have an adequate theoretical model in order to conceive new applications. The comparison between the theoretical results of local coupling supermodes, developed by the Fiber Optics Laboratory team and the experimental results confirms the validity of the theoretical model. However, the fiber mode expansion method used for the scalar field calculations is not adequate for the 1x3 couplers. We realize 1x3 couplers with excess loss lower than 0.1 dB.

The Y junction is an achromatic component essentially used as a power divisor in the local networks. The fabrication process consists in stretching the fiber optic component fabricated by fusion of a half-taper and a half 2x2 coupler. The half-taper fiber fundamental mode distribution allows the coupling of its power solely in the 2x2 coupler's SLP_{01} supermode for the $ITR < 0.3$, which is, demonstrated by theoretical calculations. The feasibility of this component has not yet been demonstrated and the difficulties are mechanical because it is necessary to make good quality clives and to realize the half component fusion in optimal conditions which depend on the possibilities of the used splicer. The Siecorm splicer used for the half components fusion does not allow fusion parameters modification therefore, it is impossible to obtain optimal conditions. Typical losses of realized Y junction whose ITR is inferior to 0.3 for a 1500 nm wavelength are 1 dB and the spectral response, between 1250 - 1600 nm, shows a 1.5 dB variation.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
LISTE DES ANNEXES	x
LISTE DES FIGURES	xi
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xv
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1: Interféromètres modaux	4
1.1: Guide d'onde optique cylindrique	5
1.2: Propriétés optiques d'une fibre effilée	9
1.2.1: Théorie des modes locaux couplés	9
1.2.2: Critère d'adiabaticité	12
1.3: Propriétés optiques et physiques des coupleurs	14
1.3.1: Méthodes de calcul des modes d'un coupleur	14
1.3.2: Propriétés optiques	15
1.3.3: Profil transversal des coupleurs	17
1.3.4: Profil longitudinal des coupleurs	18
CHAPITRE 2: Coupleur 1x3	22
2.1: Propriétés optiques	23
2.2: Simulation numérique	25
2.3: Résultats expérimentaux	31
2.4: Difficultés techniques	37
CHAPITRE 3: Jonction Y	39
3.1: Pertes extrinsèques théoriques	41
3.1.1: Propriétés optiques des coupleurs 2x2 et de la jonction Y	41

3.1.2: Recouvrement parfait	43
3.1.3: Recouvrement avec décalage transversal des guides	47
3.1.4: Clives non perpendiculaires.....	51
3.1.5: Recouvrement avec guides de diamètres différents	54
3.2: Résultats expérimentaux	55
3.2.1: Aspect physique et adiabaticité d'une jonction Y	56
CONCLUSION.....	64
BIBLIOGRAPHIE.....	66

LISTE DES ANNEXES

Annexe A: Caractéristiques de la fibre corning SMF-28™	70
Annexe B: Fabrication des interféromètres tout-fibre	71
Annexe C: Normalisation	79
Annexe D: Profil transversal théorique d'un coupleur 1x3	81

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Orientation de la fibre par rapport au système d'axes utilisé.	5
Figure 1.2	Modélisation d'une fibre effilée.	9
Figure 1.3	Interféromètre de Mach-Zehnder.	13
Figure 1.3	Schéma coupleur 1xN linéaire.	15
Figure 1.4	Profil transversal d'un coupleur 1x3 pour différents degrés de fusion.	18
Figure 1.5	Profil longitudinal théorique d'une fibre effilée.	20
Figure 2.1	Supermodes du coupleur 1x3 pour différentes valeurs du degré de fusion et du TRI.	24
Figure 2.2	Disposition des fibres correspondant aux équations 2.1.1 et 2.1.2.	24
Figure 2.3	Transmission théorique d'un coupleur 1x3 non adiabatique. La branche principale est la fibre centrale.	26
Figure 2.4	Transmission théorique d'un coupleur 1x3 adiabatique. La branche principale est la fibre centrale.	27
Figure 2.5	Distribution de la puissance entre les supermodes d'un coupleur 1x3 non adiabatique. La branche principale est la fibre centrale.	27
Figure 2.6	Transmission théorique d'un coupleur 1x3 nonadiabatique. La branche principale est une fibre latérale.	28
Figure 2.7	Distribution de la puissance des supermodes d'un coupleur 1x3 non adiabatique. La branche principale est une fibre latérale.	29
Figure 2.8	Réponse spectrale normalisée d'un coupleur 1x3. La branche principale est la fibre centrale avec $L = 23.2$ mm et $TRI = 0.27$	29
Figure 2.9	Réponse spectrale normalisée d'un coupleur 1x3. La branche principale est une fibre latérale avec $L = 21$ mm et $TRI = 0.27$	30
Figure 2.10	Réponse spectrale normalisée d'un coupleur 1x3. La branche principale est la fibre centrale avec $L = 26.58$ mm et $TRI = 0.23$	30
Figure 2.11	Profil transversal d'un coupleur 1x3.	32
Figure 2.12	Transmission expérimentale d'un coupleur 1x3 non-adiabatique. La branche principale est la fibre centrale.	32

Figure 2.13	Transmission expérimentale d'un coupleur 1x3 non-adiabatique. La branche principale est la fibre latérale.....	33
Figure 2.14	Réponse spectrale expérimentale d'un coupleur 1x3. La branche d'entrée est la fibre centrale avec $L = 23.1$ mm et $TRI = 0.2$	35
Figure 2.15	Réponse spectrale expérimentale d'un coupleur 1x3. La branche d'entrée est une fibre latérale avec $L = 23.1$ mm et $TRI = 0.2$	35
Figure 2.16	Réponse spectrale expérimentale d'un coupleur 1x3. La branche d'entrée est la fibre centrale avec $L = 30$ mm et $TRI = 0.14$	36
Figure 2.17	Coupe transversale du porte fibre dégainée.....	37
Figure 3.1	Jonction Y.....	39
Figure 3.2	Mode fondamental d'une fibre effilée pour différentes valeurs du TRI.....	42
Figure 3.3	Les deux premiers supermodes d'un coupleur 2x2 pour différentes valeurs du degré de fusion et du TRI.....	43
Figure 3.4	Discontinuité du profil d'indice à l'épissure d'une jonction Y.....	44
Figure 3.5	Recouvrement de SLP01 et LP01 pour deux différentes discrétisations de l'espace.....	45
Figure 3.6	Recouvrement du mode fondamental de la fibre effilée avec les sept premiers supermodes d'un coupleur 2x2. Les champs sont discrétisés avec 150 points.....	46
Figure 3.7	Décalage des guides à l'épissure d'une jonction Y.....	47
Figure 3.8	Système d'axe utilisé pour décrire un coupleur 2x2.....	48
Figure 3.9	Recouvrement des modes LP01 et SLP01 en fonction du TRI. Les champs sont discrétisés avec 150 points.....	48
Figure 3.10	Recouvrement des modes LP01 et SLP21 en fonction du TRI. Les champs sont discrétisés avec 150 points.....	49
Figure 3.11	Recouvrement des modes LP01 et SLP02 en fonction du TRI. Les champs sont discrétisés avec 150 points.....	49
Figure 3.12	Recouvrement des modes LP01 et SLP41 en fonction du TRI. Les champs sont discrétisés avec 150 points.....	50
Figure 3.13	Recouvrement des modes LP01 et SLP12 en fonction du TRI. Les champs sont discrétisés avec 150 points.....	50

Figure 3.14	Clives non perpendiculaires à la direction de propagation.....	52
Figure 3.15	Recouvrement des champs pour un angle de 2θ en fonction du TRI.	53
Figure 3.16	Recouvrement des champs pour un angle de 4θ en fonction du TRI.	53
Figure 3.17	Recouvrement des modes LP01 et SLP01 en fonction du TRI lorsque le diamètre de la fibre est inférieure de 5% à celui du coupleur.....	54
Figure 3.18	Recouvrement des modes LP01 et SLP21 en fonction du TRI lorsque le diamètre de la fibre est inférieur de 5% à celui du coupleur.....	55
Figure 3.19	Profil longitudinale d'une jonction Y après étirage.....	57
Figure 3.20	Courbe d'étirage d'un coupleur 2x2.....	58
Figure 3.21	Courbe d'étirage d'une fibre effilée.....	59
Figure 3.22	Transmission d'une jonction Y en fonction de l'étirage.....	60
Figure 3.23	Transmission d'une jonction Y en fonction.....	61
Figure 3.24	Réponse spectrale d'une jonction Y.....	61
Figure 3.25	Discontinuités observées à la suite de l'étirage d'une jonction Y.....	62
Figure A.1	Coupe transversal et profil d'indice de la fibre SMF-28™.....	70
Figure B.1	Schéma du montage d'étirage.....	72
Figure B.2	Schéma des supports de fibres amovibles.....	73
Figure B.3	Schéma du porte microtorches.....	74
Figure B.4	Schéma du système d'alimentation des gaz.....	75
Figure B.5	Système de caractérisation optique.....	76
Figure B.6	Système de caractérisation physique.....	77
Figure B.7	Structure biconique d'un coupleur 1x3.....	78
Figure D.1	Profil transversal théorique d'un coupleur 1x3 calculé par François Gonthier ref[19].....	81

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

A_{∞}	Section transverse infinie.
C_{mn}	Coefficient de couplage entre le $m^{\text{ième}}$ et $n^{\text{ième}}$ mode ou supermode.
$\bar{C}_{mn}$	Coefficient de couplage normalisé entre le $m^{\text{ième}}$ et $n^{\text{ième}}$ mode ou supermode.
d	Pourcentage du décalage entre deux guides optiques.
$\vec{e}_t$	Champ électrique transverse d'un mode guidé.
e_z	Champ électrique longitudinal d'un mode guidé.
$\vec{E}$	Vecteur champ électrique.
E_z	Composante longitudinale du champ électrique.
$\vec{E}_t$	Vecteur champ électrique transverse.
$\vec{E}_{rad}$	Vecteur champ électrique de radiation.
f	Degré de fusion d'un coupleur.
$\vec{h}_t$	Champ magnétique transverse d'un mode guidé.
h_z	Champ magnétique longitudinal d'un mode guidé.
$\vec{H}$	Vecteur champ magnétique.
H_z	Composante longitudinale du champ magnétique.

$\vec{H}_t$	Vecteur champ magnétique transverse.
$\vec{H}_{rad}$	Vecteur champ magnétique de radiation.
l_f	Largeur totale d'une superstructure fusionnée et étirée.
l_o	Largeur totale d'une superstructure fusionnée.
k	Nombre d'onde.
L	Longueur d'un coupleur.
n	Indice de réfraction du milieu.
n_{go}	Indice de réfraction de la gaine.
n_{co}	Indice de réfraction du coeur.
n_{eff_j}	Indice effectif du $j^{ième}$ mode ou supermode.
N	Nombre de cycles du transfert de puissance complet des guides de sortie d'un coupleur.
$\hat{p}$	Vecteur unitaire de polarisation.
R	Recouvrement.
TRI	Taux de réduction inverse d'une structure effilée.
$\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$	Vecteurs unitaires longitudinaux.
z_{oi}	Centre du $j^{ième}$ guide d'onde cylindrique.

Z_B	Longueur de battement entre deux modes ou supermodes.
$\bar{\nabla}$	Opérateur gradient.
$\bar{\nabla}_t$	Opérateur gradient transverse.
β_j	Constante de propagation du $j^{ième}$ mode ou supermode.
ϵ_o	Constante diélectrique du vide.
λ	Longueur d'onde dans le vide.
μ_o	Perméabilité du vide.
ρ_{go}	Diamètre de la gaine optique.
ρ_{co}	Diamètre du cœur d'une fibre.
$\rho(z)$	Diamètre extérieur d'un guide optique.
ω	Fréquence optique $\times 2\pi$.

INTRODUCTION

La largeur de bande (50 MHz*km) et les faibles pertes (0.2 dB/km) des fibres optiques ont favorisé son introduction dans le domaine des télécommunications. Ces facteurs ont permis d'augmenter considérablement la quantité d'informations transmises sur de grandes distances. Les longueurs d'ondes utilisées pour le transport de l'information sont 1300 nm et 1550 nm. Ce choix est imposé par les propriétés optiques de la silice suivantes: une faible atténuation (1500 nm) et une minime dispersion (1300 nm) du signal pour ces longueurs d'onde. La demande croissante de l'industrie des télécommunications oblige l'expansion du réseau et il est nécessaire de développer des composants achromatiques ou démultiplexeurs compacts pouvant être utilisés pour la distribution locale.

Nous pouvons constater l'intérêt de la réalisation des composants achromatiques par la littérature qui propose plusieurs designs permettant l'équipartition de la puissance transmise pour le spectre se situant approximativement entre 1300 et 1550 nm ref[1-9]. Le premier composant achromatique tout-fibre ref[1] est un coupleur 2x2 asymétrique, ce design a également été réalisé avec les procédés de fabrication utilisés en opto-électronique ref[2-3]. L'utilisation de coupleurs asymétriques tout-fibre pour la réalisation d'un coupleur 8x8 achromatique en structure étoile ref[4] permet d'augmenter le nombre de ports de sortie mais les pertes d'insertion dépendent du port d'entrée utilisé et les dimensions de ce composant le rendent encombrant. Remplacer les coupleurs asymétriques par des jonctions Y réduirait les dimensions des structures en étoile. La jonction Y a déjà été réalisée, les pertes d'insertion sont de l'ordre de 1.5 dB sur le spectre situé entre 650-1000 nm ref[5]. Le procédé de fabrication utilisé pour la réalisation d'une jonction Y pourrait permettre la réalisation d'une jonction 1x4 achromatique en remplaçant le demi-coupleur 2x2 par un demi-coupleur 1x4 ref[6] afin d'obtenir un composant achromatique plus compact. Un autre type de composant achromatique ayant été élaboré au laboratoire des fibres optiques ref [7] est constitué de deux coupleurs symétriques 2x2 formant une structure de Mach-Zendher soustractive. Ce type de structure a également été réalisé avec les techniques utilisées en opto-électronique ref[8]. Un autre design proposé consiste à courber la région effilée d'un

coupleur 2x2 tout-fibre ref[9]. Les composants énumérés précédemment, à l'exception de la jonction Y, sont des interféromètres modaux et le taux de couplage est sensible aux fluctuations du spectre de la source et de la variation de la température, la jonction Y n'étant pas un interféromètre modal sera un composant achromatique plus stable. Un des objectifs de ce mémoire est de vérifier la faisabilité d'une jonction Y.

Un autre composant tout-fibre permet la diminution des dimensions et des pertes d'insertions des structures en étoile: c'est le coupleur 1x3, car il remplace 2 coupleurs 2x2 d'une structure en étoile ref[11]. Nous pouvons également envisager de remplacer les coupleurs 2x2 symétriques par des coupleurs 1x3 asymétriques dans les structures Mach-Zehnder débalancées afin d'obtenir des démultiplexeurs serrés en longueur d'onde qui pourraient être plus stables. L'équipartition de la puissance pour une ou deux longueurs d'onde et l'achromaticité de la transmission ont déjà été démontrées expérimentalement ref[12]. Une autre application possible est le gyroscope tout-fibre ou interféromètre de Sagnac ref[13-14] tout-fibre qui permet la détection des mouvements de rotation. Son mode de fonctionnement s'explique de la façon suivante: deux modes contradirectionnels de même amplitude se propagent dans une boucle formée en reliant les deux sorties latérales du coupleur. La variation de la différence de phase entre les modes est causée par un temps de parcours différent dans la boucle lorsqu'elle subit un mouvement de rotation dans le plan de la boucle. La sensibilité d'un gyroscope tout-fibre est supérieure lorsque ce dernier est réalisé avec un coupleur 1x3 car les puissances mesurées sont en quadratures, contrairement aux coupleurs 2x2 où il devient nécessaire d'introduire un déphasage non réciproque de $\pi/2$ ref[14-15] à l'une des fibres de sortie. La littérature propose d'autres applications ref[16-17] permettant le démultiplexage très serré en longueurs d'onde mais toutes utilisent la théorie des modes couplés entre les cœurs des guides individuels qui n'est plus valide lorsque la structure est suffisamment étirée car la dimension des cœurs devient alors négligeable. Le Laboratoire de Fibres Optiques possède un logiciel de simulation des courbes de transmission des coupleurs 2x2 utilisant la théorie des modes locaux couplés appliquée aux modes d'un coupleur qui sont calculés avec la méthode de série de modes. Les résultats sont excellents dans le cas des coupleurs 2x2. Ce projet de maîtrise a pour but de réaliser un coupleur 1x3 afin de comparer les résultats expérimentaux avec les courbes théoriques obtenues avec ce logiciel.

En premier lieu, il est essentiel de présenter les notions de bases se rattachant aux guides d'ondes optiques. Le chapitre 1 expose ces notions et se subdivise en trois parties: guides d'ondes cylindriques, propriétés optiques d'une fibre effilée et propriétés optiques et physiques des coupleurs.

Le chapitre 2 est consacré au coupleur 1×3 . Nous présentons d'abord ses propriétés optiques. Ensuite, les résultats obtenus par simulation numérique sont présentés, suivis des résultats obtenus expérimentalement. Pour terminer, ce chapitre nous énumérons les difficultés techniques rencontrées.

Le chapitre 3 est voué aux jonctions Y. Tout d'abord, nous discutons des propriétés optiques et ensuite, les résultats des calculs théoriques du recouvrement des modes sont présentés. En dernière partie de ce chapitre nous discutons des résultats expérimentaux ainsi que des difficultés techniques rencontrées. Finalement, nous terminons ce mémoire par une conclusion qui résume les résultats obtenus lors du travail effectué au laboratoire.

CHAPITRE 1: Interféromètres modaux

La partie expérimentale de ce projet de maîtrise a consisté à réaliser un coupleur 1x3 et une jonction Y. Pour réaliser les composants, nous avons utilisé le produit Single Mode Fiber-28 (SMF-28™) distribué par Corning Glass Inc. et présentant les mêmes caractéristiques que les fibres utilisées dans le réseau de télécommunication (énumérées en annexe A). Par conséquent, les composants sont parfaitement intégrables à ces réseaux.

Les composants sont réalisés par une fusion des fibres optiques unimodales suivie d'un étirage de la structure biconique. Les coupleurs et les fibres effilées sont des interféromètres modaux ref[18]. La région effilée est multimodale et permet l'interférence des modes qui sont excités à l'entrée de l'interféromètre. Le montage utilisé pour la fabrication des composants réalisés lors de ce projet est présenté à l'annexe C.

Le cas de la jonction Y, comme on le verra au chapitre 3, est un peu à part en ce sens qu'une jonction Y idéale ne fait intervenir qu'un seul mode (SLP_{01}). Il ne s'agit donc pas, à proprement parler d'un interféromètre modal. Cependant elle est constituée de deux éléments soudés et chacun d'entre eux est compris dans la classe générale des interféromètres modaux: la fibre effilée et le coupleur 2x2 symétrique. Un coupleur est dit symétrique si les guides utilisés pour sa fabrication ont un profil d'indice identique et cette caractéristique doit être maintenue lorsque le procédé de fabrication est terminé.

Avant d'introduire les propriétés optiques des interféromètres, qui sont le sujet de ce chapitre, il est nécessaire d'aborder la théorie de l'électromagnétisme de Maxwell utilisée pour déterminer les amplitudes des champs et les constantes de propagation reliées aux modes de propagation permis par un guide optique circulaire ref[18]. Nous verrons que le profil d'indice de la SMF-28™ permet l'utilisation de l'approximation scalaire ce qui simplifie la résolution du problème. Ensuite, nous abordons la théorie des modes locaux couplés ref[19] qui permet de connaître les

propriétés optiques d'une fibre effilée. Nous introduisons la théorie des supermodes locaux couplés ref[20] utilisée pour simuler la transmission des différents interféromètres modaux ou coupleurs, afin d'en déduire leurs propriétés optiques. En dernier lieu, nous présentons les modèles théoriques des profils transversaux et longitudinaux utilisés pour simuler la transmission des interféromètres modaux.

1.1: Guide d'onde optique cylindrique

Nous considérons une fibre à trois couches d'indice, tel qu'illustré à la figure 1.1. Premièrement nous allons établir les équations d'ondes vectorielles à partir des équations de Maxwell. Ensuite, nous allons simplifier ces équations par l'approximation scalaire qui est validée par le faible saut d'indice de la fibre utilisée.

La dépendance temporelle du champ électromagnétique $\exp(-i\omega t)$ est implicite et sera omise des équations. Les composantes complexes des champs électrique et magnétique peuvent être décomposées sur l'axe de propagation (z) et sur le plan transversal (x, y) du guide. La figure 1.1 montre l'orientation de la fibre par rapport au système d'axe utilisé.

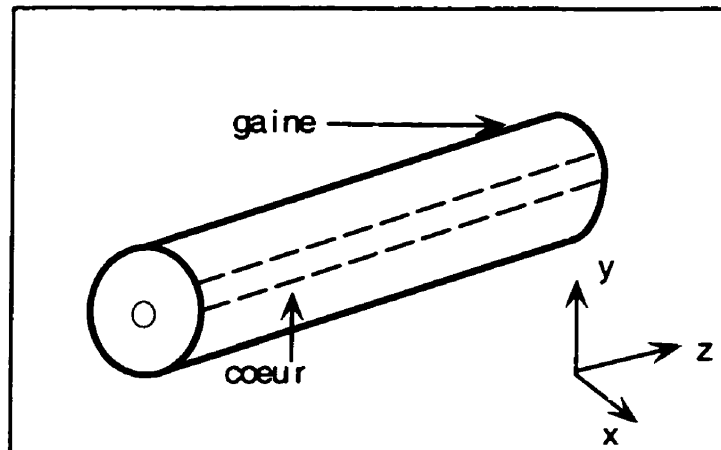


Figure 1.1: Orientation de la fibre par rapport au système d'axes utilisé.

