UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

MODÉLISATION DE COUPLEURS DIRECTIONNELS 2X2 FUSIONNÉS ASYMÉTRIQUES EN FIBRE OPTIQUE

RENÉ GHOSH
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
JUILLET 1998

©René Ghosh, 1998

National Library of Canada
Bibliothèque nationale du Canada

Acquisitions and Bibliographic Services
Acquisitions et services bibliographiques

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

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.

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.

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 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.

0-612-37443-2

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

ce mémoire intitulé:

MODÉLISATION DE COUPLEURS DIRECTIONNELS 2X2 FUSIONNÉS ASYMÉTRIQUES EN FIBRE OPTIQUE

présenté par: GHOSH René

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. BURES, Jacques, D. Sc., président

Mme LACROIX Suzanne, D. Sc., directeur

M. LAUZON Jocelyn, D.Sc., membre

Résumé

Les coupleurs fusionnés en fibre optique connaissent une foule d'applications: filtres, diviseurs de puissances, composants de multiplexage/démultiplexage en longueur d'onde, etc. Ces coupleurs sont d'ordinaire constitués de fibres identiques. Or, il s'avère que le fait d'utiliser des fibres de caractéristiques différentes peut aussi donner lieu à des coupleurs ayant des propriétés souhaitables en vue de ces applications et d'autres.

Le but de ce projet est d'étudier les propriétés théoriques modales et de couplage intermodal des coupleurs 2x2 asymétriques, ainsi que d'en tirer des applications potentielles.

En premier lieu, une étude théorique des modes guidés dans les coupleurs asymétriques est faite, en montrant la dépendance sur divers paramètres tels que la longueur d'onde, les sauts d'indice des cœurs guidants, la dimension des guides et la distance entre les cœurs du coupleur.

Ensuite, le couplage entre les modes propres du coupleur est étudié pour un guide longitudinalement variant, en mettant l'accent sur les mécanismes en opposition du couplage et du désaccord de phase. L'approximation soudaine est introduite comme outil de compréhension et de prévision de résultats de coupleurs asymétriques.

Les bases théoriques des coupleurs asymétriques étant établies, les courbes d'étirage de tels coupleurs sont montrées en fonction de divers paramètres d'étirage tels

que la largeur de la torche, la largeur de balayage, etc. Les courbes de réponse spectrale sont aussi montrées.

Les applications de coupleurs asymétriques sont donnés dans les derniers chapitres, avec en premier lieu les coupleurs asymétriques étirés seulement et les possibilités de division en puissance, puis les coupleurs asymétriques assistés par réseau avec les applications de division en puissance et dé/multiplexage. Enfin, la réponse théorique d'une jonction X, qui consiste en l'épissure d'un coupleur symétrique et d'un coupleur asymétrique et qui permet la division large bande en puissance, est présentée.

Abstract

Fused-fibre couplers support various applications: filters, power divisors, multiplexing/demultiplexing devices, etc. These couplers are ordinarily made from identical fibres. However, using fibres having different characterisitcs can also occasion desirable properties for these applications and others.

The goal of this project is to study the theoretical modal and inter-modal coupling properties of 2X2 asymmetric fused-fibre couplers, and to infer potential applications therefrom.

To begin with, a theoretical study of guided modes in asymmetrical couplers is undertaken, showing the dependence of guided modes on various parameters such as wavelength, the index steps of the guiding cores, waveguide dimensions and distance of separation of the guiding cores.

Following this, coupling between coupler eigenmodes is studied in the case of a longitudinally varying coupler, emphasizing the opposing mechanisms of coupling and phase mismatch. The sudden approximation is introduced as a comprehension tool and to predict results of asymmtrical couplers.

The theoretical basis of asymmetrical couplers thus established, elongation curves of such couplers are shown as a function of various parameters such as torch width, sweep length, etc. Spectral curves are also shown.