Les composantes complexes du champ électromagnétique s'expriment comme suit:

$$\vec{E} = \vec{E}_t + \hat{z}E_z \quad (1.1.1)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_t + \hat{z}H_z \quad (1.1.2)$$

L'indice t indique la projection du champ sur le plan transversal et $\hat{z}$ est le vecteur unitaire parallèle à l'axe z . La constante diélectrique du vide (ϵ_o) et la perméabilité magnétique du vide (μ_o) sont reliées par $(\mu_o \epsilon_o) c^2 = 1$. Le nombre d'onde dans le vide est représenté par le symbole $k = \omega/c$ et n est l'indice de réfraction du milieu. La silice étant un diélectrique, les équations de Maxwell se simplifient de la façon suivante:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = i \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} k \vec{H} \quad (1.1.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -i \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} k n^2 \vec{E} \quad (1.1.4)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (n^2 \vec{E}) = 0 \quad (1.1.5)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (1.1.6)$$

Si l'on considère uniquement la composante longitudinale des deux premières équations précédentes nous obtenons les relations suivantes:

$$E_z = - \left(\frac{1}{i \omega \epsilon_o n^2} \right) \vec{\nabla}_t \cdot \vec{H} \quad (1.1.7)$$

$$H_z = \left(\frac{1}{i \omega \mu_o} \right) \vec{\nabla}_t \cdot \vec{E}_t \quad (1.1.8)$$

La connaissance des solutions des champs transverses est donc suffisante pour déterminer entièrement le champ électromagnétique puisque la composante longitudinale est obtenue par dérivation des champs transverses. En appliquant le

rotationnel aux équations 1.1.3 et 1.1.4 et à l'aide des équations 1.1.7 et 1.1.8 nous trouvons:

$$\vec{\nabla} \times (\nabla \times \vec{E}(x, y, z)) = k^2 n^2(x, y) \vec{E} \quad (1.1.9)$$

$$\left[\vec{\nabla} + k^2 n^2(x, y) \right] \vec{E}(x, y, z) = \vec{\nabla} [\vec{\nabla} \bullet \vec{E}(x, y, z)] \quad (1.1.10)$$

En considérant uniquement les composantes transverses nous obtenons les équations cherchées:

$$\left[\vec{\nabla} + k^2 n^2(x, y) \right] \vec{E}_t(x, y, z) = -\vec{\nabla}_t \left[\vec{E}_t(x, y, z) \bullet \vec{\nabla}_t \ln(n^2(x, y)) \right] \quad (1.1.11)$$

$$\left[\vec{\nabla} + k^2 n^2(x, y) \right] \vec{H}_t(x, y, z) = \vec{\nabla}_t \times \vec{H}(x, y, z) \times \vec{\nabla}_t \ln(n^2(x, y)) \quad (1.1.12)$$

Les solutions de ces équations sont les modes supportés par un guide d'onde présentant une géométrie cylindrique et l'amplitude des champs pour chacun ces modes est donnée par les expressions suivantes:

$$\vec{E}_t = \vec{e}_t(x, y) \exp(i\beta z) \quad (1.1.13)$$

$$\vec{H}_t = \vec{h}_t(x, y) \exp(i\beta z) \quad (1.1.14)$$

où β_j est la constante de propagation du $j^{\text{ième}}$ mode relié à l'indice effectif par:

$$n_{eff_j} = \frac{\beta_j}{k} \quad (1.1.15)$$

Le nombre de modes guidés, pour une longueur d'onde fixe, est limité. Les modes guidés et les modes de radiation, constituant les pertes, forment une base sur laquelle il est possible de décomposer le champ électromagnétique lequel peut s'exprimer de la façon suivante:

$$\vec{E}(x, y, z) = \sum_j^M a_j \vec{E}_j(x, y, z) + \vec{E}_{rad}(x, y, z) \quad (1.1.16)$$

$$\bar{H}(x, y, z) = \sum_j^M b_j \bar{H}_j(x, y, z) + \bar{H}_{rad}(x, y, z) \quad (1.1.17)$$

Une propriété importante des modes guidés est leur orthogonalité qui se définit mathématiquement par:

$\forall (i, j) \in \{1, \dots, M\}$ avec $i \neq j$:

$$\int_{A_\infty} (\hat{e}_j \times \hat{h}_i^*) \cdot \hat{z} dA = \int_{A_\infty} (\hat{e}_i^* \times h_j) \cdot \hat{z} dA = 0 \quad (1.1.18)$$

$$\int_{A_\infty} (E_{rad}^* \times h_i) \cdot \hat{z} dA = \int_{A_\infty} (e_i^* \times \bar{H}_{rad}) \cdot \hat{z} dA = 0 \quad (1.1.19)$$

où A_∞ est une section infinie perpendiculaire à l'axe de propagation du guide.

L'approximation scalaire s'applique lorsque la dimension du guide est beaucoup plus grande que la longueur d'onde, ou dans le cas suivant: $n_{co} \equiv n_{cl}$. Dans ce cas, le terme $\bar{\nabla}_t \ln(n^2(x, y))$ de l'équation d'onde vectorielle est négligeable et la projection du champ sur l'axe de propagation est négligeable devant les champs transversaux. Ainsi l'équation d'onde vectorielle devient:

$$(\nabla_t^2 + n^2(x, y)k^2 - \beta^2)\Psi(x, y) = 0 \quad (1.1.20)$$

et les diverses composantes du champ s'écrivent alors:

$$\bar{e}_t(x, y) = \Psi(x, y)\hat{p} \quad (1.1.21)$$

$$\bar{h}_t(x, y) = \frac{\beta}{k} \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} \Psi(x, y) \hat{z} \times \hat{p} \quad (1.1.22)$$

$$e_z(x, y) = 0 \quad (1.1.23)$$

$$h_z(x, y) = 0 \quad (1.1.24)$$

où $\hat{p}$ représente l'axe de polarisation ($\hat{x}$ ou $\hat{y}$). Les modes sont linéairement polarisés et sont nommés LP_{lm} . La nomenclature usuelle des modes linéairement polarisés est défini dans la ref[19].

1.2: Propriétés optiques d'une fibre effilée

Dans la section précédente nous avons présenté la théorie permettant de calculer les modes de propagation d'un guide optique circulaire faiblement guidant à saut d'indice invariant selon l'axe de propagation. La structure biconique obtenue à la suite de l'étirage d'une fibre conserve la symétrie circulaire, mais le profil d'indice est maintenant fonction de z et il devient nécessaire d'utiliser la théorie des modes locaux couplés pour connaître les paramètres des modes guidés.

1.2.1: Théorie des modes locaux couplés

L'approximation des modes locaux consiste à représenter la fibre effilée par une succession de guides d'une longueur ∂z et de profil d'indice $n(x,y,z_0)$ (figure 1.2) et de remplacer le mode local d'un guide par le mode du guide fictif infiniment long de même profil d'indice que celui du guide réel.

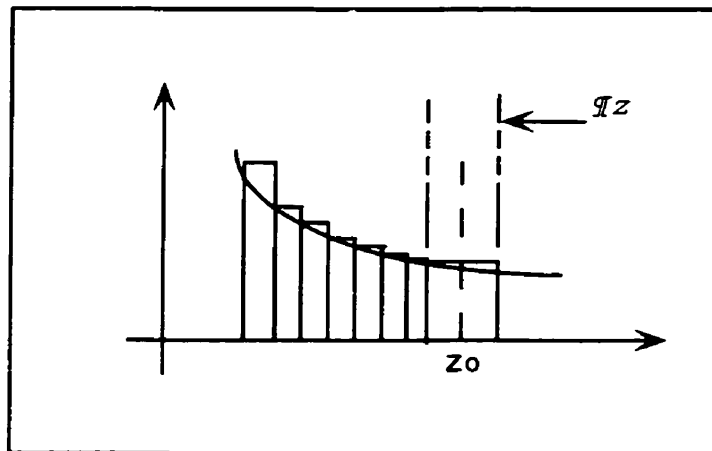


Figure 1.2 : Modélisation d'une fibre effilée.

La constante de propagation du $i^{ème}$ mode de la fibre effilée est maintenant fonction de z et sa phase $\alpha_i(z)$ s'obtient par l'intégrale des constantes de propagation des modes

locaux de chacun des j guides. La phase résultante s'obtient par le calcul de l'équation suivante:

$$\alpha_i(z) = \int_0^z \beta_j(z_0) dz_0 \quad (1.2.1)$$

L'ensemble de tous les modes de la fibre représentant une base complète, le champ local de la fibre effilée peut être représenté par une superposition linéaire de tous les modes guidés de la fibre. En considérant qu'il n'y a aucune réflexion le champ total $\Psi(x, y, z)$ s'écrit localement:

$$\Psi(x, y, z) = \sum_m b_m(z) \psi_m(x, y, \beta(z)) \quad (1.2.2)$$

où les $\psi_m(x, y, z)$ sont les modes individuels de la base et les $b_m(z)$ leurs composantes. La base locale des modes n'étant plus la même entre deux sections de guides adjacentes, il est nécessaire de considérer le couplage, ou le recouvrement, entre les modes des différents guides. C'est ce que l'on appelle la théorie des modes locaux couplés. La variation des composantes de l'équation 1.2.2 est décrite par la relation suivante ref[19-21]:

$$\frac{db_m}{dz} - i\beta_m b_m = \sum_n C_{mn} b_n \quad (1.2.3)$$

où C_{mn} est le coefficient de couplage et s'écrit ref[20]:

$$C_{mn}(z) = \frac{l}{2\sqrt{n_{eff_m} n_{eff_n}}} \frac{l}{\delta n_{eff}(z)} \frac{\int_{A_\infty} \psi_n(x, y, z) \psi_m(x, y, z) \frac{\partial n^2(x, y, z)}{\partial z} dA}{\sqrt{\int_{A_\infty} \psi_n^2(x, y, z) dA \int_{A_\infty} \psi_m^2(x, y, z) dA}} \quad (1.2.4)$$

où $\delta n_{eff}(z) = neff_m(z) - neff_n(z)$, $\frac{\partial n^2(x, y, z)}{\partial z}$, $neff_m(z)$ et $neff_n(z)$ sont respectivement la dérivée du carré de l'indice et les indices effectifs des modes m et n . Le coefficient de couplage sera important pour les conditions suivantes: modes voisins, modes de même symétrie et pour une structure dont la variation de l'indice de réfraction selon l'axe de propagation est importante.

Les termes $ib_m\beta_m$ d'oscillations rapides de l'équation 1.2.3 sont éliminés en effectuant le changement de variable suivant:

$$b_m(z) = a_m(0) \exp \left(i \int_0^z \beta_m(z') dz' \right) \quad (1.2.5)$$

et l'équation 1.2.3 devient:

$$\frac{da_m(z)}{dz} = \sum_n C_{mn}(z) a_n(z) \exp \left(-i \int_0^z \left(\beta_m(z') - \beta_n(z') \right) dz' \right) \quad (1.2.6)$$

Cette équation se résout numériquement et nécessite la connaissance du profil longitudinal de la fibre effilée qui est obtenu expérimentalement ou par un modèle théorique du profil. Comme la mesure précise du profil longitudinal est difficile et nécessite beaucoup de temps, il est d'usage d'utiliser un modèle théorique qui sera présenté à la section 1.3.4.

Lorsque la valeur du TRI (défini par le rapport $\rho(z)/\rho_o$ ou ρ_o est le rayon initial et $\rho(z)$ est le rayon réduit de la fibre) est inférieur à 0.4, le coeur ne guide plus la lumière. La gaine devient alors le coeur et le milieu extérieur devient la gaine du guide optique. Nous ne sommes plus dans les conditions de guidage faible si $n_{go} - n_{ext}$ est significatif, et il est alors nécessaire de considérer les effets de polarisation. Il est toujours possible d'utiliser l'équation d'onde scalaire et d'y apporter une correction aux constantes de propagation à l'aide des équations suivantes ref[19]:

$$\beta_x^2 = \beta^2 - \frac{\int_{A_\infty} \frac{\partial \Psi(x, y)}{\partial x} \Psi(x, y) \frac{\partial \ln^2(x, y)}{\partial x} dA}{\int_{A_\infty} \Psi^2(x, y) dA} \quad (1.2.7)$$

$$\beta_y^2 = \beta^2 - \frac{\int_{A_\infty} \frac{\partial \Psi(x, y)}{\partial y} \Psi(x, y) \frac{\partial \ln^2(x, y)}{\partial y} dA}{\int_{A_\infty} \Psi^2(x, y) dA} \quad (1.2.8)$$

1.2.2: Critère d'adiabaticité

Le critère d'adiabaticité dit de couplage négligeable ref[22-23], est basé sur un faible transfert de puissance entre les modes locaux. La longueur de couplage entre les modes définie par $1/C_{ml}$ doit être plus grande que la longueur de battement entre les deux modes considérés. Cette dernière est définie par:

$$Z_B = \frac{\lambda}{neff_m - neff_n} \quad (1.2.9)$$

le critère d'adiabaticité est donné par la relation suivante:

$$\left| \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right| = \left| \frac{1}{Z_B} \frac{1}{\bar{C}_{ml}} \right| \quad (1.2.10)$$

où $\bar{C}_{ml}$ est le coefficient de couplage normalisé:

$$\bar{C}_{mn} = C_{mn} / \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right) \quad (1.2.11)$$

Pour déterminer si une fibre effilée est adiabatique ou non, on trace les pentes de son profil longitudinal et les pentes limites du critère d'adiabaticité en fonction du taux de réduction inverse TRI ou en fonction de la fréquence normalisée. Lorsque la courbe des pentes de la fibre effilée passe par dessus les courbes définies par le critère, la fibre effilée n'est pas adiabatique. Les critères d'adiabaticité et les fibres effilées non-adiabatiques sont traités de façon approfondie dans les ref[22-23]

Les modes excités d'une fibre effilée, lorsque l'on injecte de la puissance dans le mode fondamental, sont tous à symétrie circulaire et sont notés LP_{0m} . Leur nombre dépend des pentes de la structure effilée. Une fibre effilée non-adiabatique admet le transfert de la puissance du mode fondamental vers les modes d'ordres supérieurs. Dans ce cas, il y a battement et interférence entre les modes lors de l'étirage et la transmission est une alternance de maxima et de minima qui sont prédis par l'interférométrie modale ref[24]. L'interférométrie modale modélise la fonction de la fibre effilée non-adiabatique comme un interféromètre de Mach-Zendher (figure 1.3).

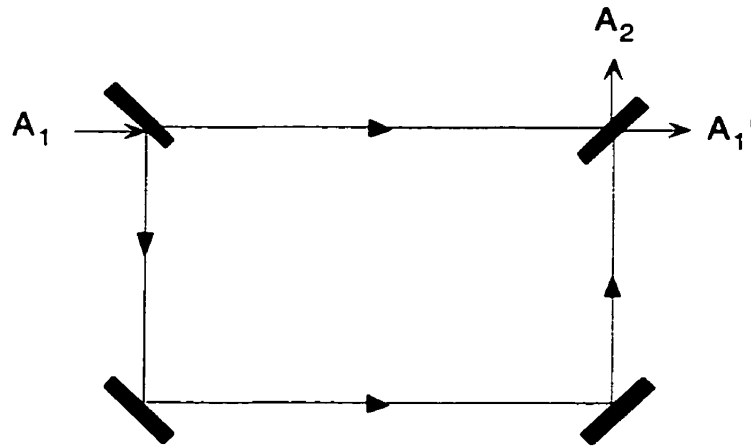


Figure 1.3:Interféromètre de Mach-Zehnder.

Le champ à l'entrée est séparé en plusieurs modes par couplage lesquels se déphasent dans la structure par un chemin optique différent tel que perçu par chaque mode. La puissance transmise dans le mode du coeur est:

$$I = \sum_j I_j + 2 \sum_j \sum_{i, i \neq j} I_j I_i \cos(\alpha_{ij}) \quad (1.2.12)$$

où I_j est la puissance du $j^{\text{ième}}$ mode et α_{ij} est le déphasage accumulé des modes i et j .

1.3: Propriétés optiques et physiques des coupleurs

1.3.1: Méthodes de calcul des modes d'un coupleur

Les modes guidés de la superstructure constituée des fibres fusionnées sont nommés supermodes pour les différencier de ceux des fibres individuelles et sont notés SLP_{lm} . Comme les modes guidés de tout guide, ils sont orthogonaux entre eux et avec le champ de radiation et sont caractérisés par leur constante de propagation à l'entrée et à la sortie du coupleur. Les propriétés optiques des coupleurs, tout comme celles des fibres effilées, sont décrites par les phénomènes de battement ou d'interférence entre les supermodes de la superstructure.

Les méthodes de calcul de la distribution spatiale des supermodes diffèrent de celles que l'on a présentées à la section 1.1, puisque le profil d'indice n'a pas une symétrie circulaire. Deux approches existent pour le calcul de l'amplitude des supermodes. Premièrement, il y a les méthodes de différences finies et d'éléments finis qui discrétisent l'espace où les champs sont définis. La précision dépend du nombre de subdivisions utilisées pour représenter l'espace. Ensuite, il y a les méthodes projetant le champ sur une base de fonctions orthogonales permettant une meilleure représentation du champ aux interfaces, car les fonctions de base sont définies partout et la précision dépend du nombre de fonctions utilisées. La méthode de développement en série de modes (MDSM) ref [20], valide pour les champs scalaires, entre dans cette deuxième catégorie et elle est mieux adaptée lorsque l'on veut simuler la transmission d'un composant, car elle permet un calcul plus précis des indices effectifs des supermodes. La section suivante présente de façon abrégée la démarche suivie pour l'obtention des propriétés optiques des coupleurs.

1.3.2: Propriétés optiques

On représente le coupleur fusionné et étiré par une structure composée de N fibres unimodales indépendantes à l'entrée et à la sortie de la région multimodale (figure 1.3). Les fibres sont indépendantes lorsque l'intégrale de recouvrement des modes fondamentaux de chacune des fibres est quasi nulle. Une représentation matricielle est bien adaptée pour le calcul de la transmission des composants tout-fibre. La matrice de propagation, la matrice de passage et son inverse représentent ce système.

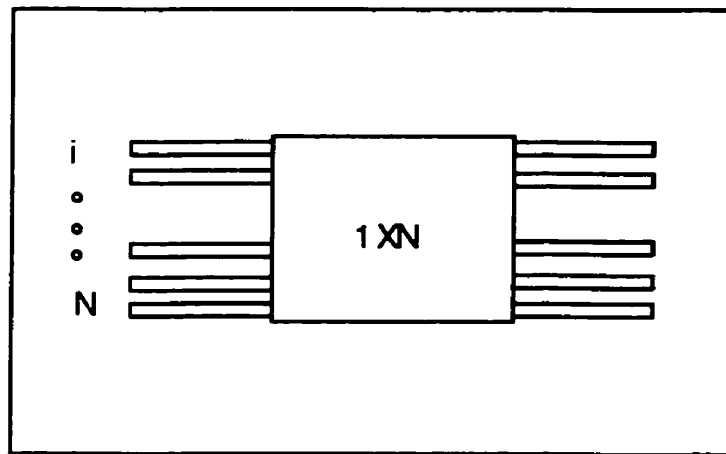


Figure 1.3: Schéma coupleur 1xN linéaire.

La matrice de propagation contient l'information de phase et d'amplitude. Elle s'obtient par la théorie des équations couplées entre les modes des guides individuels ref[19,21] ou par l'interférométrie modale ref[18,25]. La théorie des équations couplées des modes des guides individuels n'est plus valide lorsque la distance séparant les deux guides est inférieure à $\rho_{co}/2$, ce qui est souvent le cas lorsque l'on étire la structure fusionnée. L'interférométrie modale considère le déphasage entre les supermodes mais néglige leur couplage. L'application des équations couplées appliquées aux paramètres des supermodes et l'utilisation de l'interférométrie modale

permet une description plus exacte du comportement oscillatoire des interféromètres tout-fibres ref[20]. Le modèle du Mach-Zehnder s'applique également au cas des coupleurs, ici, le champ à l'entrée de l'interféromètre est séparé en plusieurs modes par excitation directe.

Lorsque les fibres sont indépendantes, ce qui est le cas à l'entrée d'un coupleur, il est possible de représenter les supermodes dans la base des modes fondamentaux des fibres individuelles ce qui s'écrit de la façon suivante:

$$\hat{\Psi}_i = \sum_j a_{ij} \phi_j \quad (1.3.1)$$

où $\hat{\Psi}_i$ est le $i^{\text{ème}}$ supermode, a_{ij} est l'intégrale de recouvrement entre le $i^{\text{ème}}$ supermode et du mode fondamental du $j^{\text{ème}}$ guide et ϕ_j est le mode fondamental de la $j^{\text{ème}}$ fibre. Par conséquent, le nombre maximum de supermodes guidés par les cœurs de la superstructure est déterminé par le nombre de fibres optiques unimodales utilisées pour la réalisation d'un coupleur tout-fibre. À la sortie du coupleur la projection des supermodes dans la base des modes fondamentaux des guides individuels donne la puissance transmise dans les fibres de sortie. Le mode de la $i^{\text{ème}}$ fibre peut s'écrire, par inversion de l'équation 1.3.1, comme suit:

$$\hat{\phi}_i = \sum_j b_{ij} \Psi_j \quad (1.3.2)$$

L'ensemble des coefficients des équations 1.3.1 et 1.3.2 forment respectivement la matrice de passage inverse et la matrice de passage. En résumé, l'équation 1.3.1 donne le nombre de supermodes excités et la répartition de la puissance des supermodes à l'entrée du coupleur. Ensuite, l'amplitude et le déphasage des supermodes sont calculés numériquement, comme dans le cas d'une fibre effilée, pour chacune des valeurs du TRI. Finalement, à la sortie du coupleur il suffit d'évaluer l'équation matricielle suivante:

$$\begin{pmatrix} \phi_1(x, y, L) \\ \phi_2(x, y, L) \\ \phi_3(x, y, L) \end{pmatrix} = PFP^{-1} \begin{pmatrix} \psi_1(x, y, L) \\ \psi_2(x, y, L) \\ \psi_3(x, y, L) \end{pmatrix} \quad (1.3.3)$$

ou P , P^{-1} et F sont respectivement la matrice de passage, la matrice de passage inverse et la matrice de phase. Les équations 1.3.1 et 1.3.2 reliées aux coupleurs 2x2 et 1x3 et les supermodes de ceux-ci seront présentés dans des chapitres ultérieurs.

La théorie des modes locaux couplés présentés à la section 1.2.1 s'applique de la même façon aux supermodes de la superstructure et le coefficient de couplage entre les supermodes m et n s'obtient en résolvant l'équation suivante:

$$C_{mn} = \frac{k^2}{2\sqrt{\beta_m \beta_n}} \frac{n_{cl}^2}{\beta_m - \beta_n} \frac{1}{r_{co}} \frac{\partial r_{co}}{\partial z} \left[\Delta \oint_{co1} \hat{\Psi}_m \hat{\Psi}_n^* r_{co} [r_{co} + a \cos(\theta)] d\theta \right. \\ \left. + \Delta' \oint_{go} r(\theta)_{cl}^2 \hat{\Psi}_m \hat{\Psi}_n^* d\theta + \Delta \oint_{co2} \hat{\Psi}_m \hat{\Psi}_n^* r_{co} [r_{co} - a \cos(\theta)] d\theta \right] \quad (1.3.4)$$

avec $\Delta = (n_{co}^2 - n_{go}^2 / 2n_{go}^2)$ et $\Delta' = (n_{go}^2 - n_{ex}^2 / 2n_{go}^2)$. Contrairement au cas de la fibre effilée, tous couplages entre les supermodes est indésirable car il diminue l'isolation entre les canaux de transmission ref[26] ce qui augmente la probabilité d'erreur de transmission.

1.3.3: Profil transversal des coupleurs

Le modèle théorique utilisé pour caractériser la fusion considère la conservation de la surface transversale ref[25]. La méthode s'applique pour tous les coupleurs fusionnés 1xN. Lorsque les fibres ne sont pas fusionnées, le degré de fusion est de 0. Un degré de fusion égal à 1 indique que le coupleur présente un profil transversal circulaire (figure 1.4).

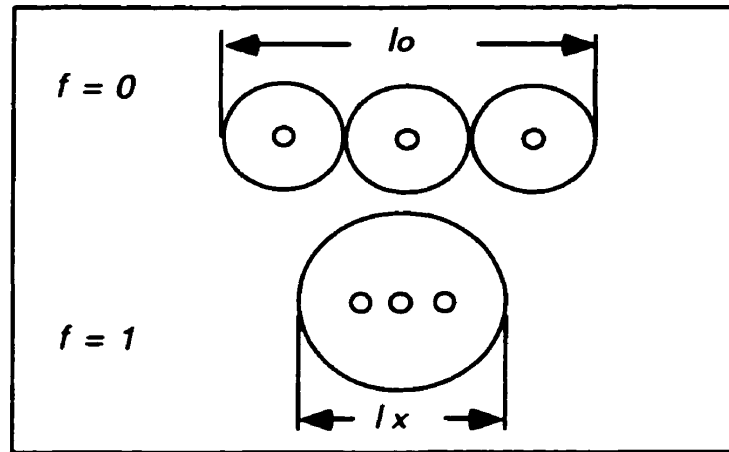


Figure 1.4: Profil transversal d'un coupleur 1x3 pour différents degrés de fusion.

Le degré de fusion est défini par:

$$f = \frac{l - \frac{x}{l_0}}{l - \frac{l}{\sqrt{N}}} \quad (1.3.5)$$

où l_0 et l_x sont définis à la figure 1.5 et N prend la valeur de 2 pour les coupleurs 2x2 ou 3 dans le cas de coupleurs 1x3. Ces paramètres sont facilement mesurables lors de la fabrication des composants. La valeur du TRI d'un coupleur se définit par le rapport du rayon de la superstructure et de l_x .

1.3.4 Profil longitudinal des coupleurs

Le modèle utilisé pour décrire le profil longitudinal ref[25] considère la conservation du volume de la fibre ayant subi un étirage de longueur Δl et une diminution du diamètre $\Delta \rho$. La conservation du volume permet d'écrire

$$\pi l \rho^2 = \pi (l + \Delta l) (\rho + \Delta \rho)^2 \quad (1.3.6)$$

où ρ et l sont respectivement le rayon et la longueur de la fibre chauffée. L'équation précédente écrite sous forme différentielle devient

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{dl}{2l} \quad (1.3.7)$$

Pour des conditions de chauffage et de tension identiques sur une longueur totale de la structure effilée, l'allongement complet de la structure est donné par

$$\delta L = \int_{z_{f-}}^{z_{f+}} \delta L(z) dz = K \int_{z_{f-}}^{z_{f+}} \frac{F(z)}{\rho(z)^2} \quad (1.3.8)$$

où K est une constante de proportionnalité, $z_{f+} - z_{f-}$ est la largeur de la flamme et $F(z)$ est la distribution de la température de la flamme et est modélisée par une gaussienne:

$$F(z) = \exp \left(-\frac{(z_{f+} - z_{f-})^2}{\sigma^2} \right) \quad (1.3.9)$$

La figure 1.5 présente le profil longitudinal théorique d'une fibre effilée. Dans le cas d'un coupleur, le modèle théorique s'applique toujours et seul le nombre de coeurs à l'intérieur du guide diffère. L'obtention du profil longitudinal théorique ayant les propriétés optiques désirées d'un coupleur, permet d'ajuster les paramètres de fabrication tel que la somme de la largeur de balayage et de la largeur de flamme expérimentales et théoriques, soient du même ordre de grandeur. La modification de la largeur de la flamme ou de la largeur de balayage ayant le même effet, le seul paramètre que nous allons varier est la largeur de balayage. Le profil transversal théorique utilisé pour le calcul de transmission des coupleurs présente toujours une géométrie circulaire ce qui est équivalent à un degré de fusion de 1.

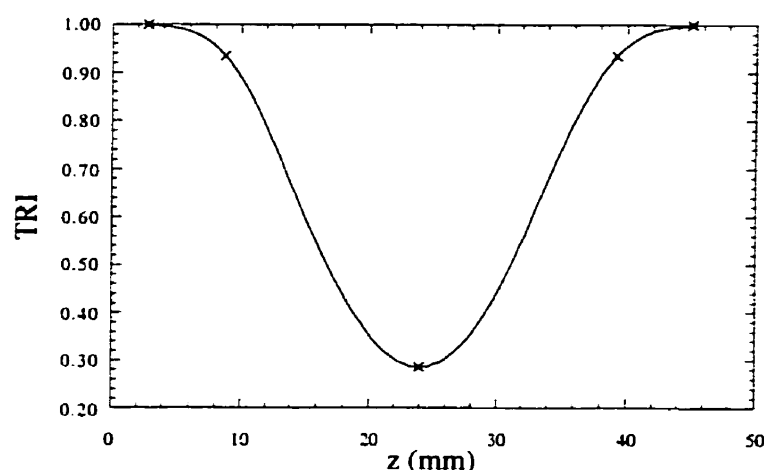


Figure 1.5: Profil longitudinal théorique d'une fibre effilée.

L'équation d'onde scalaire permet de calculer plus simplement la constante de propagation d'un mode et le champ d'une fibre optique circulaire. Cette approximation reste valide, dans le cas d'une fibre effilée, tant que la valeur du TRI est supérieure à 0.4, au-delà de cette valeur il devient nécessaire d'apporter des corrections à la constante de propagation et de même lorsque la phase doit être calculée de façon précise afin de valider la réalisation des structures plus complexes tel que les Mach-Zehnder tout-fibre.

Le nombre de modes présents dans une fibre effilée ou un coupleur non adiabatiques dépend de la variation du profil d'indice qui cause le couplage entre les modes ou les supermodes. L'interférence modale cause une réponse oscillatoire qui est commune aux composants tout-fibre. Cependant, le couplage entre les supermodes, tel que décrit par la théorie des supermodes locaux couplés, est indésirable dans le cas des coupleurs et il est primordial de le minimiser puisqu'il cause des pertes réduisant l'isolation des canaux de transmission. Dans le cas des coupleurs adiabatiques, le nombre maximum de supermodes excités dépend de la quantité de fibres monomodes utilisées pour la fabrication du composant.

Comme il est plus rapide de calculer les profils longitudinal et transversal que de les mesurer, les simulations numériques de la transmission des composants utilise des modèles théoriques de profils longitudinal et transversal afin d'indiquer l'ordre de grandeur de la largeur de balayage.

CHAPITRE 2: Coupleur 1x3

Il existe plusieurs types de coupleurs composés de trois fibres optiques unimodales. Les plus communs sont ceux présentant les géométries triangulaire et plane qui sont respectivement nommés coupleurs 3x3 et coupleurs 1x3. Seul le coupleur 1x3 est abordé dans ce chapitre. Les coupleurs 1x3 ont fait l'objet de plusieurs analyses théoriques ref[14-17] afin de déterminer leurs applications possibles. Ces dernières sont: diviseur de puissance à une ou deux longueurs d'ondes, démultiplexeur / multiplexeur à deux longueurs d'onde ref[12], gyroscope tout-fibre à haute sensibilité ref[14] et démultiplexeur / multiplexeur très sélectif à deux longueurs d'onde ref[16-17]. Les études théoriques de la littérature sont menées à l'aide de la théorie des modes couplés entre le cœur des fibres et cette approche n'est plus valide dans le cas d'une superstructure fusionnée et étirée. La réalisation des composants précédemment énumérés nécessite une modélisation théorique très raffinée des coupleurs 1x3 afin de prévoir la distribution de l'énergie optique entre les supermodes de la superstructure, leur déphasage en fonction des différents paramètres physiques tel que le degré de fusion, ainsi que les pentes et l'élongation de la structure effilée.

Le logiciel du laboratoire calcule la transmission des interféromètres modaux en utilisant la théorie plus générale des supermodes couplés qui est introduite à la section 1.3.1. Les simulations numériques de la transmission en fonction de l'étirage et de la longueur d'onde des coupleurs 2x2 et d'une fibre effilée donnent d'excellents résultats avec cette méthode. La réalisation des coupleurs 1x3 lors de ce projet de maîtrise a permis une comparaison de la transmission théorique avec les résultats expérimentaux ainsi que l'identification des modifications nécessaires à apporter au montage, afin d'améliorer la reproductibilité des résultats.

Tout d'abord nous présentons les propriétés optiques et les transmissions théoriques des coupleurs 1x3 simulées par le logiciel du laboratoire, puis les résultats expérimentaux obtenus. Ensuite, nous procédons à la comparaison des résultats expérimentaux et théoriques. Finalement, les difficultés techniques que nous avons rencontrées et qu'il est nécessaire d'éliminer, sont exposées.

2.1: Propriétés optiques

La théorie des équations couplées appliquée aux supermodes a permis de mettre en évidence les trois supermodes SLP_{01} , SLP_{11} et SLP_{21} qui sont donnés par une combinaison linéaire du mode fondamental LP_{01} des fibres d'entrées. La figure 2.1 présente ces supermodes pour différentes valeurs du degré de fusion et du TRI. Nous observons que la distribution des supermodes ressemble à celle que l'on trouve analytiquement, tel que défini par l'équation 2.1.1, pour un faible degré de fusion ou un grand diamètre. Notons que l'équation 2.1.1 est l'équation 1.3.1 appliquée au coupleur 1x3.

$$\begin{aligned} SLP_{01} &= \frac{1}{2}(\phi_2 + \phi_3) + \frac{1}{\sqrt{2}}\phi_1 \\ SLP_{11} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_2 - \phi_3) \\ SLP_{21} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\phi_1 - \frac{1}{2}(\phi_2 + \phi_3) \end{aligned} \quad (2.1.1)$$

L'équation 1.3.2 devient quant à elle (pour un coupleur 1x3):

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(SLP_{01} + SLP_{21}) \\ \phi_2 &= \frac{1}{2}(SLP_{01} - SLP_{11}) + \frac{1}{\sqrt{2}}SLP_{21} \\ \phi_3 &= \frac{1}{2}(SLP_{01} - SLP_{21}) - \frac{1}{\sqrt{2}}SLP_{11} \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

Ces dernières équations s'appliquent lorsque la valeur du TRI = 1. La disposition des fibres correspondant aux équations 2.1.1 et 2.1.2 est montrée à la figure 2.2. Pour un degré de fusion = 1, nous observons sur la figure 2.1 qu'il y a un changement de la distribution du champ pour le supermode SLP_{21} lorsque la valeur du TRI diminue.

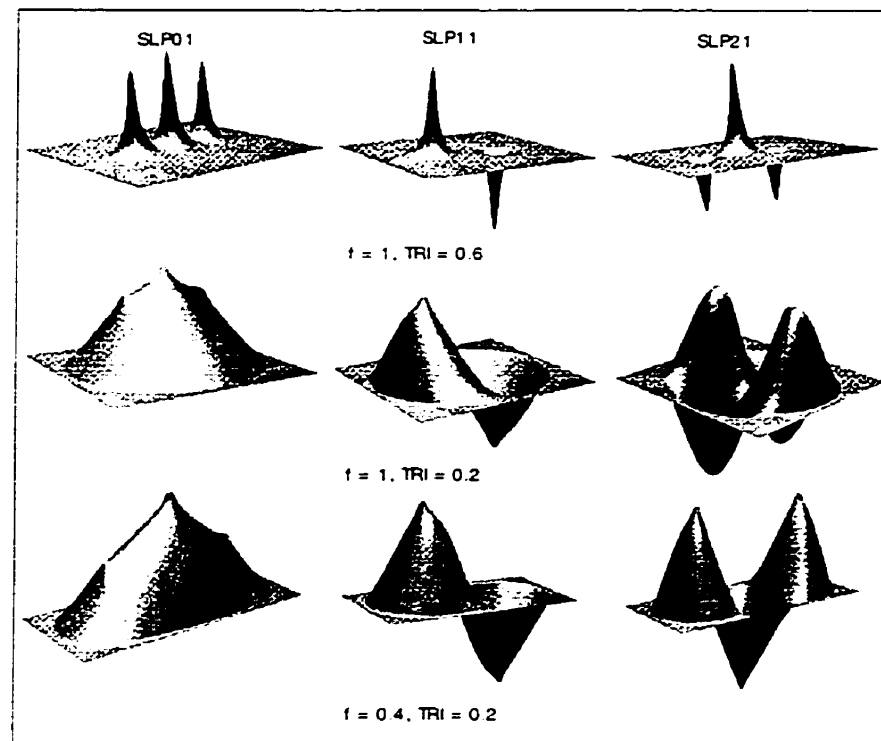


Figure 2.1: Supermodes du coupleur 1x3 pour différentes valeurs du degré de fusion et du TRI.

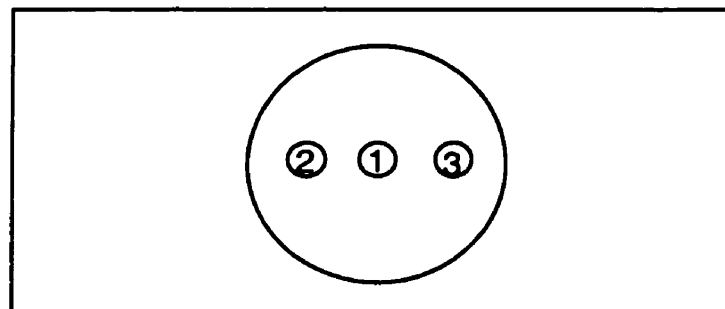


Figure 2.2: Disposition des fibres correspondant aux équations 2.1.1 et 2.1.2.

Comme l'indique l'équation 2.1.1, le nombre de supermodes présents dans la superstructure dépend des conditions d'excitation à l'entrée du coupleur. Il est donc possible d'obtenir un interféromètre bimodal ou trimodal. La structure fusionnée est bimodale si la branche principale (fibre par laquelle la lumière est injectée) est la fibre centrale et les supermodes sont SLP_{01} et SLP_{21} ; dans les autres cas elle est trimodale et le supermode SLP_{11} s'ajoute aux deux supermodes précédemment cités. Dans tous les cas, il y a présence des supermodes SLP_{01} et SLP_{21} qui peuvent se coupler avec SLP_{02} , il sera plus difficile de réaliser un coupleur 1x3 adiabatique qu'un coupleur 2x2 adiabatique. En théorie, si le couplage se limite aux trois premiers supermodes supportés par une superstructure fusionnée parfaitement symétrique, il n'y a aucune perte, mais le couplage diminue l'isolation entre les canaux de transmission. En pratique, il est difficile de réaliser des coupleurs 1x3 adiabatiques ou parfaitement symétriques et ceux étudiés dans le cadre de ce mémoire ne sont pas adiabatiques et présentent des pertes d'insertion inférieures à 0.1 dB.

2.2: Simulation numérique

Le profil d'indice utilisé pour effectuer les simulations est celui d'une fibre circulaire contenant trois cœurs identiques tel qu'illustré à la figure 2.2. Les indices de réfraction des cœurs et de la gaine sont les mêmes que ceux du cœur et de la gaine du profil présenté à l'annexe A. Le logiciel utilise le modèle théorique du profil longitudinal présenté à la section 1.3.4. Il est également possible de choisir la position de la branche principale, ce qui détermine le nombre de supermodes présents à l'entrée de la structure. Le déphasage, le couplage entre les supermodes et leurs amplitudes sont obtenus par la théorie des équations couplées appliquée aux supermodes, tel qu'explicité à la section 1.2.1.

Nous avons calculé la transmission en fonction de l'étirage pour les deux conditions initiales d'excitation et la longueur d'onde utilisée est de 1550 nm. Nous avons utilisé les quatre premiers supermodes d'un coupleur 1x3 pour la simulation de la transmission. La largeur de flamme et la largeur de balayage utilisées pour le calcul du profil furent ajustées de manière à obtenir des courbes théoriques qui se rapprochent le plus de celles obtenues expérimentalement.

Les coupleurs 2x2 très étirés montrent une modulation de la puissance qui correspond au battement entre les deux polarisation ref[27]. La surface transversale d'un coupleur 1x3 est plus grande pour une valeur du TRI donnée et les cœurs sont situés plus loin de la surface extérieure. Donc, le champ à l'interface gaine-milieu extérieur est faible et une modulation spectrale causée par la polarisation de la lumière sera beaucoup plus faible que celle observée pour un coupleur 2x2. C'est pourquoi aucune correction de polarisation n'a été effectuée sur les constantes de propagation.

Les figures 2.3, 2.4 et 2.5 montrent respectivement la transmission en fonction de l'étirage d'un coupleur 1x3 non adiabatique (figure 2.3) et adiabatique (figure 2.4) et la distribution de la puissance entre les supermodes d'un coupleur 1x3 non adiabatique en fonction de l'étirage (figure 2.5) lorsque la branche principale est la fibre centrale. Dans tous les cas, la largeur de flamme et la largeur de balayage utilisées pour la simulation sont respectivement de 2 mm et 9.2 mm.

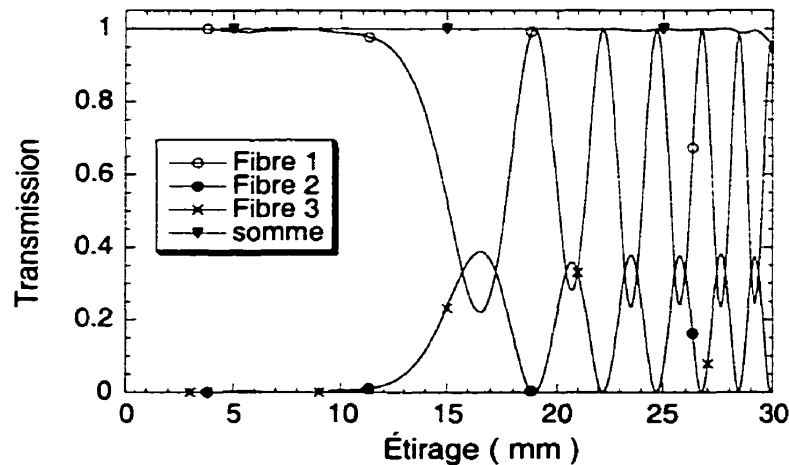


Figure 2.3: Transmission théorique d'un coupleur 1x3 non adiabatique. La branche principale est la fibre centrale.

Seuls les deux premiers supermodes de la superstructure sont excités et les pertes observées pour une longueur d'étirage de 28 mm sont principalement causées par le couplage entre les supermodes SLP_{21} et SLP_{02} .

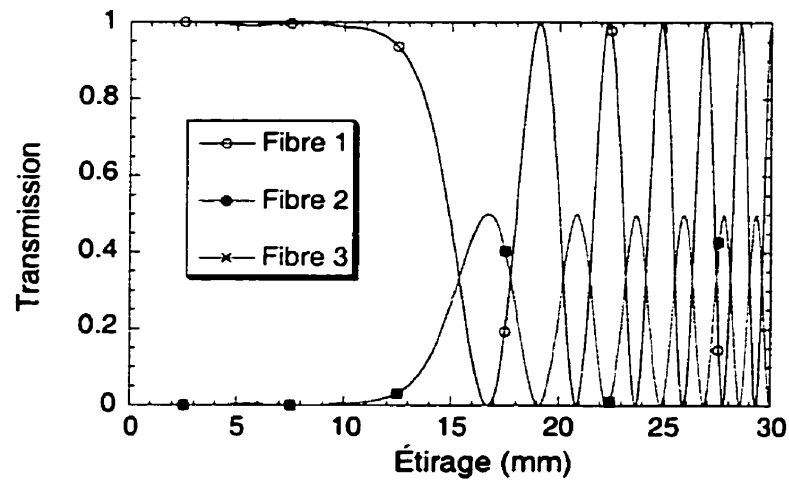


Figure 2.4: Transmission théorique d'un coupleur 1x3 adiabatique. La branche principale est la fibre centrale.

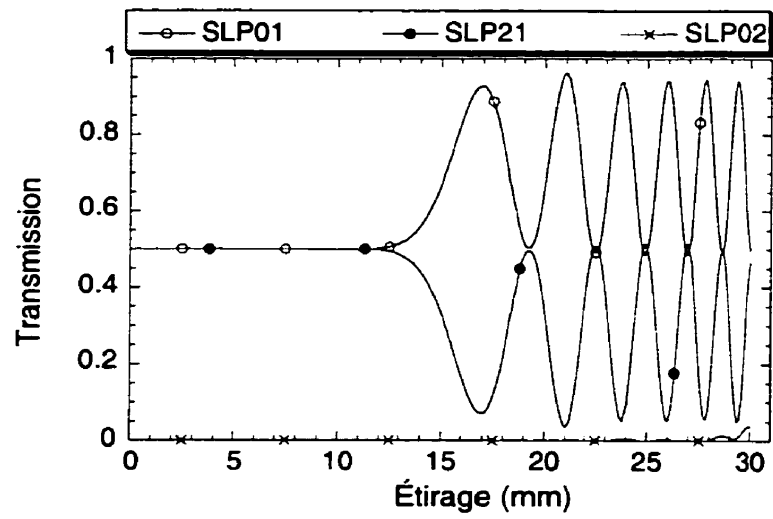


Figure 2.5: Distribution de la puissance entre les supermodes d'un coupleur 1x3 non adiabatique. La branche principale est la fibre centrale.

Les figures 2.6 et 2.7 montrent respectivement la transmission en fonction de l'étirage et la distribution de la puissance entre les supermodes en fonction de l'étirage d'un coupleur 1x3 non adiabatique lorsque la branche principale est une fibre latérale. Pour ces cas, la largeur de flamme et la largeur de balayage utilisées pour la simulation sont respectivement de 5 mm et 7.9 mm.

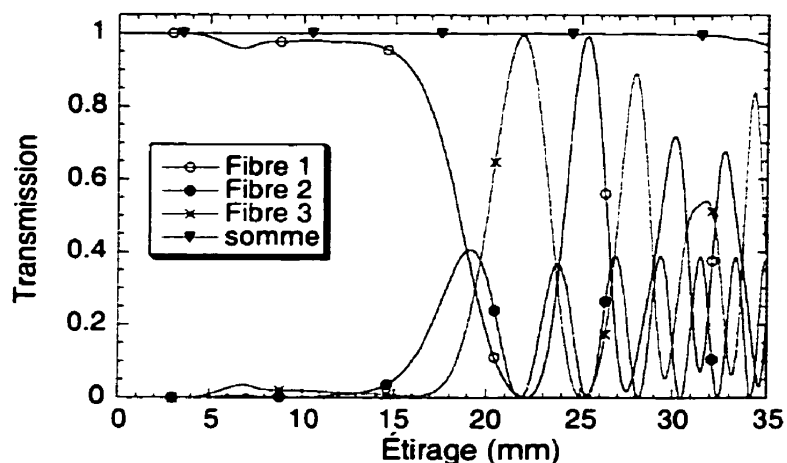


Figure 2.6: Transmission théorique d'un coupleur 1x3 nonadiabatique. La branche principale est une fibre latérale.

Dans ce dernier cas, les trois premiers supermodes sont présents dans la superstructure pour une longueur d'étirage inférieure à 31 mm. Encore une fois, la présence du supermode SLP_{02} est attribuable au couplage entre celui-ci et SLP_{21} . Les simulations des courbes d'étirage suggèrent une limite quant à la longueur maximal des composants, qui se situe autour de 30 mm.

Les figures 2.8 à 2.11 montrent les transmissions en fonction de la longueur d'onde d'un coupleur 1x3 non adiabatique pour différentes longueurs d'étirage. La largeur de balayage et la largeur de la flamme utilisées sont respectivement de 10 mm - 5 mm (figure 2.8), 7.8 mm - 5 mm (figure 2.9), et 9.2 mm - 1.45 mm (figure 2.10).

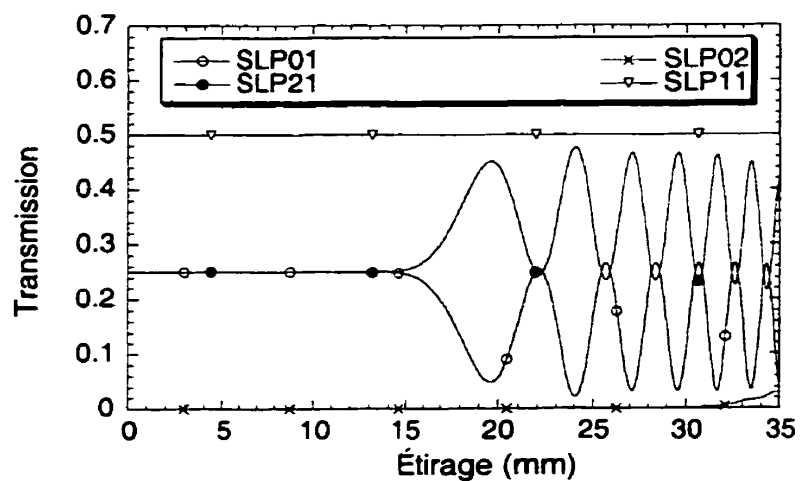


Figure 2.7: Distribution de la puissance des supermodes d'un coupleur 1x3 non adiabatique. La branche principale est une fibre latérale.