The applications of asymmetrical couplers are given in the remaining chapters, beginning with asymmetrical couplers having undergone the elongation process only and the possibilities of using them for power division, followed by grating-assisted couplers and applications for power division and wavelength de/multiplexing. Finally, the theoretical response of an X junction, consisting of the splicing of a symmetrical and an asymmetrical coupler, permitting largeband power division, is presented.

Je dédie ce travail à mon père, Ramendra Sundar Ghosh.

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord ma directrice Suzanne Lacroix pour ses idées aussi diverses et pertinentes que son soutien financier a été constant. Je remercie aussi Nicolas Godbout pour m'avoir jugé digne de recevoir l'enseignement de l'esprit critique. Ensuite je remercie chaleureusement Xavier Daxhelet pour son érudition mathématique et physique, sa volonté de partager cette érudition et pour m'avoir appris l'accent de Liège. Je remercie Damien Stryckman et Lilian Martineau, mes co-mousquetaires, pour m'avoir inculqué une éthique de travail qu'eux-mêmes ignoraient mais n'ignorent plus. Je remercie Emmanuel Marin pour sa blague sur Xavier que j'ai oubliée (la blague, pas Xavier) et son aide avec les réseaux. Je remercie David Ménard pour son amitié et sa sagesse transcendentale (la sagesse, pas l'amitié). Je remercie ma famille pour ne pas paraître ingrat et parce que sans eux je n'aurais jamais fait de camping.

Je me retiens pour ne pas remercier beaucoup de gens qui, quoique très sympathiques et/ou riches, ne m'ont pas directement aidé dans ce travail.

Table des matières

Résumé iv

Abstract vi

Remerciements ix

Table des matières x

Liste des tableaux et figures xii

Liste des sigles et abbréviations xix

Introduction 1

Chapitre 1: Guide d'onde et modes 3

Chapitre 2: Calcul des modes 6

2.1 Solutions des guides plans 6

2.2 Solutions par différences finies 7

2.3 Solutions par modes quasi-normaux 13

Chapitre 3: Modes des coupleurs asymétriques 15

3.1 Coupleurs plans 15

3.2 Modes des coupleurs asymétriques en fibres fusionnées calculés par différences finies 18

3.3 Étude des supermodes par la méthode des modes quasi-normaux (MMQN) 25

Chapitre 4: Couplage et adiabaticité 30

4.1 Fonctionnement d'un coupleur fusionné asymétrique 30

4.2 Critères d'adiabaticité 37

4.3 L'approximation soudaine 44

Chapitre 5: Coupleurs asymétriques 58

5.1 Simulations d'étirage 58

5.2 Données de la simulation 60

5.3 Courbes d'étirage 63

5.4 Réponse spectrale 70

5.5 Applications du coupleur asymétrique 72

Chapitre 6: Couplage codirectionnel par réseau d'indice 77

6.1 Théorie du couplage codirectionnel par réseau à deux supermodes 77

6.2 Coupleurs assistés par réseau codirectionnel 85

Chapitre 7: La jonction X 100

7.1 Description de la jonction X 100

7.2 Pertes à l'épissure 101

7.3 Adiabaticité de la partie asymétrique du coupleur 104

Conclusion 108

Bibliographie 111

Liste des tableaux et figures

Figures:

Figure 2.1 Modes de la fibre SMF28™ (demi-section) calculés par différences finies. λ=1,55 μm 11

Figure 2.2 Structure pouvant être résolue de façon perturbative par la MMQN 13

Figure 3.1 Modes du coupleur a) symétrique et b) asymétrique.La gaine a une largeur de 89 μm et un indice de 1,444418 à λ=1,55 μm. Les cœurs de 4,5 μm ont un saut d'indice de 0,0045 avec l'exception de l'indice du cœur de gauche dans le cas du coupleur asymétrique, lequel est perturbé de 1x10-5 . La distance entre les cœurs est de 34,5 μm 16