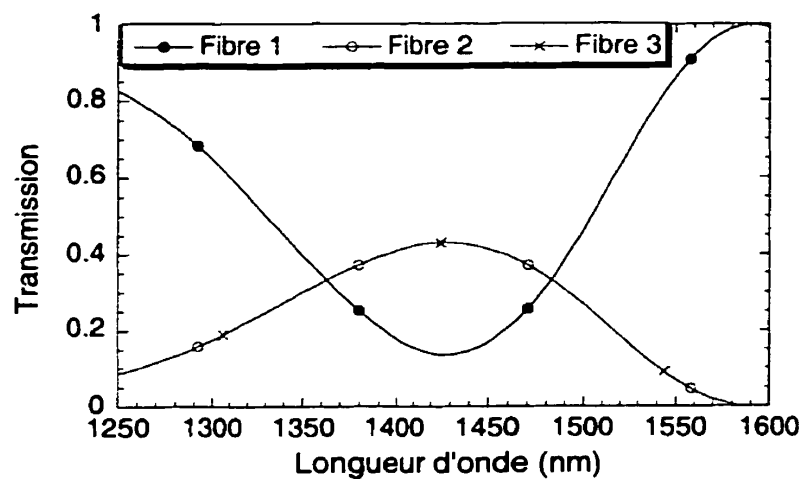


Figure 2.8: Réponse spectrale normalisée d'un coupleur 1x3. La branche principale est la fibre centrale avec $L = 23.2$ mm et $TRI = 0.27$.

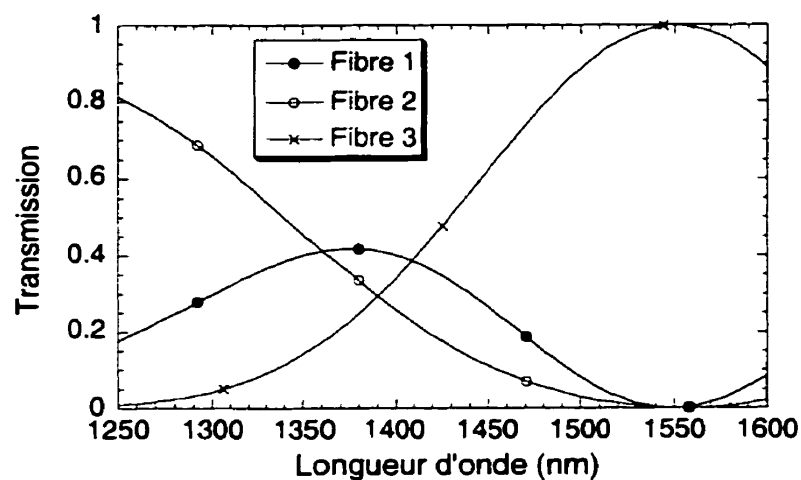


Figure 2.9:Réponse spectrale normalisée d'un coupleur 1x3. La branche principale est une fibre latérale avec $L = 21$ mm et $TRI = 0.27$.

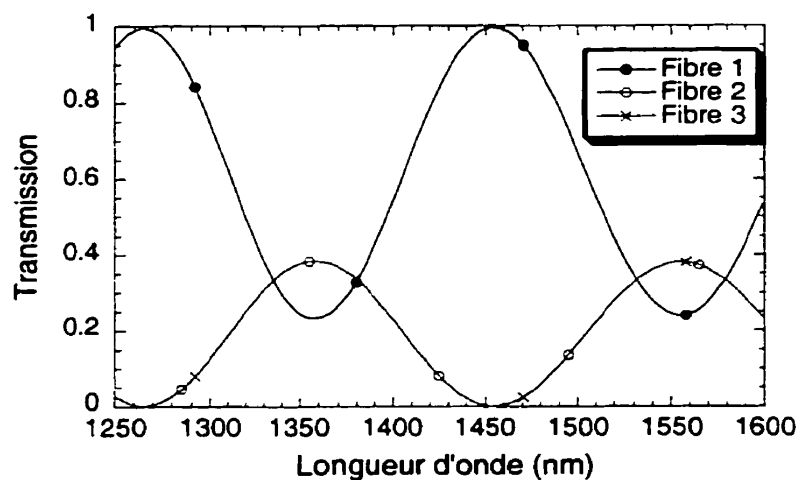


Figure 2.10:Réponse spectrale normalisée d'un coupleur 1x3. La branche principale est la fibre centrale avec $L = 26.58$ mm et $TRI = 0.23$.

2.3: Résultats expérimentaux

Le procédé de fabrication des coupleurs 1x3 est similaire à celui utilisé pour la réalisation des coupleurs 2x2. Des restrictions s'ajoutent lorsqu'il s'agit de réaliser un coupleur 1x3. La structure composée des trois fibres coplanaires étant plus large que celle des coupleurs 2x2, il devient nécessaire d'effectuer la fusion et l'étirage en chauffant en dessous, afin de permettre une distribution de chaleur symétrique par rapport au centre de la structure. En effet, lorsque le chauffage s'effectue par le côté, la distribution de la puissance dans les branches latérales n'est pas identique, dans le cas où la branche principale est la fibre centrale, car le composant n'est pas symétrique longitudinalement. De plus, l'expérience a montré qu'il n'est pas possible d'entreprendre l'étirage à partir d'une structure fusionnée présentant un degré de fusion égal à 1. En effet, cette situation produit des coupleurs ayant des pertes importantes que l'on peut attribuer à des pentes qui ne respectent pas le critère d'adiabaticité. Il n'a pas été possible de comparer les pentes du profil longitudinal expérimental avec le critère d'adiabaticité puisque le logiciel ne peut pas calculer correctement les coefficients de couplage pour un coupleur 1x3 de degré de fusion autre que 1. De surcroît, il est difficile de connaître le degré de fusion car lors de la fusion des trois fibres, celles-ci sont légèrement étirées dans le but d'obtenir un composant quasi-adiabatique. Par conséquent, la définition du degré de fusion définies au chapitre 1 ne s'applique plus. L'étape de la fusion est suivies d'un étirage rapide.

Nous pouvons déterminer le degré de fusion obtenu avant de débiter l'étirage rapide. La structure fusionnée a été coupée et comparée au profil transversal théorique qui est présenté à l'annexe D. Le degré de fusion de la coupe transversale, montrée à la figure 2.11, est estimé à 0.4. La largeur de flamme et la largeur de balayage utilisées sont de 6 mm et 10 mm respectivement. La vitesse d'étirage du premier segment est de 20 fois inférieure de celle du deuxième segment qui est de $80 \mu\text{m} / \text{s}$. Les courbes d'étirage sont obtenues avec une source laser de longueur d'onde 1550 nm. La disposition des fibres est illustrée à la figure 2.2. Les résultats obtenus sont présentés aux figures 2.12 et 2.13.

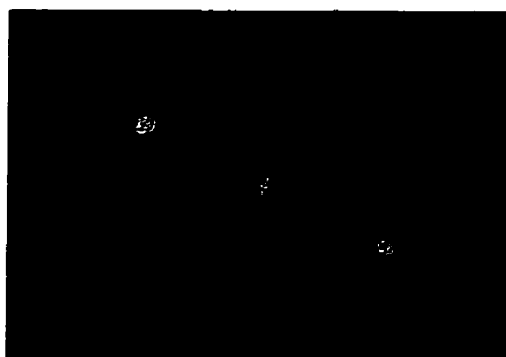


Figure 2.11: Profil transversal d'un coupleur 1x3.

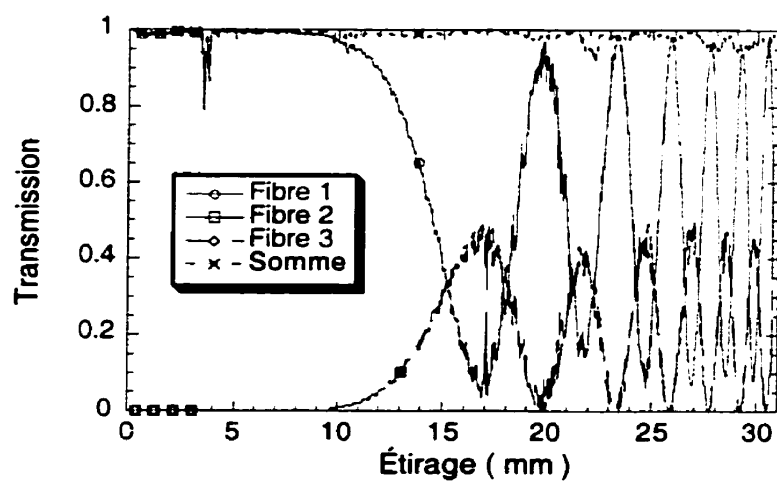


Figure 2.12: Transmission expérimentale d'un coupleur 1x3 non-adiabatique. La branche principale est la fibre centrale.

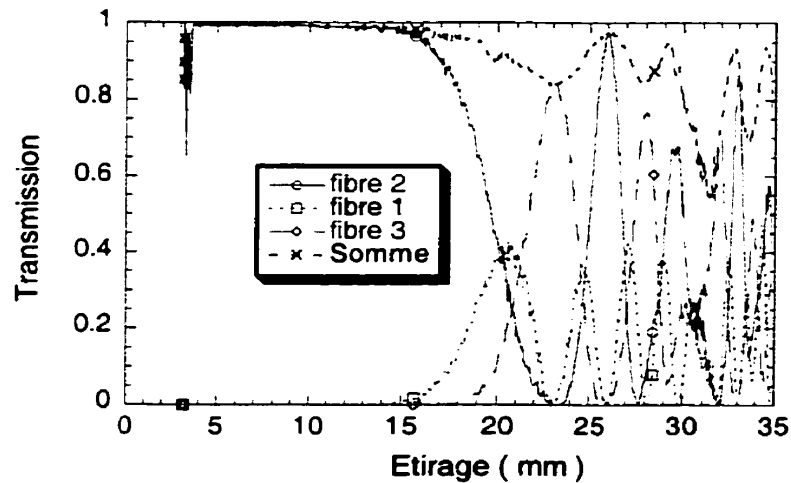


Figure 2.13: Transmission expérimentale d'un coupleur 1x3 non-adiabatique. La branche principale est la fibre latérale.

Nous pouvons constater que les courbes d'étirage théoriques et expérimentales diffèrent. Si l'on considère la figure 2.12, le transfert de puissance entre la branche principale et les branches secondaires est de 96%, ce qui est 18% plus élevé que dans le cas de la simulation de la transmission d'un coupleur 1x3 non adiabatique présentée à la figure 2.12. La courbe expérimentale de la figure 2.13 ressemble davantage à la courbe de la transmission théorique d'un coupleur 1x3 adiabatique (figure 2.4). Ensuite, on remarque sur les courbes d'étirages simulées, pour une longueur d'étirage inférieure à 15 mm, une variation de la puissance transmise causée par le couplage entre les deux premiers supermodes de la superstructure (figure 2.5). La surévaluation du coefficient de couplage C_{12} est attribuable à une résolution inadéquate, c'est-à-dire que le nombre de fonctions utilisées pour le calcul des champs est insuffisant. En effet, l'étendue transversale des supermodes d'un coupleur 1x3 est supérieure à celle d'un coupleur 2x2. Ainsi, la résolution, dans le cas d'un coupleur 1x3, ne permet pas une représentation suffisamment précise des champs à l'interface cœur - gaine ce qui est d'autant plus vrai lorsque la superstructure est faiblement étirée puisque dans ce cas, la puissance est principalement distribuée dans les cœurs.

Une asymétrie du profil longitudinal peut modifier la proportion de la puissance transmise aux supermodes SLP_{01} et SLP_{21} à l'entrée du coupleur, qui est théoriquement fixée à 50 % . Une répartition différente de la puissance initiale entre les supermodes ne permettra pas un transfert complet de la puissance de la branche principale. Il devient alors difficile de préciser si le transfert incomplet de la puissance de la branche principale est principalement causé par le couplage entre les supermodes SLP_{01} et SLP_{21} ou par une répartition inégale de la puissance entre les supermodes car aucune simulation tenant compte de ce facteur n'a été faite pour le dernier cas.

Une comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques des figures 2.13 et 2.6 est plus difficile puisque le coupleur fabriqué présente des pertes importantes qui sont attribuables aux couplages avec des supermodes d'ordre supérieur. Seulement quelques essais ont été effectués. La section 2.4 en explique la raison. Par contre, si l'on considère la figure 2.7, on constate qu'il y a très peu de couplage entre les supermodes SLP_{21} et SLP_{02} et comme les coefficients de couplage sont surévalués, nous pouvons supposer qu'il est possible d'obtenir un coupleur 1x3 sans pertes peu importe la condition d'excitation.

Les réponses spectrales et les courbes d'étirage expérimentales ne proviennent pas du même coupleur mais la fabrication des composants fût réalisée à l'aide du même procédé. Par contre, les réponses spectrales, pour les différentes conditions d'excitation possibles, présentées aux figures 2.14 à 2.16 proviennent du même coupleur.

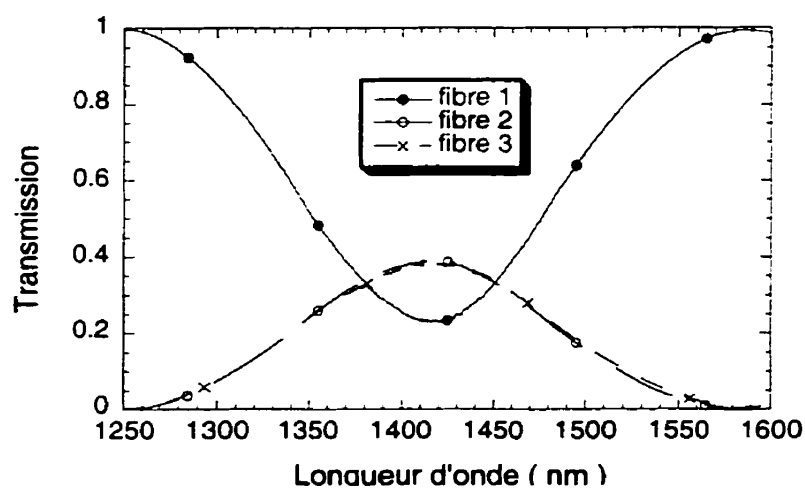


Figure 2.14:Réponse spectrale expérimentale d'un coupleur 1x3. La branche d'entrée est la fibre centrale avec $L = 23.1$ mm et $TRI = 0.2$.

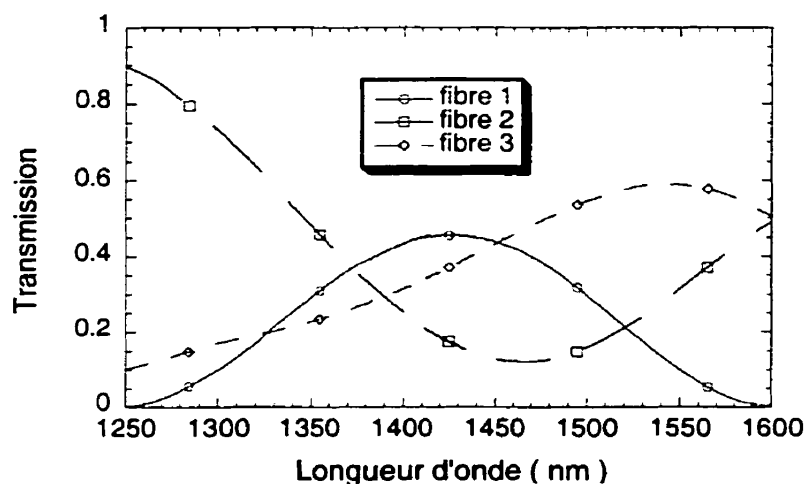


Figure 2.15:Réponse spectrale expérimentale d'un coupleur 1x3. La branche d'entrée est une fibre latérale avec $L = 23.1$ mm et $TRI = 0.2$.

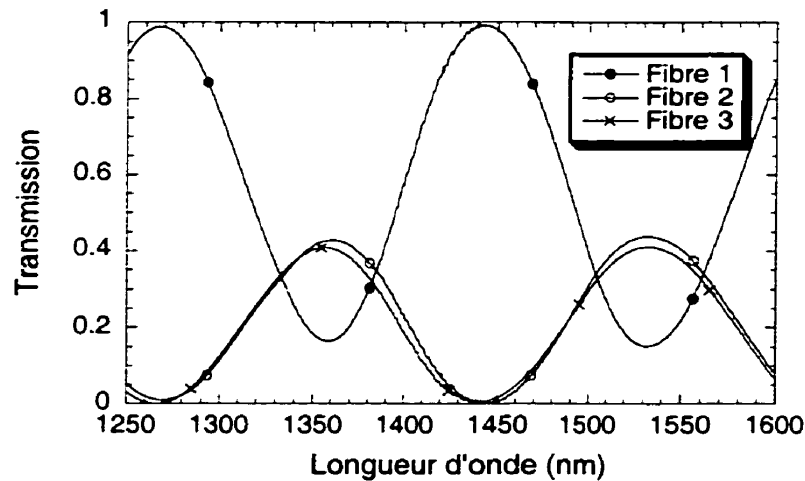


Figure 2.16:Réponse spectrale expérimentale d'un coupleur 1x3. La branche d'entrée est la fibre centrale avec $L = 30$ mm et $TRI = 0.14$.

Encore une fois nous observons une dissimilitude entre les puissances transmises théorique et expérimentale, qui est également justifiée par la différence entre les coefficients de couplage réels et calculés. Cependant, nous observons que la différence entre les résultats expérimentaux et théoriques s'atténue considérablement lorsque la superstructure est plus étirée ou présente un TRI plus faible (figure 2.16), car la résolution est suffisante pour obtenir une bonne représentation des champs du coupleur 1x3 qui sont maintenant guidés par la gaine.

Le modèle théorique utilisé pour le calcul de la transmission des coupleurs 1x3 permet de connaître les propriétés optiques de ces composants. Seules les amplitudes des supermodes, en début d'étirage, ne correspondent pas aux résultats expérimentaux. De façon générale, la longueur des composants doit toujours être minimisée et par conséquent, il est important de connaître de façon plus exacte la distribution des champs pour une superstructure de degré de fusion différent de 1 et pour de grandes valeurs du TRI.

2.4: Difficultés techniques

L'état actuel des supports de fibres dégainées (annexe B, figure B.4) réduit considérablement la reproductibilité des résultats. Les centres des rainures des deux sections d'un des porte-fibres sont désalignés de 22 ± 6 micromètres, ce qui est grand par rapport aux dimensions du coeur des fibres et qui de plus, cause des tensions. Ces dernières peuvent produire un déplacement des fibres, en début de chauffage, suffisamment important pour interrompre le procédé.

La coupe transversale schématisée du support de fibres dégainées, illustrée à la figure 2.18, montre que la forme de celui-ci peut causer la non planéité des guides. Nous fabriquons peut-être une structure qui ressemble plus à un coupleur 3x3 en triangle qui ne présente pas les mêmes caractéristiques de transmission que celles du 1x3. Entre autre, le 3x3 ne permet pas un transfert complet de la puissance de la branche principale vers les branches secondaires ref[28].

De plus, la forme des rainures (figure 2.17) des supports de fibres réduit considérablement le nombre d'essais puisqu'il est difficile d'effectuer un positionnement rapide des fibres. Par conséquent, il y a souvent un dépôt de poussière qui rend impossible la réalisation du composant car il y aura des pertes par diffusion en début de chauffage.

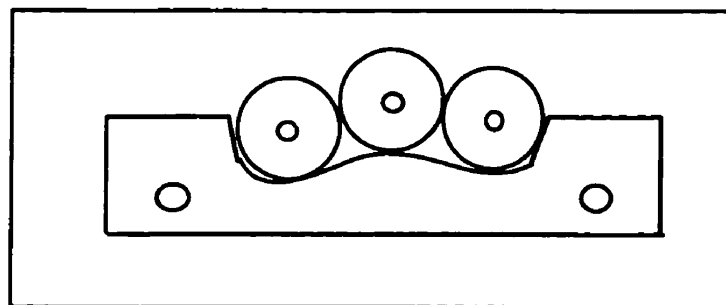


Figure 2.17:Coupe transversale du porte fibre dégainée.

Les points cités précédemment ont empêché une étude plus approfondie des caractéristiques des coupleurs 1x3. Il aurait été intéressant de vérifier si effectivement il est possible d'obtenir un composant sans perte lorsque l'on injecte la lumière dans une des fibres latérales et dans quelle mesure il est possible de varier les caractéristiques de transmission de ces coupleurs, en tenant compte des limites de fabrication imposées (degré de fusion maximal de 0.4, longueur des composants...).

Trois facteurs peuvent contribuer au transfert incomplet de la puissance de la branche principale centrale: l'asymétrie longitudinale, le couplage entre les supermodes SLP_{01} et SLP_{21} et la non-planéité des trois guides. Il serait important d'éliminer d'abord les imperfections du support de fibres afin d'assurer la planéité des guides et la symétrie de la superstructure, afin d'augmenter la reproductibilité des résultats et effectuer ainsi une comparaison plus valable entre les résultats expérimentaux et théoriques. La modification des paramètres de fabrication permettrait de connaître leurs influences sur la transmission de ces composants, ce qui est nécessaire à l'optimisation des propriétés optiques du composant. Nous pourrions également effectuer une étude comparative des caractéristiques de transmission des coupleurs 1x3 et 2x2 afin d'en faire ressortir leurs avantages respectifs.

En ce qui concerne le facteur intrinsèque aux coupleurs 1x3 qui est le couplage entre les deux premiers supermodes de la superstructure, une meilleure représentation des champs est nécessaire pour simuler la transmission des coupleurs 1x3 en début d'étirage, afin d'évaluer correctement l'isolation possible entre les canaux de transmission. Le temps de calcul des champs avec la MDSM étant considérable, dans le cas des coupleurs 1x3, une autre méthode de calcul des champs serait à considérer. Cependant, la théorie des supermodes locaux permet de connaître les propriétés optiques des coupleurs 1x3.

CHAPITRE 3: Jonction Y

La jonction Y est un dispositif 1x2 constitué d'une fibre effilée adiabatique et d'un coupleur 2x2 bimodal. Chacun des composants est clivé puis fusionné à l'aide d'un arc électrique afin d'obtenir une jonction Y achromatique, tel qu'illustré à la figure 3.1.

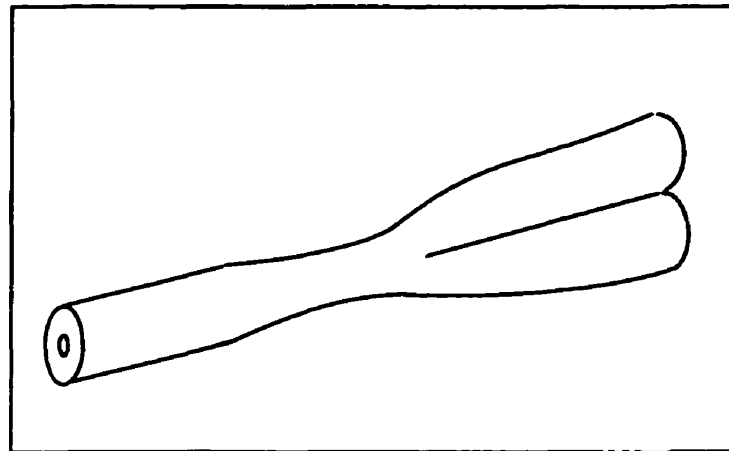


Figure 3.1:Jonction Y.

L'écart de la réponse spectrale des fibres de sortie doit être comparable, sinon inférieure, aux composants achromatiques déjà réalisés ref[1-9]. Le composant achromatique présentant l'écart minimum des réponses spectrales des fibres de sortie ref[9] qui est de 0.4 dB, fixe en théorie l'objectif que nous devons atteindre. Les pertes d'insertion des jonctions Y réalisées dépendant grandement de la qualité de l'épissure, nous devons d'abord considérer les moyens disponibles au laboratoire pour fixer un objectif expérimental plus réaliste.

La qualité de l'épissure est primordiale car l'importance des pertes dépend de celle-ci. Plusieurs études ont permis de déterminer les conditions optimales à la réalisation d'une épissure entre deux fibres monomodes, causant des pertes inférieures à 0.1 dB ref[29-31]. De plus, lors de la réalisation de ce projet nous avons remarqué une détérioration des performances de la fusionneuse.

Les pertes causées par une épissure se divisent en deux classes ref[32-35]: extrinsèques et intrinsèques. Les pertes appartenant à la dernière classe sont causées par la différence entre les profils d'indices des guides et l'altération de ceux-ci au moment de l'épissure causée par la diffusion des dopants du cœur vers la gaine. Il est impossible d'éliminer complètement les pertes intrinsèques. Cependant, elles dépendent des conditions présentes lors de la fusion des demi-composants telles la distance entre les guides, la durée et l'intensité ainsi que de la distance séparant les électrodes des guides. Nous ne pouvons varier les paramètres précédemment cités, ce qui est nécessaire pour obtenir une épissure causant le minimum de pertes. Les pertes extrinsèques sont causées par des facteurs extérieurs tels que le décalage entre les guides, clives non perpendiculaires et diamètres des guides différents. Les deux derniers paramètres sont plus facilement contrôlables. Premièrement, il suffit d'étirer les demi-composants de façon à ce qu'ils aient le même diamètre. En ce qui concerne les clives, une pièce a été rajoutée au montage afin de réaliser des clives perpendiculaires de façon reproductible. Le décalage des guides dépend en partie de l'alignement relatif aux électrodes, de la distance séparant les deux guides et de leur décalage avant la fusion. Il est relativement facile d'aligner les guides avant de procéder à leur fusion. Cependant, l'alignement des électrodes et la distance séparant les guides ne sont pas contrôlables. Ces paramètres fixent les tensions de surface qui déterminent l'importance du décalage. Considérant les faits précédemment énumérés, il est difficile de quantifier un objectif réaliste et les pertes causées par l'épissure sont supérieures à 0.1 dB. Nous pouvons tout de même observer l'importance de la variation de la puissance en fonction de la longueur d'onde.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les champs supportés par les structures nécessaires à la réalisation d'une jonction Y, afin de bien visualiser le mode de fonctionnement du composant achromatique. Ensuite, nous allons montrer les résultats des calculs théoriques des pertes extrinsèques des cas suivants: décalage, clives non-perpendiculaires et guides de diamètres différents. Ceci nous permettra de fixer la longueur d'étirage requise pour obtenir un couplage adéquat de la puissance entre les deux guides. Cela sera suivi par la présentation des résultats expérimentaux ainsi que des difficultés techniques rencontrées.

3.1: Pertes extrinsèques théoriques

3.1.1: Propriétés optiques des coupleurs 2x2 et de la jonction Y

Avant de présenter les valeurs théoriques des pertes extrinsèques nous allons discuter brièvement des propriétés optiques des coupleurs 2x2 et de la jonction Y. La réponse oscillatoire du coupleur en fonction de la longueur d'onde et de l'étréage est causée par le battement des supermodes SLP_{01} et SLP_{11} . Les coupleurs 2x2 se comportent de façon analogue au coupleur 1x3 lorsque la fibre centrale est excitée ref[25]. Contrairement aux coupleurs 1x3, les coupleurs 2x2 supportent des supermodes de parité différentes qui ne peuvent se coupler; il est alors plus facile de les rendre adiabatiques et les pertes éventuelles sont synonymes de couplage avec des supermodes d'ordre supérieur. Les équations 1.3.1 pour un coupleur 2x2 s'écrivent:

$$\begin{aligned} SLP_{01} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + \phi_2) \\ SLP_{11} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 - \phi_2) \end{aligned} \quad (3.1.1)$$

où ϕ_i est le mode de la $i^{ème}$ fibre. L'équation 1.3.2 s'exprime de la façon suivante

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(SLP_{01} + SLP_{11}) \\ \phi_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(SLP_{01} - SLP_{11}) \end{aligned} \quad (3.1.2)$$

Lorsque l'on injecte de la lumière dans une fibre les deux supermodes sont également excités.

En remplaçant la moitié du coupleur par une fibre effilée adiabatique, il est possible de coupler l'énergie du mode LP_{01} de la fibre dans le supermode SLP_{01} du coupleur afin d'obtenir un diviseur de puissance 50 / 50 pour toutes les longueurs d'onde où les coeurs sont monomodes. La distribution du champ électromagnétique des guides utilisés pour la réalisation d'une jonction Y a été calculée avec le logiciel développé au laboratoire des fibres optiques. Le calcul de la distribution spatiale des champs peut être

réalisé par deux méthodes différentes: soit par différences finies ou par la MDSM ref[20]. Cette dernière permet de déterminer de façon plus précise la distribution des champs car elle calcule le champ en tout point, contrairement à la méthode par différences finies qui discrétise l'espace où le champ est défini. Par conséquent, la MDSM peut calculer la sensibilité des supermodes aux faibles variations géométriques ou de l'indice de réfraction du guide. Par contre, la convergence des calculs est plus lente que celle obtenue par une méthode de différences finies. Comme nous ne considérons pas la propagation des champs de la jonction Y, nous avons utilisé la méthode par différence finie pour le calcul des champs qui sont présentés aux figures 3.2 et 3.3.

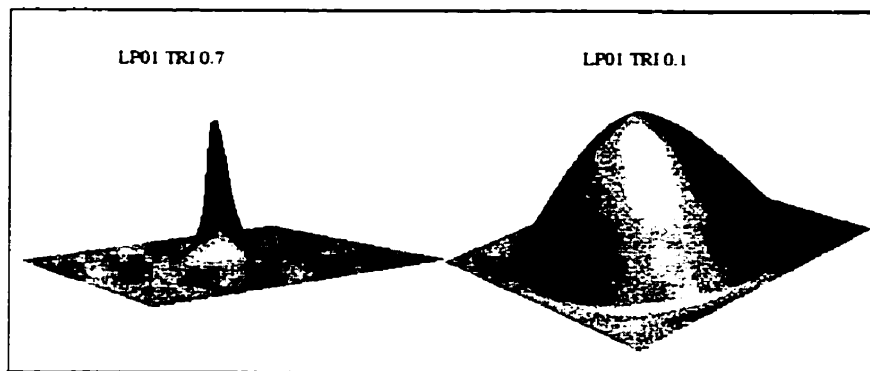


Figure 3.2: Mode fondamental d'une fibre effilée pour différentes valeurs du TRI.

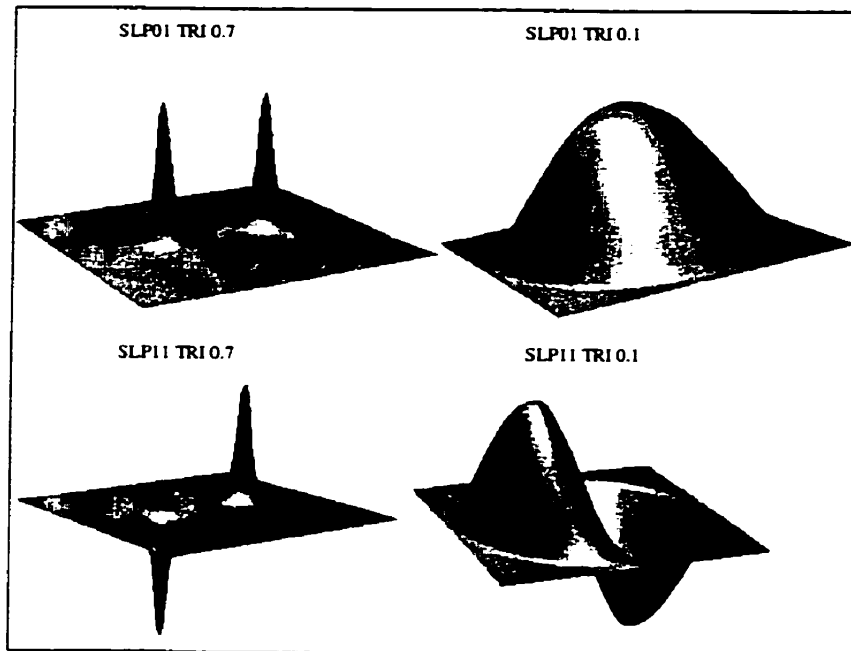


Figure 3.3: Les deux premiers supermodes d'un coupleur 2x2 pour différentes valeurs du degré de fusion et du TRI.

Nous constatons une similitude de plus en plus grande entre LP_{01} et SLP_{01} lorsque le TRI diminue. Par conséquent, leur couplage ou leur recouvrement sera important pour de faibles valeurs du TRI. La prochaine section présente la méthode utilisée pour déterminer la valeur du TRI nécessaire pour obtenir une valeur du recouvrement de 91%.

3.1.2: Recouvrement parfait

Lorsqu'il y a étirage de l'épissure, le profil est modifié par la combinaison des causes suivantes: la diffusion des dopants ref[36] et la dispersion longitudinale de l'épissure. Il est difficile dans ces conditions d'établir une relation modélisant, de façon réaliste, le profil d'indice en tout temps et les modèles proposés ref[32-34] ne peuvent être utilisés car les guides ne sont pas identiques. Nous avons donc opté pour une méthode ne considérant aucunement la variation du profil d'indice; elle ne tient compte que du recouvrement des modes à l'épissure ref[19]. La principale lacune de cette méthode est de négliger les réflexions et la diffusion causées par la variation abrupte de l'indice de réfraction. La figure 3.4 met en évidence la discontinuité du profil d'indice à l'épissure.

que du recouvrement des modes à l'épissure ref[19]. La principale lacune de cette méthode est de négliger les réflexions et la diffusion causées par la variation abrupte de l'indice de réfraction. La figure 3.4 met en évidence la discontinuité du profil d'indice à l'épissure.

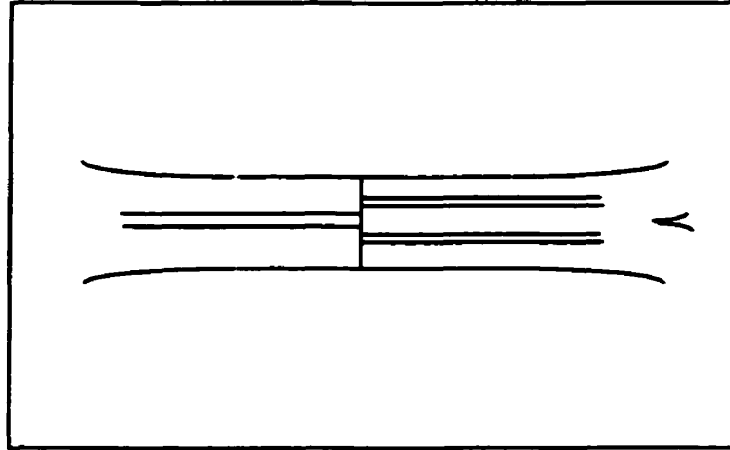


Figure 3.4:Discontinuité du profil d'indice à l'épissure d'une jonction Y.

Nous avons calculé, pour tous les cas, le recouvrement du mode LP_{01} avec les supermodes SLP_{01} , SLP_{11} , SLP_{31} , SLP_{12} , SLP_{02} , SLP_{21} , SLP_{41} . Seul le recouvrement sur les deux premiers supermodes du coupleur représente la puissance totale transmise par la jonction Y.

Le calcul du recouvrement optimal nous indique l'ordre de grandeur du TRI nécessaire pour obtenir une puissance transmise supérieure à 91%. Le calcul du recouvrement est indépendant de la méthode utilisée pour le calcul de la distribution des champs puisque nous utilisons une représentation matricielle. Le recouvrement est défini par:

$$R_{ITR} = \int_{A_{\infty}} \hat{\Phi}_{LP}(x, y, z) \cdot \hat{\Psi}_{SLP}^*(x, y, z) dA \quad (3.1.5)$$

ou $\hat{\Phi}_{SLP}(x, y, z)$ et $\hat{\Psi}_{LP}^*(x, y, z)$ sont respectivement le mode fondamental de la fibre effilée et les supermodes du coupleur. Le recouvrement se résume à:

$$R_{\pi R} = \sum_l b_l a_k = \delta_{lk} \quad (3.1.7)$$

qui est le produit matriciel des matrices représentant le mode fondamental de la fibre et le premier supermode du coupleur.

La précision obtenue dépend du nombre de points utilisés pour discrétiser l'espace où le champ est défini et de la valeur du TRI. La figure 3.5 présente le recouvrement des modes fondamentaux en fonction du TRI de la fibre effilée et du coupleur lorsque ceux-ci sont définis dans des espaces discrétisés avec 100x100 et 150x150 points. Les deux courbes sont complètement confondues. La représentation spatiale des modes est

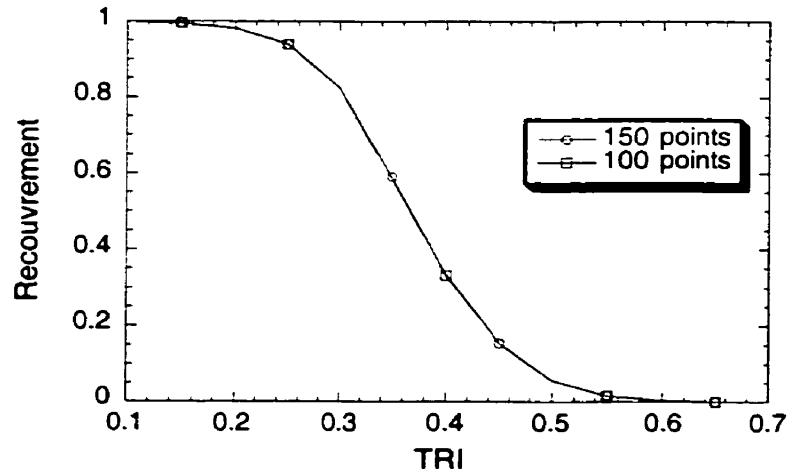


Figure 3.5: Recouvrement de SLP₀₁ et LP₀₁ pour deux différentes discrétisations de l'espace.

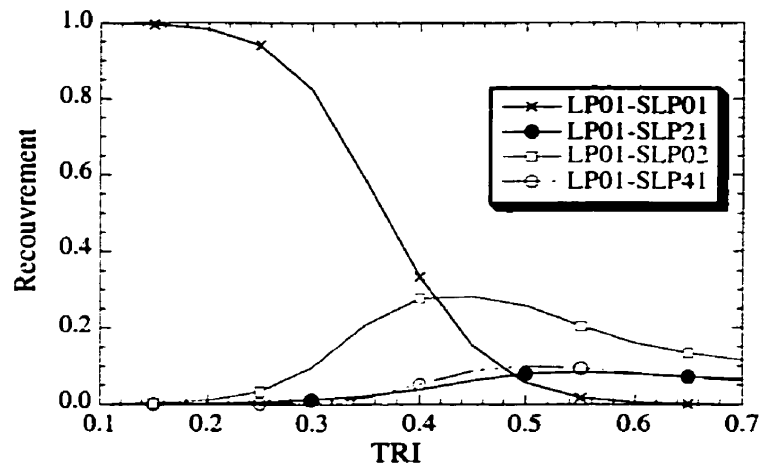


Figure 3.6: Recouvrement du mode fondamental de la fibre effilée avec les sept premiers supermodes d'un coupleur 2x2. Les champs sont discrétisés avec 150 points.

discrétisée avec 150 points pour tous les modes et la précision est donc optimale.

La valeur du recouvrement de LP_{01} avec SLP_{01} est acceptable pour un TRI de 0.27 ou moins puisque la puissance transmise est supérieure à 91% pour cet intervalle et les pertes sont essentiellement causées par le couplage entre le mode fondamental de la fibre et le supermode SLP_{02} du coupleur. De surcroît, nous savons qu'il est relativement facile de fabriquer une fibre effilée et un coupleur 2x2 adiabatique pour un TRI situé entre 0.15 et 0.27. Donc, il est théoriquement possible de fabriquer une jonction Y présentant une réponse spectrale achromatique sur tout le spectre permettant un guidage unimodal de la fibre SMF-28™ et présentant des pertes égales à 0.4 dB. Le recouvrement du mode fondamental de la fibre effilée avec chacun des supermodes impairs du coupleur est nul, d'où l'omission de la représentation de ces courbes sur la figure 3.6.

3.1.3: Recouvrement avec décalage transversal des guides

Deux des étapes nécessaires à la réalisation d'une jonction Y peuvent causer un désalignement de la fibre par rapport au demi-coupleur: le décalage des guides avant la réalisation de l'épissure et la distance séparant les guides. L'importance du décalage diminue lors de la réalisation de la jonction Y mais il n'est jamais totalement éliminé. Le calcul du recouvrement des champs, lorsqu'il y a décalage, nous renseignera sur son influence sur la transmission de la jonction Y.

Le pourcentage du décalage est $d = (S/D) * 100$, où D est le diamètre des guides et S est illustré à la figure 3.7. Nous avons effectué le calcul du recouvrement pour des valeurs du décalage de 5%, 10% et 15% selon les axes x et y. La figure 3.8 représente l'orientation du coupleur 2x2 par rapport au système d'axes utilisé. Les figures 3.9 à 3.15 montrent les résultats obtenus suite au calcul du recouvrement du mode fondamental de la fibre effilée et des supermodes du coupleur.

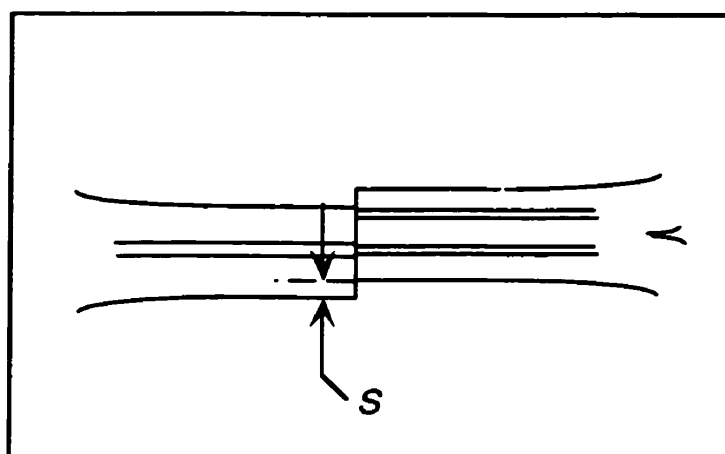


Figure 3.7:Décalage des guides à l'épissure d'une jonction Y.

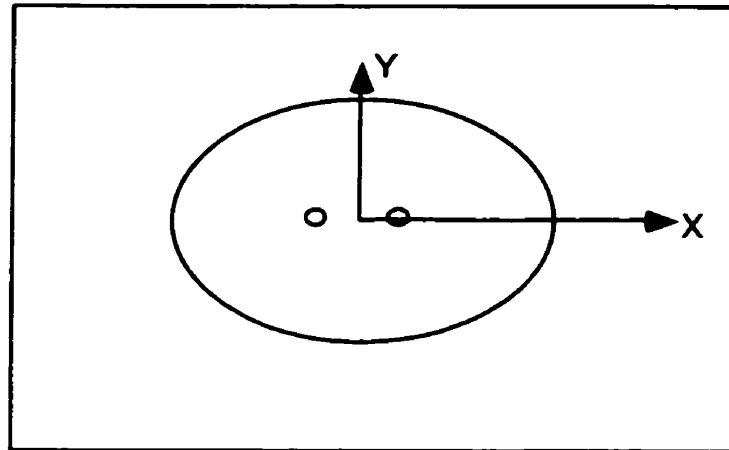


Figure 3.8: Système d'axe utilisé pour décrire un coupleur 2x2.

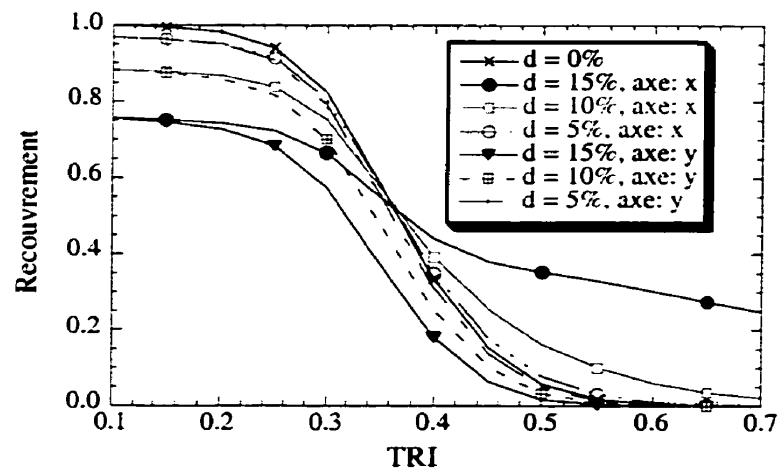


Figure 3.9: Recouvrement des modes LP_{01} et SLP_{01} en fonction du TRI. Les champs sont discrétisés avec 150 points.

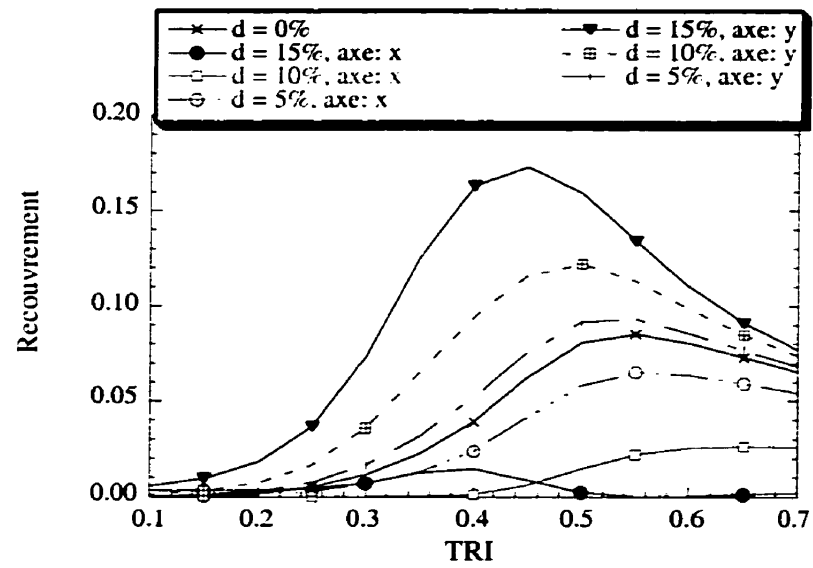


Figure 3.10: Recouvrement des modes LP₀₁ et SLP₂₁ en fonction du TRI. Les champs sont discrétisés avec 150 points.

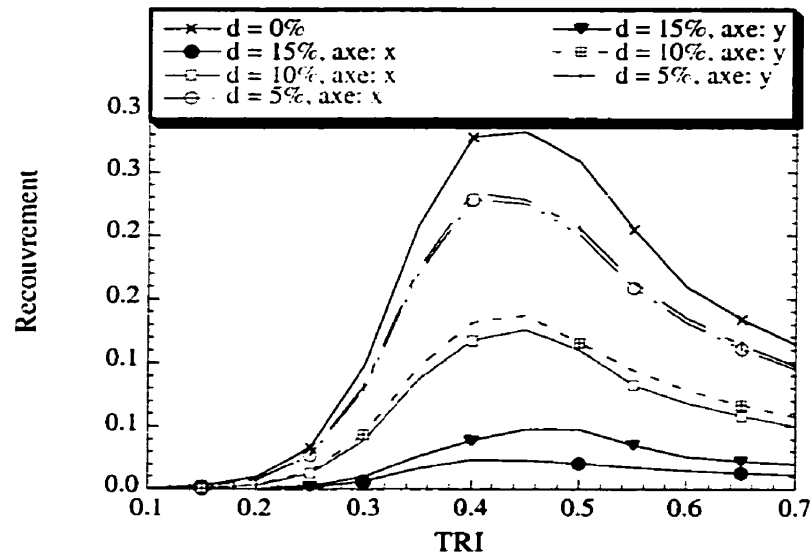


Figure 3.11: Recouvrement des modes LP₀₁ et SLP₀₂ en fonction du TRI. Les champs sont discrétisés avec 150 points.