Figure 3.2 Modes du coupleur asymétrique: effet du rapprochement des cœurs. La distance entre les cœurs est de 17,25 μm, deux fois moins que le coupleur de la figure 3.1. 17

Figure 3.3 Modes du coupleur asymétrique: effet de l'augmentation de la longueur d'onde. Le profil d'indice est le même que le coupleur de la figure 3.1 mais les modes sont calculés à λ=2,0 μm. 18

Figure 3.4 Section d'un coupleur fusionné en fibre 19

Figure 3.5 Deux premiers supermodes d'un coupleur asymétrique à différentes valeurs d'ITR. Le cœur de gauche a un indice légèrement supérieur à celui de droite. 21

Figure 3.6 Modes du coupleur quasi-symétrique à ITR=1.0 et ITR=0.5: le cœur de gauche a un saut d'indice de 0,004501 et

celui de droite de 0,0045. Les coeurs ont chacun un rayon de 4,5 µm. 23

Figure 3.7 Six premiers modes du coupleur asymétrique à ITR=1.0. Le cœur de gauche a un saut d'indice de 0,0046 et celui de droite de 0,0045. Les coeurs ont chacun un rayon de 4,5 µm. 24

Figure 3.8 La fonction d'asymétrie 28

Figure 4.1 La structure Mach-Zehnder 31

Figure 4.2 (a) Indices effectifs des trois premiers modes du coupleur asymétrique décrit au tableau 4.1 et (b) Coefficients de couplage normalisés 36

Figure 4.3 Puissance normalisée maximale transmissible en fonction du rapport ρ_C/ρ (pente critique du critère d'adiabaticité / pente normalisée du coupleur) 41

Figure 4.4 Critères d'adiabaticité d'un coupleur asymétrique et profil de pente normalisée d'un coupleur effilé typique 42

Figure 4.5 Profil critique du coupleur tel que vu par le premier supermode par rapport au couplage entre les trois premiers supermodes. 43

Figure 4.6 Phénomène de la commutation des correspondances supermodes-modes des cœurs individuels du coupleur décrit à la table 4.2 47

Figure 4.7 Forme des supermodes (a) à ITR=1.0, (b) au point de croisement ITR=0.998767 et (c) à ITR=0.9975 du coupleur décrit à la table 4.2 48

Figure 4.8 (a) Coefficient de couplage normalisé pour une séparation entre les cœurs de 30, 40 et 50 μm et (b) coefficient de couplage normalisé au point de croisement en fonction de la séparation entre les cœurs. Les caractéristiques des coeurs sont donnés dans le tableau 4.2 50

Figure 4.9 Double échange des profils de supermode et des intensités modales pour un couplage selon ITR décroissant, coupleur décrit à la table 4.2 avec 50 μm de séparation entre les cœurs. 52

Figure 4.10 (a) Coefficients de couplage normalisés et (b) critères d'adiabaticité pour les deux premiers supermodes du coupleur quasi-symétrique pour diverses valeurs de perturbation. Les cœurs séparés de 70 μm sont décrits à la table 4.3. 55

Figure 4.11 Équipartition du champ sur les deux premiers supermodes par le couplage dans l'approximation soudaine 56

Figure 5.2 (a) Indices effectifs des quatre premiers supermodes de la structure du coupleur asymétrique et (b) coefficients de couplage normalisés. Les coeurs ont les caractéristiques données à la table 5.1. 62

Figure 5.3 Étirage du coupleur asymétrique sous-couplé, largeur de balayage de 15 mm 63

Figure 5.5 Étirage du coupleur asymétrique non-adiabatique, largeur de balayage de 5 mm 66

Figure 5.6 Étirage du coupleur asymétrique non-adiabatique, largeur de balayage nulle 67

Figure 5.7 Étirage en deux étapes du coupleur asymétrique 67

Figure 5.8 (a) Coefficients de couplage en fonction de z dans le coupleur asymétrique, (b) amplitudes des supermodes SLP01 et SLP11 en fonction de z et phase relative SLP01-SLP11 69