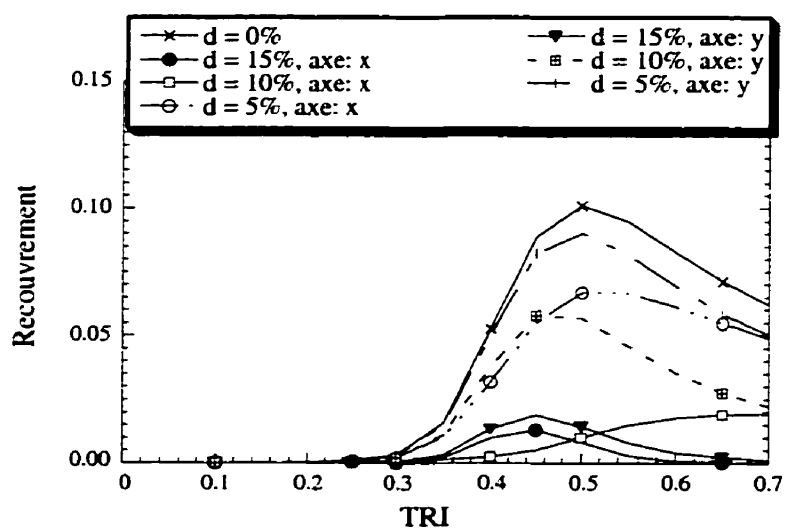


Figure 3.12: Recouvrement des modes LP₀₁ et SLP₄₁ en fonction du TRI. Les champs sont discrétisés avec 150 points.

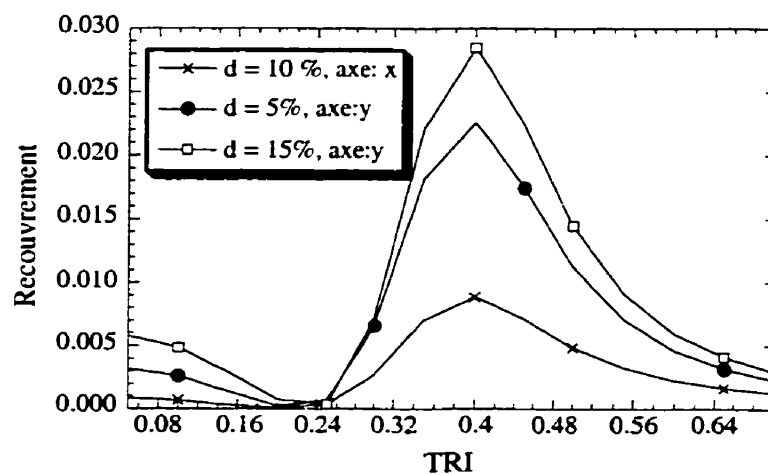


Figure 3.13: Recouvrement des modes LP₀₁ et SLP₁₂ en fonction du TRI. Les champs sont discrétisés avec 150 points.

Pour les valeurs du TRI inférieures à 0.27, le recouvrement de LP_{01} avec les supermodes impairs (figures 3.13 à 3.15) est négligeable et seul le recouvrement de LP_{01} de la fibre avec les supermodes pairs causent des pertes qui demeurent acceptables lorsque la valeur du décalage est 5% et le TRI = 0.27. Pour un décalage plus important nous devons étirer davantage la jonction Y.

Le recouvrement du mode de la fibre avec SLP_{21} du coupleur peut augmenter les pertes d'insertion de la jonction Y puisque ce supermode se couple au supermode SLP_{01} lorsque le profil longitudinal du coupleur ne respecte plus le critère d'adiabaticité ref[20]. Il est donc important de maintenir l'adiabaticité du demi-coupleur lors de l'étirage de la jonction Y.

Nous constatons facilement que la transmission totale est différente de 1. Nous avons uniquement considéré le recouvrement du mode de la fibre effilée avec les sept premiers supermodes du coupleur. La puissance manquante est transmise aux supermodes d'ordre supérieur non-considérés et la majeure partie de celle-ci est couplée dans les supermodes de radiation.

Une dernière remarque instructive concerne le recouvrement de LP_{01} avec SLP_{01} (figure 3.9) qui présente une valeur de 30 % lorsque $d = 15\%$, pour un TRI > 0.4. Dans ce cas, les cœurs guident encore une grande proportion d'énergie, ce qui permet un couplage non négligeable lorsque le cœur de la fibre effilée est pratiquement aligné avec un des cœurs du coupleur. Donc les cœurs ne guident plus la lumière de façon efficace pour une valeur du TRI inférieure à 0.4.

3.1.4: Clives non perpendiculaires

Une autre imperfection possible de l'épissure pouvant augmenter les pertes extrinsèques survient lorsque les clives du coupleur et de la fibre effilée sont non perpendiculaires à l'axe de propagation, ce qui cause une distorsion du plan de phase. Plusieurs situations peuvent causer cette distorsion. Nous avons choisi le cas où les angles des clives du coupleur et de la fibre effilée sont les mêmes; leur faces sont donc parallèles ce qui permet d'utiliser les champs du coupleur déjà calculés. Cette situation est

illustrée à la figure 3.16. Nous devons maintenant tenir compte de la phase qui est donnée par:

$$\Delta z = TRI \cdot \Delta x \tan(\theta) \quad (3.1.5)$$

où Δx est le déplacement minimum selon l'axe x pour une valeur du TRI donnée. La nouvelle valeur de l'amplitude, en un point de l'espace, s'obtient en multipliant celle-ci par $\exp(\Delta z \beta_j)$ avant de procéder au calcul du recouvrement.

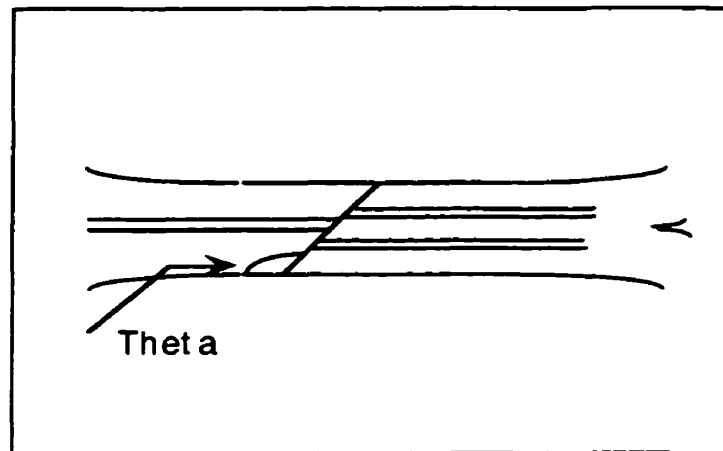


Figure 3.14: Clives non perpendiculaires à la direction de propagation.

Nous avons effectué le calcul pour des angles de 2° et 4° et ce, pour les deux axes du plan transversal. Les résultats obtenus sont les mêmes et seuls les courbes du recouvrement avec une inclinaison dans le plan (x,z) sont présentées aux figures 3.17 et 3.18.

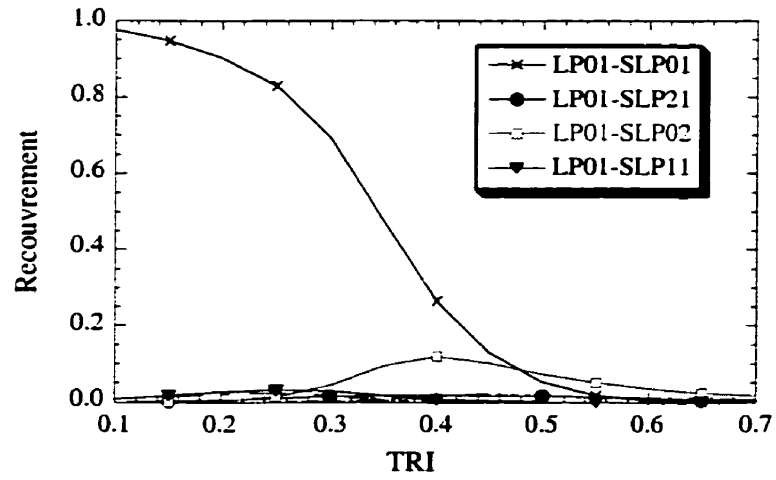


Figure 3.15: Recouvrement des champs pour un angle de 2° en fonction du TRI.

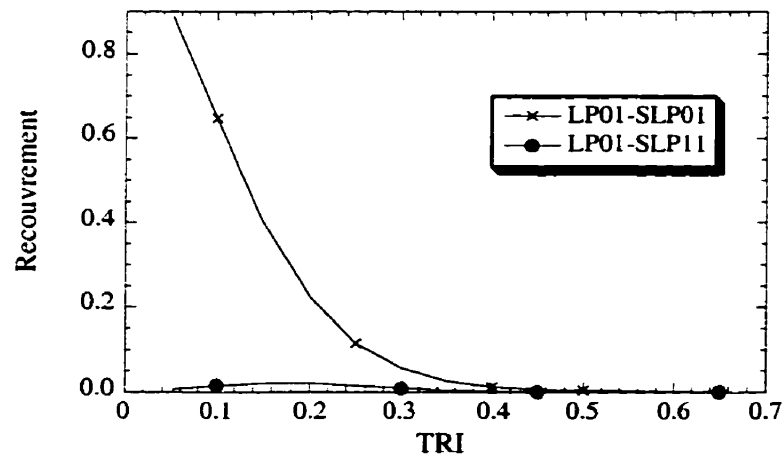


Figure 3.16: Recouvrement des champs pour un angle de 4° en fonction du TRI.

Nous constatons une nette diminution de la valeur du recouvrement pour tous les supermodes. Les figures précédentes indiquent qu'il est plus difficile de réaliser une jonction dont l'angle des clives des demi-composants est supérieur à 4° . Pour exciter suffisamment SLP_{01} , il faut maintenir les angles inférieurs à 2° et étirer la jonction Y jusqu'à l'obtention d'une valeur du TRI de 0.2. La valeur du recouvrement de LP_{01} avec les supermodes d'ordre supérieur est pratiquement nulle, d'où l'omission de ces courbes.

3.1.5 Recouvrement avec guides de diamètres différents

Nous savons qu'il y a étalement du mode fondamental d'une fibre lorsque l'on procède à l'étirage de la fibre, ce qui peut améliorer le recouvrement des modes à l'épissure. Nous avons vérifié si une réduction de diamètre plus importante de la fibre améliore effectivement le recouvrement. Nous avons calculé l'effet causé sur les valeurs du recouvrement lorsque le diamètre de la fibre effilée est inférieur de 5 % à celui du coupleur. Les calculs ont été faits pour les mêmes imperfections de l'épissure vues dans les sections précédentes et les résultats sont présentés aux figures 3.19 à 3.21.

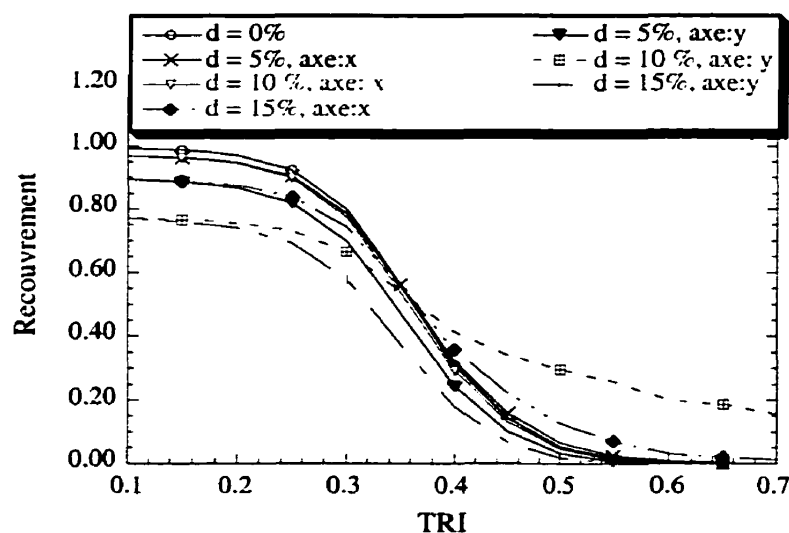


Figure 3.17: Recouvrement des modes LP_{01} et SLP_{01} en fonction du TRI lorsque le diamètre de la fibre est inférieure de 5% à celui du coupleur.

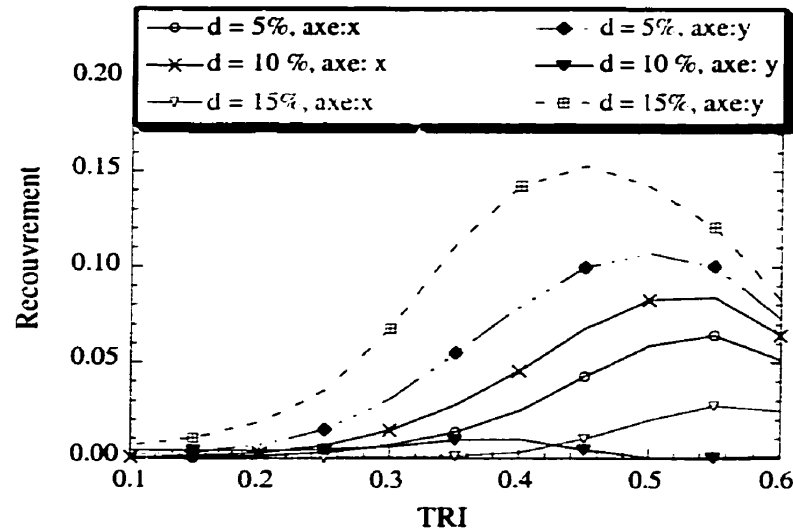


Figure 3.18: Recouvrement des modes LP_{01} et SLP_{21} en fonction du TRI lorsque le diamètre de la fibre est inférieur de 5% à celui du coupleur.

Pour représenter le mode de la fibre effilée dans la même base que celle des supermodes, nous avons discrétisé l'espace avec 143 points. La précision du calcul de la distribution des modes reste optimal. De façon générale, la valeur du recouvrement du mode fondamental de la fibre effilée avec les supermodes d'ordre supérieur pair est pratiquement inchangée, avec ou sans décalage. Les résultats théoriques du recouvrement dans le cas des clives avec angle sont les mêmes que ceux de la section 3.1.3. En conclusion, une réduction de 5% du diamètre de la fibre effilée n'améliore pas de façon significative la transmission de la jonction Y. De plus, la fusionneuse utilisée produit un décalage supérieur à 15% lorsque les diamètres des guides diffèrent grandement. Par conséquent, il n'est pas utile de vérifier théoriquement si une réduction plus importante du diamètre de la fibre effilée améliore la transmission de la jonction Y.

3.2: Résultats expérimentaux

Le travail effectué dans cette section se résume à l'élaboration d'une fibre effilée et d'un coupleur adiabatique fabriqués avec de la fibre SMF-28TM. La clive de ces composants est obtenue à l'aide d'une lame en acier-carbone fixée au montage (annexe

B, figure B.5) afin d'obtenir une clive de bonne qualité de manière reproductible. De plus, le nombre de coupleurs brisés est considérablement réduit. L'angle des clives obtenu ainsi semble être inférieur à 40° . Cette valeur de l'angle est déterminée de façon subjective car il n'a pas été possible techniquement de mesurer cet angle et nous avons établi à 40° la valeur limite d'un angle observable. Pour la fusion du demi-coupleur et de la demi-fibre effilée nous avons utilisé une fusionneuse de marque Siecor permettant de réaliser des épissures, entre deux fibres SMF-28™, pouvant causer des pertes typiques d'environ 0.2 dB-0.5 dB. Suite à la détérioration des performances de la fusionneuse, nous pouvons suspecter des pertes typiques supérieures à celles mentionnées par le fabricant. Il n'est pas possible de connaître les pertes causées par l'épissure d'un demi-coupleur et d'une demi-fibre effilée puisque pour une valeur du TRI de 0.56 la puissance couplée à l'intérieur du demi-coupleur est faible et non détectée par le photodétecteur de la fusionneuse.

Une fusionneuse fabriquée par Sumitomo nous a été prêtée par la compagnie ITF pour une durée de deux jours. Ce type de fusionneuse permet la fusion de guides de diamètres différents sans causer de décalage et les pertes sont inférieures à 0.1 dB. Le taux de réussite des épissures réalisées avec cette fusionneuse n'est pas connu étant donné la courte durée d'utilisation de la fusionneuse de Sumitomo.

3.2.1: Aspect physique et adiabaticité d'une jonction Y

Le TRI du demi-coupleur complètement fusionné et étiré est de 0.56 et celui de la fibre effilée est de 0.79 car nous voulons minimiser l'étirage total de la jonction Y. Il n'est pas possible de réussir l'épissure pour des valeurs du TRI inférieures. Le procédé de fabrication utilisé pour la réalisation de guides d'onde optique et la distribution des dopants ont une influence sur la viscosité des guides. Il est difficile d'étirer symétriquement deux guides d'onde unimodaux dont le diamètre des coeurs diffèrent ref[37]. Nous avons également constaté une importante différence entre la viscosité des coupleurs et celle des fibres effilées. Cette différence peut être attribuable au traitement thermique et à la longueur d'étirage qui diffèrent pour chacun des demi-composants. Lorsque l'on étire une fibre effilée composée de deux demi-fibres dont l'une n'a pas subi de traitement thermique, les vitesses d'étirage diffèrent. Par conséquent, il est nécessaire d'effectuer un traitement thermique similaire sur la fibre effilée avant de procéder à la

réduction de son diamètre afin d'obtenir une vitesse d'étirage plus uniforme de la jonction Y. La distribution de température utilisée pour chauffer la fibre effilée est la même mais le temps de chauffage est inférieur car la structure se déforme, ce qui produit un composant non adiabatique. La viscosité du coupleur reste toujours plus faible que celle de la demi-fibre et l'épissure se déplace du côté de la fibre effilée; les pentes du coupleur sont alors toujours plus abruptes, tel qu'illustré à la figure 3.22. Dans ces conditions il est difficile de réaliser une jonction Y adiabatique puisque nous ne pouvons pas connaître la vitesse de déplacement de l'épissure. La largeur de balayage est alors inégale et produit des variations importantes du rayon tel qu'observé pour $z \approx 5$ mm. La précision de la mesure

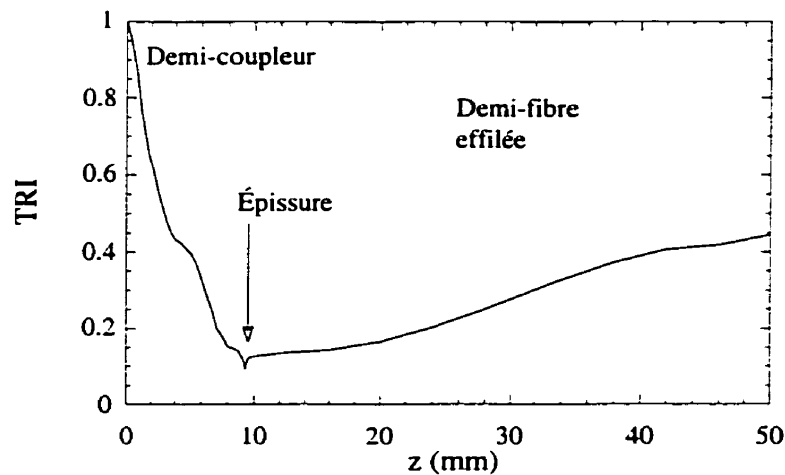


Figure 3.19: Profil longitudinale d'une jonction Y après étirage.

du profil longitudinal ne permet pas la comparaison des pentes normalisées avec les critères d'adiabaticité d'un coupleur 2x2 ref[20]. Les pentes de la demi-fibre effilée représentées à la figure 3.22 sont suffisamment douces pour exclure la non-adiabaticité de celle-ci puisque des essais en laboratoire ont permis d'observer les pentes d'une fibre effilée non-adiabatique qui sont beaucoup plus importantes.

Nous observons également à la figure 3.22, la présence d'une réduction locale de diamètre vers $z = 9.5$ mm, causée par la viscosité inférieure de l'épissure

comparativement à celle des guides adjacents. Les pentes de la réduction locale deviennent importantes pour un étirage d'environ 3 mm et l'épissure devient non adiabatique. Lors des essais effectués pour observer la différence entre la viscosité de deux demi-fibres effilées ayant subi un traitement thermique différent, la réduction locale du diamètre est très peu apparente ou totalement inexistante.

Nous avons vérifié expérimentalement si le procédé utilisé pour réaliser la jonction Y permet d'obtenir un coupleur et une fibre effilée qui sont presque adiabatiques. Les résultats sont présentés dans les figures 3.23 et 3.24.

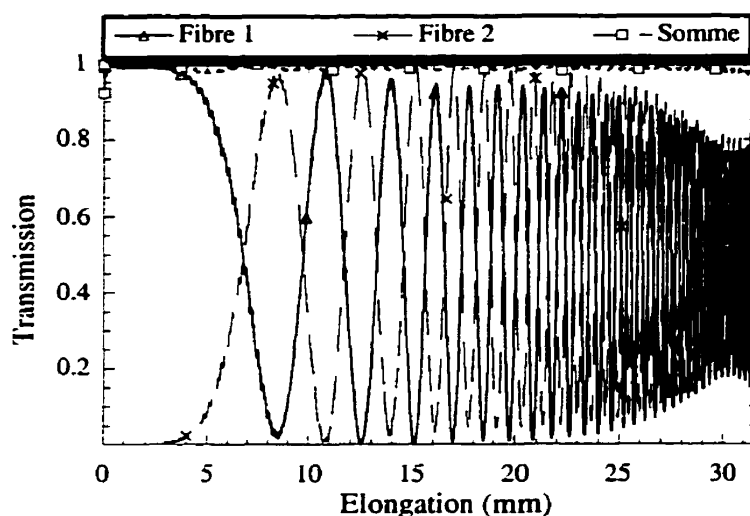


Figure 3.20: Courbe d'étirage d'un coupleur 2x2.

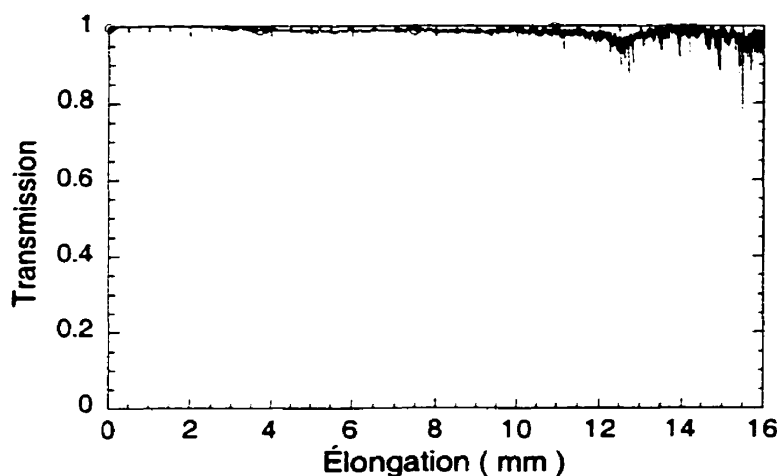


Figure 3.21: Courbe d'étirage d'une fibre effilée.

Les jonctions Y réalisées nécessitent une longueur d'étirage située entre 3 et 5 mm et le demi-coupleur ainsi que la demi-fibre effilée sont préalablement étirés de 5 mm et 2 mm respectivement. Le procédé de fabrication du demi-coupleur produit un composant ayant la dimension adéquate pour une insertion sans problème sur le support de fibre de la fusionneuse. Les composants réalisés sont presque adiabatiques à la longueur d'étirage d'intérêt et les pertes totales causées par la non-adiabaticité des composants est d'environ 0.04 dB, ce qui est faible devant l'objectif visé.

3.2.2: Transmission d'une jonction Y

Il n'est pas possible d'obtenir la transmission en fonction de l'élongation et la réponse spectrale simultanément pour des raisons de normalisation (annexe C). Toutes les courbes expérimentales proviennent de différentes jonctions Y réalisées avec le même procédé de fabrication. Le TRI final des jonctions Y est situé entre 0.15-0.2.

La figure 3.25 présente la courbe de la transmission en fonction de l'étirage. Les pertes d'insertion du coupleur et de la fibre effilée sont de 0.13 dB et 0.04 dB respectivement pour une longueur d'onde de 1550 nm. La puissance transmise par les fibres de la jonction Y reste similaire jusqu'à une longueur d'étirage de 2.8 mm. Au delà

de cette valeur la puissance transmise par les fibres montre une oscillation de la puissance transmise totale qui peut être attribuable à la formation de la micro fibre effilée située à l'emplacement de l'épissure (figure 3.26).

Les calculs théoriques présentés à la section 2.1 prévoient des pertes de l'ordre de 0.4 dB pour un TRI de 0.27 et le couplage entre les supermodes d'ordre supérieur est négligeable. Le TRI des jonctions Y étant situé en deçà de cette valeur, les pertes sont attribuées à la non-adiabaticité de l'épissure.

La réponse spectrale de la figure 3.27 et le profil longitudinal de la figure 3.25 proviennent de la même jonction. Les pertes d'insertion du coupleur et de la fibre effilée sont respectivement de 0.1 dB et de 0.04 dB pour une longueur d'onde de 1550 nm.

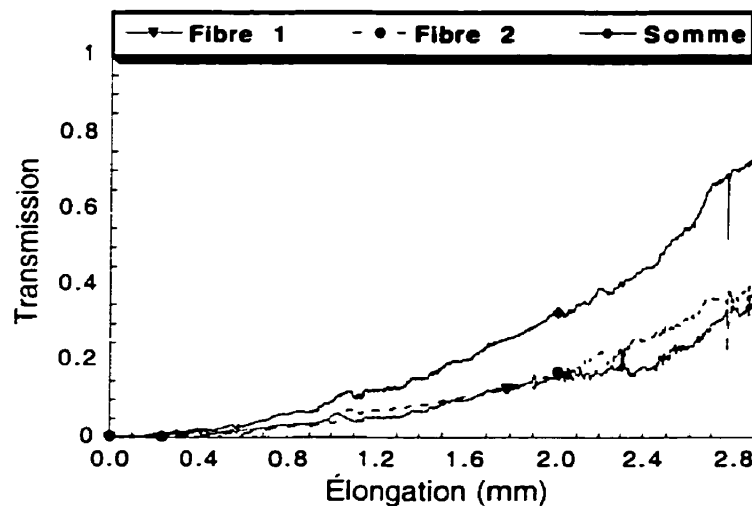


Figure 3.22: Transmission d'une jonction Y en fonction de l'étirage.

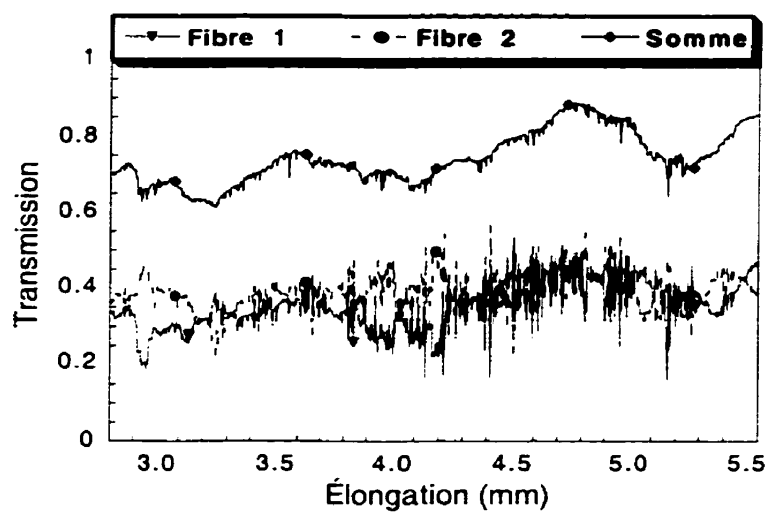


Figure 3.23: Transmission d'une jonction Y en fonction de l'étréage.

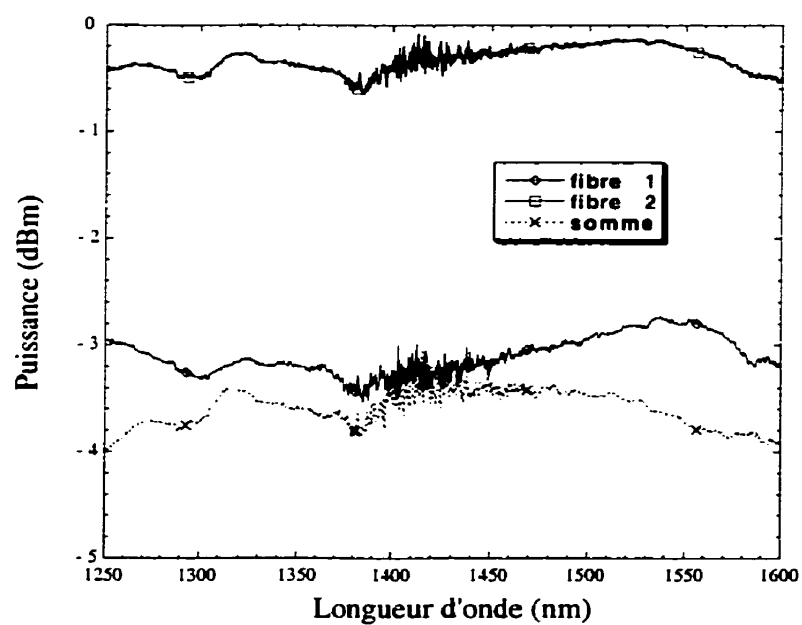


Figure 3.24: Réponse spectrale d'une jonction Y.

Seule la courbe du port 1 est correctement normalisée. Donc, il n'est pas possible de connaître les pertes réelles de la jonction Y.

Les faibles oscillations rapides en opposition de phase que l'on observe sur la courbe de la figure 3.27 sont attribuables à l'interférence entre SLP_{01} et SLP_{11} , car la puissance totale transmise ne présente pas ces oscillations.

Les puissances transmises par les fibres 1 et 2 montrent une variation respective de 0.9 dB et de 0.5 dB et les courbes ne sont donc pas symétriques. Lors de l'étirage, le décalage initial disparaît mais il n'est pas exclus qu'il brise la symétrie radiale du profil d'indice à l'épissure et cette distorsion du profil s'étend lors de l'étirage, ce qui peut provoquer une asymétrie du profil d'indice de la jonction Y d'où l'allure différente des courbes de transmission de la figure 3.26. La figure 3.28 montre les discontinuités apparaissant au cours de l'étirage d'une jonction Y. Ces défauts introduits dans les

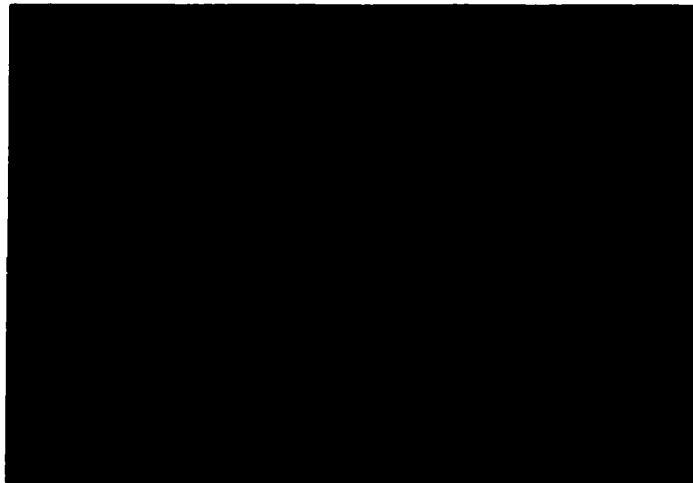


Figure 3.25: Discontinuités observées à la suite de l'étirage d'une jonction Y.

guides par l'arc électrique peuvent être causés par plusieurs facteurs dont l'état de surface des électrodes, leur propreté, leur alignement et la distance qui les sépare des guides. L'apparition de ces discontinuités est devenue plus fréquente avec le temps, ce qui permette d'affirmer qu'il y a propagation de tous les défauts du profil d'indice produits

lors de l'épissure et témoigne de l'importance de l'intensité de l'arc électrique sur la viscosité de la silice.

Les calculs théoriques effectués indiquent qu'une jonction Y doit présenter un TRI inférieur à 0.27 lorsqu'il n'y a aucune perte extrinsèque. Par contre, un décalage des guides et la non-perpendicularité des clives détériorent la transmission de la jonction Y et nous devons réduire davantage la valeur du TRI, qui doit être inférieur à 0.2, afin d'améliorer la transmission. Par contre, cette dernière solution nécessite un étirage plus important de la jonction Y; l'épissure et le demi-coupleur deviennent alors non adiabatiques. L'utilisation d'une fusionneuse plus performante permet d'éliminer presque totalement le décalage des guides lors de la fusion. Cependant, la réalisation d'une clive ayant un angle inférieur ou égal à 2° nécessite tout d'abord un système pouvant mesurer la valeur de l'angle de clive afin d'optimiser le procédé utilisé pour cliver les guides.

L'utilisation d'une fusionneuse donnant des conditions optimales et minimisant les pertes causées par celle-ci est nécessaire à la poursuite du projet. Il y a des paramètres de fusion qui peuvent diminuer la différence entre la viscosité des guides adjacents et celle de l'épissure ce qui faciliterait la réalisation d'une jonction adiabatique et pourrait provoquer une apparition plus tardive de la réduction locale du diamètre.

La réponse spectrale des jonctions obtenues n'est pas satisfaisante car les courbes de transmission de la jonction Y ne sont pas similaires et leurs variations dépassent l'objectif visé. De plus, les pertes sont supérieures à 0.8 dB pour une longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ ce qui est trop important.

CONCLUSION

Nous avons réalisé et étudié dans ce projet de maîtrise deux composants tout-fibres différents. Tout d'abord, nous avons réalisé un coupleur 1x3 et effectué les simulations de la transmission avec le logiciel disponible au Laboratoire de Fibre Optique. La similitude des résultats expérimentaux et théoriques, pour une superstructure circulaire, valide le modèle utilisé qui est la théorie plus générale des supermodes locaux couplés. Les différences observées sur les courbes de transmission expérimentales et théoriques sont attribuables à la précision insuffisante de la MDSM lorsqu'appliquée au coupleur 1x3, d'où une valeur erronée des coefficients de couplage calculés. La précision de la MDSM dépend du nombre de fonctions utilisées pour le calcul des champs. Cependant, le temps nécessaire pour calculer de façon précise la distribution des supermodes est considérable et une autre méthode de calcul doit être envisagée. La réalisation de coupleurs 1x3 adiabatiques est plus difficile car il y a toujours coexistence de deux supermodes pairs contrairement au coupleur 2x2. Il est tout de même possible de réaliser un coupleur 1x3 ayant des pertes d'insertion comparables à celles des coupleurs 2x2 adiabatiques.

Le transfert incomplet de la puissance de la fibre centrale vers les fibres latérales peut être causé par l'asymétrie de la superstructure, par le couplage entre les supermodes SLP_{01} et SLP_{21} ou par la non planéité des guides qui est causée par un mauvais usinage du support de fibres. Il est important de déterminer lequel de ces facteurs prédomine car le couplage des deux premiers supermodes d'un coupleur 1x3 diminue l'isolation entre les canaux de transmission.

Lorsque la lumière est injectée par la fibre centrale du coupleur 1x3, les résultats expérimentaux montrent que celui-ci se comporte de façon analogue aux coupleurs 2x2. Par conséquent, il est possible de remplacer les coupleurs 2x2 des structures Mach-Zehnder et en étoile par des coupleurs 1x3. Nous n'avons pas tenté de réaliser ces types de structures car l'état actuel du support de fibres utilisé pour la réalisation des coupleurs 1x3 diminue considérablement la reproductibilité des résultats.

Le deuxième composant réalisé et étudié est la jonction Y. Nous avons effectué le calcul théorique du recouvrement du mode fondamental d'une fibre effilée avec les sept premiers supermodes d'un coupleur 2x2. Premièrement, ce calcul a permis la détermination de la valeur approximative du TRI, qui est de 0.27, nécessaire au couplage de 91% de la puissance transportée par le mode fondamental de la fibre effilée au supermode fondamental du coupleur. Ensuite, nous avons évalué les pertes extrinsèques causées par un décalage des guides ou par des clives non perpendiculaires et nous avons constaté que ce dernier facteur est le plus néfaste à la transmission d'une jonction Y. La méthode utilisée pour la clive des composants donne de bon résultat mais nous savons qu'il est très difficile de réaliser des clives dont l'angle d'inclinaison est inférieur à 2° . De plus, nous ne pouvons mesurer ni observer un angle de clive de cette valeur. Il est donc nécessaire d'étirer davantage la jonction afin d'obtenir une valeur du TRI inférieure à 0.15 et ce seulement si l'angle de la clive est inférieur à 2° . Pour un angle de 4° , il devient impossible de réaliser une jonction Y dont la puissance transmise dans chacune des fibres de sortie est supérieure à 2.2 dB. Comme nous ne connaissons pas très bien l'évolution de l'épaisseur lors de l'étirage le dernier argument ne justifie pas l'impossibilité de la réalisation d'une jonction.

Quoique le décalage des guides est beaucoup moins néfaste sur la transmission de la jonction Y, il est avantageux de l'éliminer car nous ne savons pas s'il peut produire une asymétrie du profil d'indice qui se répartit longitudinalement lors de l'étirage. Une fusionneuse plus performante que celle utilisée pour la fusion de la demi-fibre effilée et du demi-coupleur réduit considérablement le décalage. De plus, les paramètres influençant les pertes intrinsèques provoquées par une épissure sont: la distance entre les guides, la durée de l'arc, son intensité et la distance séparant les guides d'onde des électrodes. La fusionneuse utilisée ne permet pas le contrôle de ces paramètres et la qualité des épissures varie grandement, ce qui réduit considérablement la reproductibilité des résultats. Finalement, il est peut-être possible d'optimiser les paramètres de fusion des demi-composants de façon à réduire l'écart entre la viscosité de l'épissure et celle des demi-composants, ce qui pourrait retarder l'apparition de la réduction du diamètre de l'épissure.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] MORTIMORE D.B.,1985,"*Wavelength-flattened fused couplers*", Electronics letters, vol. 21, no. 17, p.742-743.
- [2] YOSHIHIRO EMORI ET AL.,1996,"*Using a novel diagramm wavelength-flattened fused couplers*", Journal of lightwave technology, vol. 14, no. 12, p.2677-2682.
- [3] TAKAGI A. ET AL.,1996,"*Silica-based line-symmetric series-tapered(LSST) broadband directional coupler with asymmetric guides only in their parallel coupling region*", Electronics letters, vol. 32, no. 18, p.1700-1701.
- [4] MORTIMORE D.B.,1986,"*Wavelength-flattened 8x8 single-mode star coupler*", Electronics letters, vol. 22, no. 22, p.1205-1206.
- [5] HUSSEY C.D. AND MINELLY J. D.,1987,"*Wavelength-independent single-mode fiber 3-dB beam splitter*", Proc. conf. on lasers and electro-optics, p. 286-288.
- [6] MORTIMORE D.B.,1990,"*Theory and fabrication of 4x4 single-mode fused optical fiber couplers*", Applied optics, vol. 29, no. 3, p.371-374.
- [7] GONTHIER F., RICARD D., LACROIX S. ET BURES J., 1991,"*Wavelength- flattened 2x2 splitters made of identical single-mode fibers*", Optical society of america, vol. 15, no. 15, p.1201-1203.
- [8] JINGUJI K. ET AL.,1990,"*Mach-Zehnder interferometer type optical waveguide coupler with wavelenth-flattened coupling ratio*", Electronics letters, vol. 26, no. 17, p.1326-1327.
- [9] O'SULLIVAN P.F. AND HUSSEY C.D.,1997,"*Truly wavelength-flattened monolithic couplers*", Electronics letters, vol. 33, no. 4, p.321-322.

- [10] RICKMAN A.G., REED G.T., 1994, " *Mode characteristics, bends and Y-junctions* ", IEE Proc. optoelectron., vol 141, no. 6. p. 391-393.
- [11] GONTHIER F., LACROIX S. ET BURES J., 1993, " *Conception et réalisation de coupleurs multi-fibres intégrés à des fibres optiques unimodales* ", Thèse de doctorat, École polytechnique de Montréal.
- [12] NIU A., FITZGERALD C.M., BIRKS T.A. ET HUSSEY C.D., 1992, " *1x3 linear array singlemode fibre couplers* ", Electronics letters, vol. 28, no. 25, p. 2330- 2332.
- [13] GIALLORENZI THOMAS G., 1981, " *Optical fiber sensor technology* ", IEEE journal of quantum electronics, vol. QE-18, no 4, p. 626-664.
- [14] SANG K. SHEEM, 1980, " *Fiber-optic gyroscope with 3x3 directional coupler* ", Appl. Phys. lett., vol. 37, no 10, p. 869-871.
- [15] SHIH-CHUN LIN ET GIALLORENZI G., 1979, " *Sensitivity analysis of the Sagnac-effect optical-fiber interferometer* ", Appl. Opt., vol. 18, no 6, p. 915-931.
- [16] JA H. Y., 1993, " *Single-mode optical fiber double ring resonator with a planar 3x3 fiber coupler* ", Optics Letters, vol. 18, no. 18, p 1502 - 1504.
- [17] YU-HONG JA, 1994, " *A single-mode optical fiber ring resonator using a planar 3x3 fiber coupler and a sagnac loop* ", Journal of lightwave technology, vol. 12, no. 8, p. 1348 - 1354.
- [18] BURES J., LACROIX S. ET LAPIERRE J., 1983, " *Analyse d'un coupleur bidirectionnel à fibres optiques monomodes fusionnées* ", Appl. Opt., vol 22(12) p.1918-1921.

- [19] SNYDER A.W. ET LOVE J.O., 1983,"*Optical waveguides theory*", Chapman and hall.
- [20] DAXHELET X., 1996,"*Étude des interféromètres tout-fibre: application à la stabilisation en fréquence des lasers à semi-conducteurs* ", thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal.
- [21] MARCUSE D., 1991, "*Dielectric optical waveguide* ", Academic Press Inc.
- [22] LOVE J.D., STEWART W.J., HENRY W.M. BLACK R.J., LACROIX AND GONTHIER F., 1991,"*Tapered single-mode and devices: Part 1. Adiabaticity criteria*", IEE proc. pt.J.: Optoelectronics, vol. 138, no 5 p. 343-354.
- [23] BLACK R.J., GONTHIER F., LACROIX S. AND LOVE J.D., 1991,"*Tapered single-mode fibres and devices: Part 2. Experimental and theoretical quantification* ", IEE Proc. pt. J.: Optoelectronics, vol. 138, no 5 p. 355-364.
- [24] GONTHIER F., 1988, "*Applications des fibres optiques unimodales effilées*", Mémoire de maîtrise, École polytechnique de Montréal.
- [25] GONTHIER F., LACROIX S. ET BURES J., 1993, "*Conception et réalisation de coupleurs multi-fibres intégrés à des fibres optiques unimodales*",Thèse de doctorat, École polytechnique de Montréal.
- [26] AL-ORAINY ET O'REILLY J.J.,1992,"*Error probality and approximations for the influence of crosstalk on wavelength division multiplexed systems*",applieds optics, v.31 p. 3004-3014
- [27] MATTHEW N. McLANDRIDE ET AL., 1991," *Polarization independent narrow channel wavelength division multiplexing fiber couplers for 1.55 μm* ", Journal of lightwave technology, vol. 9, no. 4, p. 442 - 447.
- [28] BIRKS T.A., 1992," *Effect of twist in 3x3 fused tapered couplers* ", applieds optics, v.31 p. 3004-3014

- [29] YASUYUKI KATO ET AL., 1982," *Arc fusion splicing of single-mode fibers. 1: Optimum splice conditions*", Applied optics, vol. 21 no. 7, p. 1332-1336.
- [30] YASUYUKI KATO ET AL., 1982," *Arc fusion splicing of single-mode fibers. 2: A practical splice machine*", Applied optics, vol. 21, no. 7, p. 1332-1336.
- [31] IWAO HATAKEYAMA ET HARUHIKO TSUCHIYA,1978,"*Fusion splices for single-mode optical fiber* ", IEEE Journal of quantum electronics, vol. QE-14, no. 8, p. 614-619.
- [32] MARCUSE D., 1976,"*Loss analysis of single-mode fiber splices* ", Bell syst. tech. J., vol. 55, p. 905.
- [33] GLOGE D., 1976,"*Offset and tilt loss in optical fiber splices* ", Bell syst. tech. J., vol. 55, p. 905.
- [34] NEUMANN E. G. AND WEIDHASS W.,1976,"*Loss due to radial offsets in dielectric optical waveguides whith arbitrary index profiles* ", A.E.Ü., vol. 30, p. 448.
- [35] CALVIN M. MILLER ET AL., 1986,"*Optical splices and connectors* ", Optical engineering vol. 10, AT&T Bell laboratories.
- [36] KASHIRA N., 1995,"*Passive optical components for optical fiber transmission* ", Arthec house.
- [37] MORTIMORE D.B., WRIGHT J.V., 1986,"*Low-loss joints between dissimilar fibres by tapering fusion splices*", Electronics letters, vol. 2, no. 6, p.318-319.

ANNEXE A CARACTÉRISTIQUES DE LA FIBRE CORNING SMF-28™

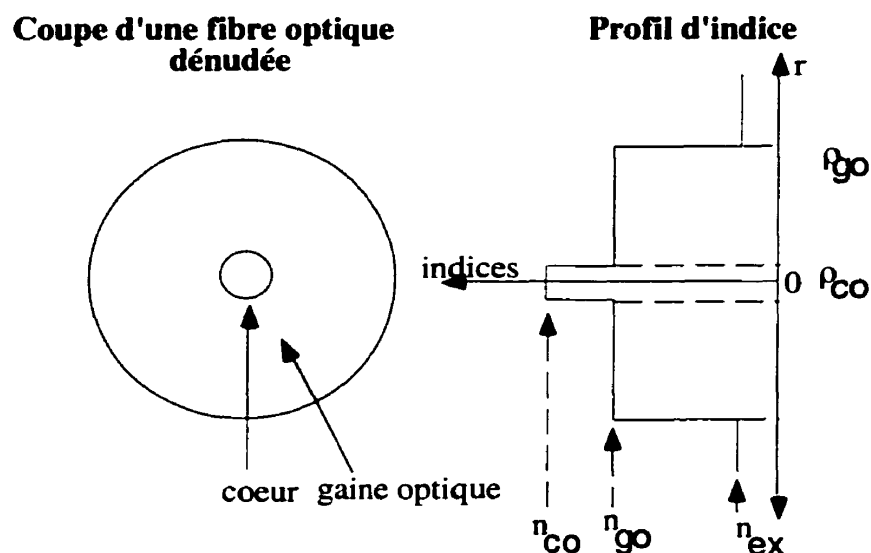


Figure A.1: Coupe transversal et profil d'indice de la fibre SMF-28™.

Tableau A.1: Caractéristiques de la fibre SMF-28 pour une longueur d'onde de 1550 nm.

Paramètres	Valeurs
ρ_{co}	4,5 μm
ρ_{go}	62,5 μm
$\Delta n_{co} = n_{co} - n_{go}$	0,0045

ANNEXE B

FABRICATION DES INTERFÉROMÈTRES TOUT-FIBRE

Les interféromètres réalisés ont nécessité l'utilisation du même montage. Les caractéristiques de ce dernier doivent permettre un contrôle précis des paramètres de fabrication, ce qui est nécessaire à la reproductibilité et à l'amélioration des résultats. Avant d'expliquer les étapes nécessaires à la réalisation des composants, il est important de présenter les différents éléments du montage. Ceux-ci se sont répartis dans trois catégories distinctes: les parties mécaniques, le système de contrôle de la chaleur et les instruments optiques.

B.1: Parties mécaniques

L'ensemble des parties mécaniques est présenté à la figure B.1. Le système de maintien des fibres permet de conserver l'alignement des fibres lors de la fabrication des composants. L'alignement des fibres s'effectue à l'aide d'une rainure dans laquelle les fibres sont insérées et maintenues par deux pinces. La partie centrale du système de maintien est interchangeable (figure B.2) afin de permettre la fabrication de coupleurs 2x2 ou 1x3. Les moteurs utilisés permettent l'étirage et le déplacement de la torche. Ceux-ci doivent être précis car il est nécessaire de bien contrôler la position afin de reproduire ou d'améliorer les résultats. Le mouvement des moteurs est contrôlé par le logiciel Métropoly qui a été développé au laboratoire. La plaque de base en T permet de maintenir l'alignement des divers éléments du montage d'étirage.

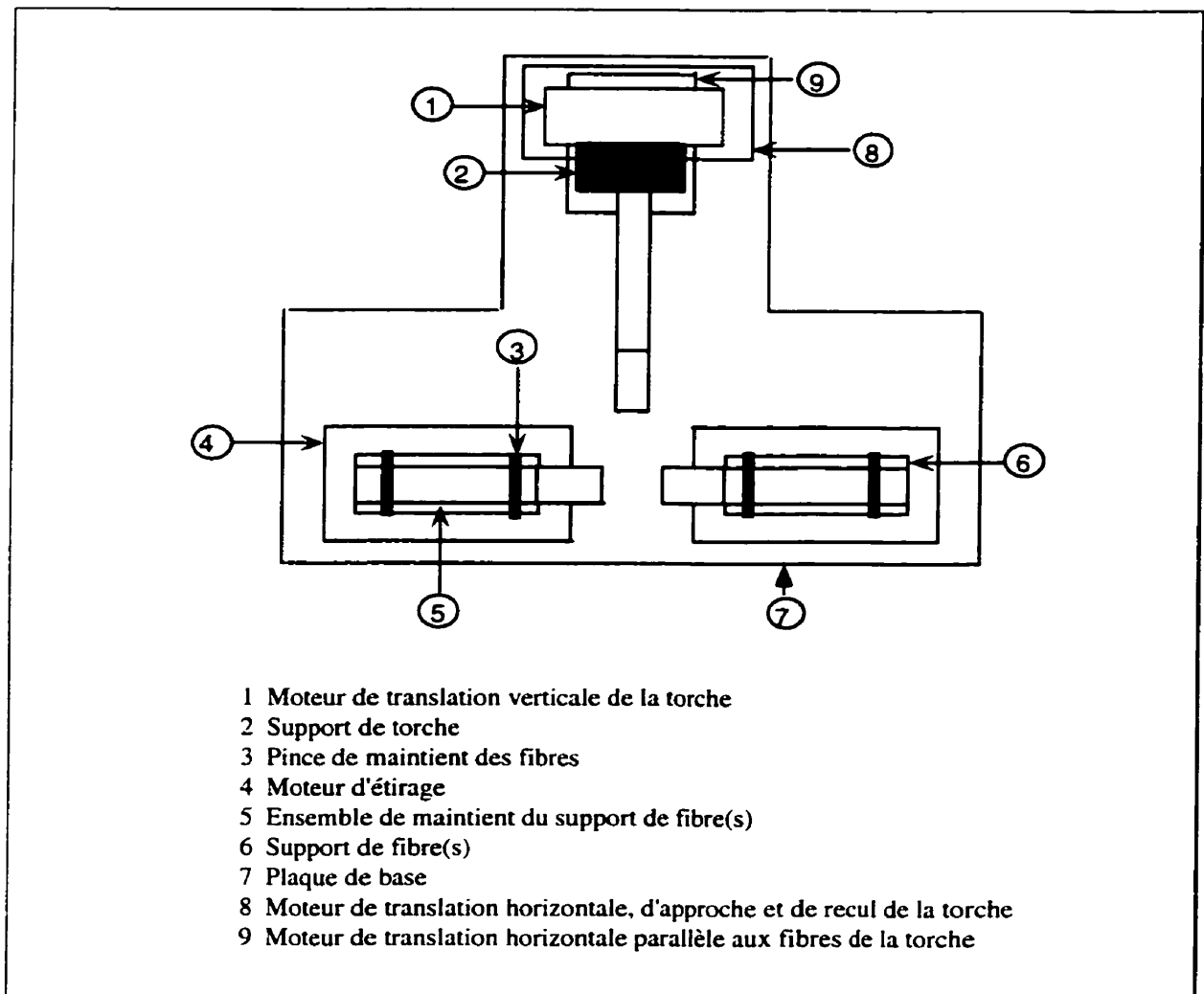


Figure B.1:Schéma du montage d'étirage.

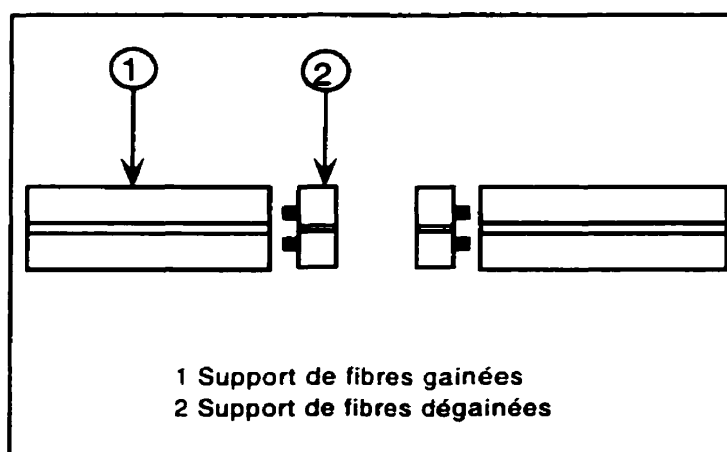


Figure B.2:Schéma des supports de fibres amovibles.

B.2: Source de chaleur et alimentation des gaz

Les éléments chauffants utilisés sont des microtorches disposées sur le support présenté à la figure B.3. Ce support permet de chauffer la structure par le dessous ou par le côté. De plus, il permet l'ajout d'une lame réalisée avec un alliage acier - carbone, ce qui permet la coupe des composants à l'endroit voulu sans déplacer le composant, diminuant ainsi considérablement le bris des composants. La figure B.4 montre le schéma du système d'alimentation en gaz des éléments chauffants. Le contrôle du débit peut s'effectuer manuellement ou à l'aide du logiciel Métropoly via le convertisseur analogique-numérique. Les gaz sont mélangés avant d'être introduits dans le support des torches et la longueur importante de ce dernier nécessite des pauses d'une minute à chaque changement de torche, avant d'atteindre le régime permanent.

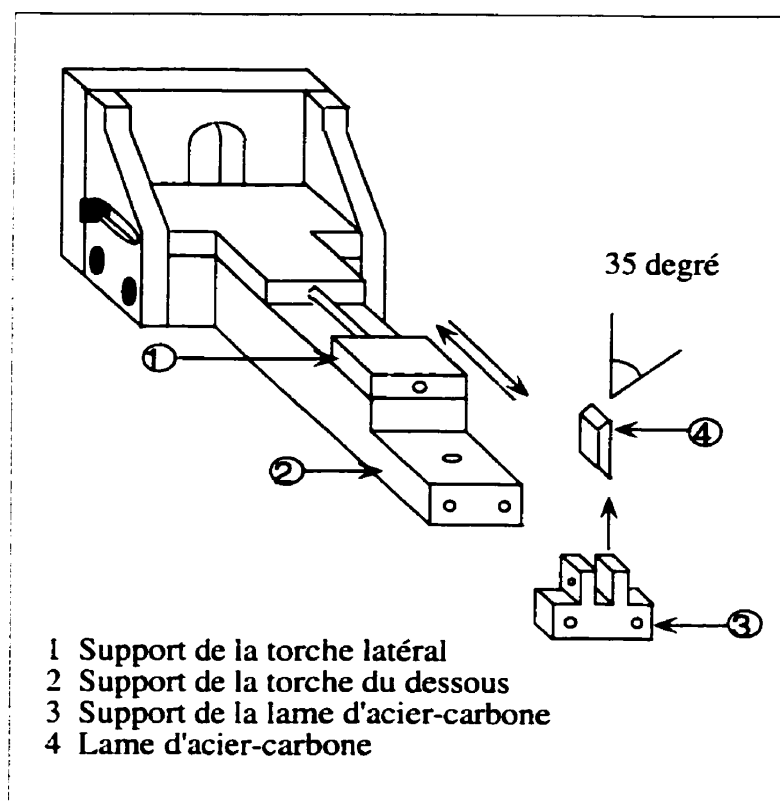


Figure B3:Schéma du porte microtorches.

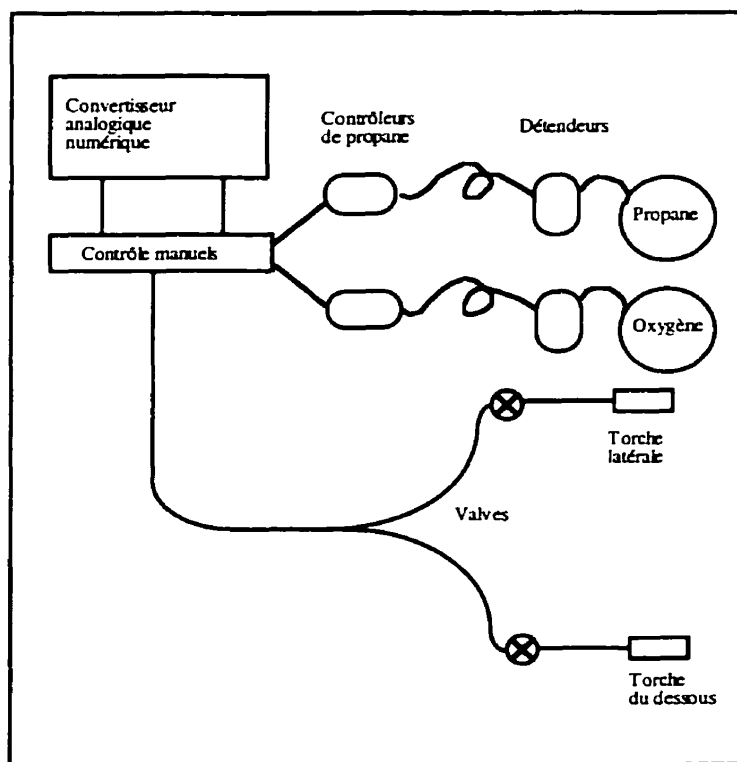


Figure B.4: Schéma du système d'alimentation des gaz.

B.3: Montage optique

L'ensemble du système optique sert à caractériser le composant. Il est présenté à la figure B.5. La source laser double de spectre étroit constituée de deux laser à semi-conducteurs émettant aux longueurs d'onde des télécommunications (1300 nm et 1550 nm) et les photodétecteurs à large bande (1000 - 1600 nm) permettent d'observer la transmission des composants lors de leur fabrication. La source large (1100 - 1700 nm) en association avec l'analyseur de spectre optique HP (400 - 1700 nm) permettent de caractériser la réponse en longueur d'onde du composant.

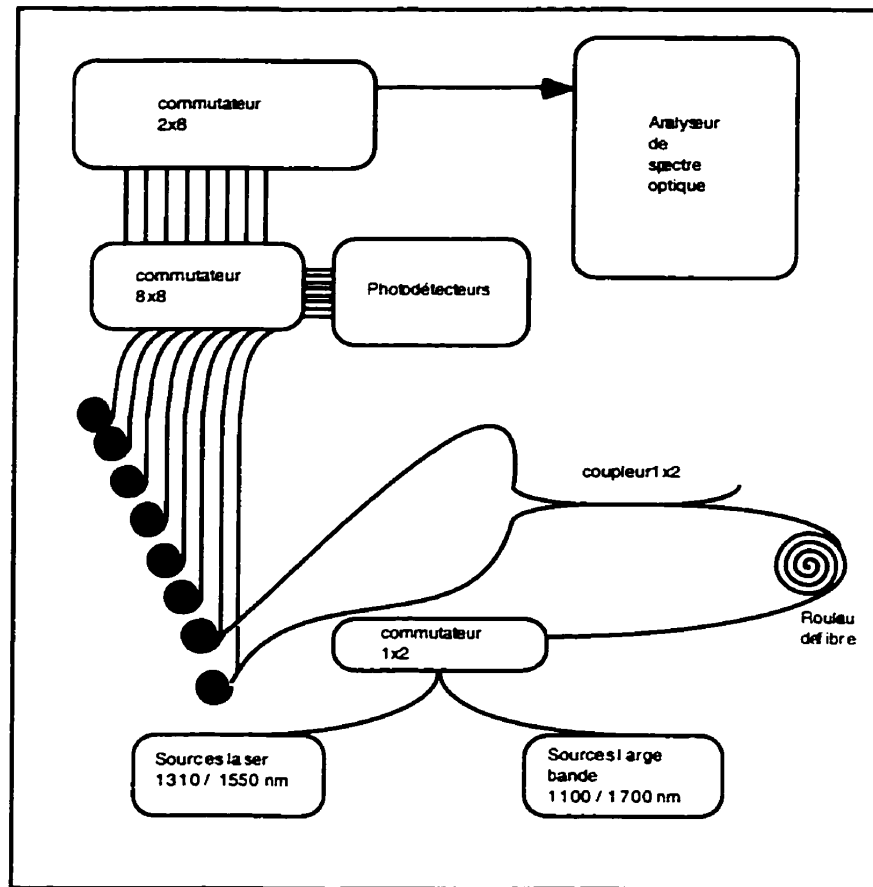


Figure B.5: Système de caractérisation optique.

B.4: Système de caractérisation visuelle

La figure B.6 présente le système utilisé pour la caractérisation visuelle des composants. Ce dernier permet d'observer l'évolution du composant lors de sa fabrication et d'effectuer les mesures du degré de fusion et du TRI. Il est composé d'un microscope optique, d'un téléviseur et d'une caméra. Il est possible de conserver l'image captée par la caméra à l'aide du logiciel Image.

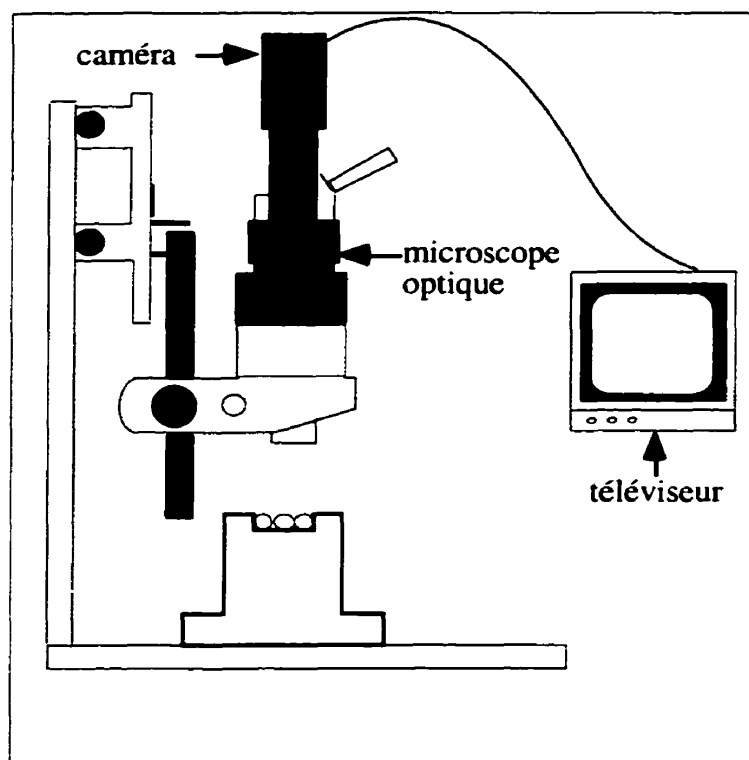


Figure B.6: Système de caractérisation physique.

B.5: Fabrication de la fibre effilée et des coupleurs

La réduction du diamètre du guide optique permet la transition entre le régime de cœur et le régime de gaine qui survient lorsque la dimension de chacun des cœurs ne permet plus le guidage de la lumière, ce qui permet le couplage et l'interférence entre les supermodes de la superstructure. Avant de procéder à l'étirage, nous devons préparer les fibres utilisées pour la fabrication des composants. Les étapes nécessaires à la préparation des fibres que nous présentons ici sont communes à tous les composants réalisés lors de ce projet.

Dans tous les cas nous dégainons une partie de la fibre qui est ensuite nettoyée avec de l'acétone ou du méthanol afin d'enlever toutes les poussières. Ensuite la partie dégainée est positionnée sur la partie 2 des supports de fibres qui sont montrés à la figure B.2 et la région gainée est installée sur la partie 1 des supports. Les pinces s'appuient

uniquement sur les fibres gainées afin de les maintenir alignées pendant la réalisation du composant.

Le procédé de fabrication se divise essentiellement en deux étapes: la fusion des fibres qui produit une structure biconique montrée à la figure B.7, et étirage de celle-ci.

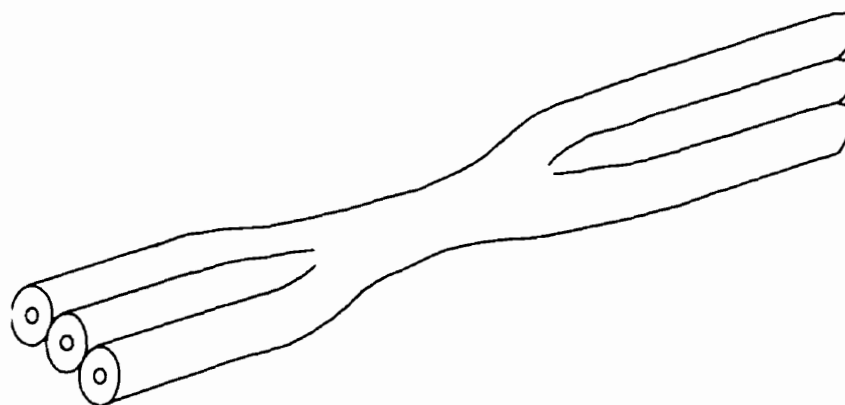


Figure B.7: Structure biconique d'un coupleur 1x3.

Ces étapes nécessitent l'utilisation d'une microtorche qui fournit l'énergie thermique nécessaire à la fusion de la silice. Les étapes peuvent être composées de plusieurs instructions définies par les caractéristiques de transmission désirées. Ces instructions sont déclarées dans la fenêtre utilisateur fournie par le logiciel Métropoly qui a été conçu au laboratoire par Denis Ricard.

ANNEXE C

NORMALISATION

C1: Coupleurs 1x3

Nous avons relié trois rouleaux de fibre, à l'aide d'une épissure, au commutateur 8x8 (figure C.5, annexe C). Le logiciel Métropoly permet d'obtenir une normalisation par rapport à la branche principale. La puissance normalisée transmise par chacune des voies est gardée en mémoire. La branche principale est la dernière fibre placée sur le support de maintien des fibres et la mesure de la puissance transmise par celle-ci est la dernière opération avant la réalisation du coupleur.

Le commutateur 8x8 permet d'orienter la lumière vers le commutateur 2x8 (figure B5, Annexe B). Ce dernier est relié à l'analyseur de spectre. Seule la puissance de la branche principale est normalisée. La réponse spectrale des branches secondaires est mesurée par rapport à la normalisation de la branche principale.

C.2: Jonction Y

Nous n'avons pas utilisé le système de commutateurs. Nous avons relié directement les sorties des composants aux photodétecteurs pour la caractérisation de la transmission des jonctions Y.

C.2.1: Transmission en fonction de l'étirage

Les sorties du coupleur demeurent reliées aux photodétecteurs pendant la fabrication de la fibre effilée. Nous utilisons la normalisation du coupleur pour caractériser la transmission d'une jonction Y.

C.2.2: Transmission en fonction de la longueur d'onde

La normalisation de la réponse spectrale est valide pour une seule fibre. Nous avons relié un rouleau de fibre à l'analyseur de spectre optique. Une des fibres de sortie

est reliée à l'analyseur de spectre par une épissure. La caractérisation de la branche secondaire n'est pas valide puisqu'il est nécessaire de réaliser une nouvelle épissure ou de la relier directement à l'analyseur de spectre optique.

ANNEXE D

PROFIL TRANSVERSAL THÉORIQUE
D'UN COUPLEUR 1X3.

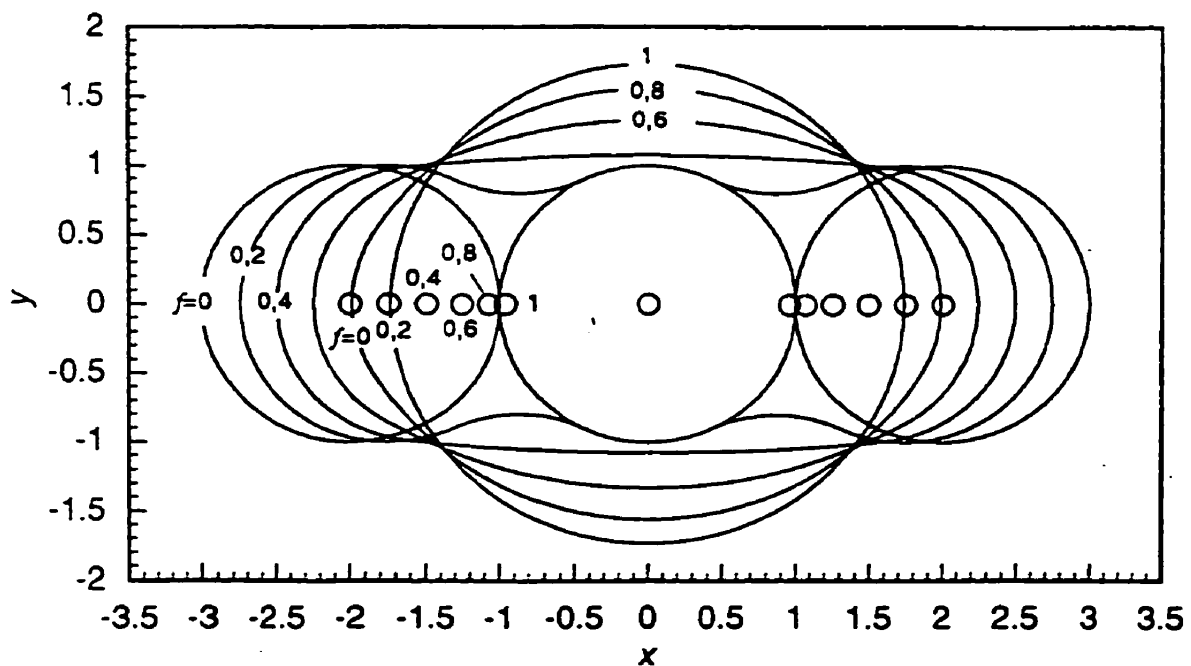


Figure D.1: Profil transversal théorique d'un coupleur 1x3 calculé par François Gonthier ref[19].