Figure 5.9 Critères d'adiabaticité de SLP01 vers SLP11, SLP21 et SLP02 et pente normalisée du coupleur 70

Figure 5.10 Réponse spectrale de sortie du coupleur pour une excitation par la branche de la SMF28™ (SLP01) et aussi pour une excitation de l'autre branche (SLP11) 71

Figure 5.11 Étirage d'un coupleur asymétrique diviseur en puissance 72

Figure 5.12 Étude en longueur d'onde du coupleur diviseur en puissance 73

Figure 5.13 Coupleur sur-couplé, étirage avec torche de 5 mm..... 74

Figure 5.14 Coupleur adiabatique, étirage avec torche de 10 mm. 75

Figure 6.1: Couplage par réseau d'indice dans un guide quelconque..... 79

Figure 6.2: Courbe normalisée de sélectivité du réseau. 82

Figure 6.3: Schéma du coupleur assisté par réseau codirectionnel agissant comme (a) diviseur de puissance et (b) multiplexeur/démultiplexeur. 86

Figure 6.4 Supermodes du coupleur asymétrique à ITR=0.5. Les caractéristiques du coupleur sont données à la table 6.1. 89

Figure 6.5 (a) Indices effectifs des supermodes, (b) coefficients de couplage et (c) recouvrements sur la demie-gaine pour le coupleur du tableau 6.1. 90

Figure 6.6 Profil en ITR et intensités non assistées par réseau des supermodes 91

Figure 6.7 Période de battement SLP01-SLP11 le long du coupleur. Les caractéristiques du coupleur sont données à la table 6.1. 92

Figure 6.8 Recouvrement en fonction de z de SLP01-SLP11. Les caractéristiques du coupleur sont données à la table 6.1. 94

Figure 6.9 Modulation d'indice dn du réseau. Les caractéristiques du réseau sont données au tableau 6.2. 94

Figure 6.10 (a) Intensité des supermodes couplés par réseau et (b) réponse spectrale du composant 95

Figure 6.11 Intégrale de recouvrement SLP01-SLP11 sur la demie-gaine et sur le cœur pour le coupleur fait d'une fibre SMF28™ et l'autre de rayon 3,34 μm avec un saut d'indice de 0,00575 96

Fig. 6.12 Profil du coupleur dé/multiplexeur 98

Fig. 6.13 Réponse en longueur d'onde du coupleur dé/multiplexeur assisté par réseau 99

Figure 7.1: La jonction X 100

Figure 7.2 Supermodes du coupleur symétrique (SMF28™, Dnco=0,0045, rco=4.5 μm) et asymétrique. Le coupleur asymétrique est caractérisé à la table 7.1. 103

Figure 7.3 Fraction de pertes à l'épissure des supermodes SLP01 et SLP11 du coupleur asymétrique par rapport à chaque supermode correspondant du coupleur symétrique et fraction de la puissance transférée l'un l'autre 104

Figure 7.4 Profil de la pente normalisée du composant et critères d'adiabaticité 105

Figure 7.5 Profil d'ITR de la partie asymétrique 106

Figure 7.6 Intensité des supermodes SLP01, SLP11 et SLP02 à l'épissure lorsque le composant est excité par la branche 1 du coupleur asymétrique 107

Tableaux:

Tableau 2.1 caractéristiques de la SMF28™ 10

Tableau 2.2 Comparaison des indices effectifs exacts avec ceux obtenus par différences finis avec (DFI) et sans (DF) intégration locale 10

Tableau 4.1 Caractéristiques des coeurs du coupleur asymétrique 34

Tableau 4.2 Caractéristiques des coeurs du coupleur asymétrique 46

Tableau 4.3 Caractéristiques des coeurs du coupleur symétrique 54

Tableau 5.1 Caractéristiques des coeurs du coupleur asymétrique utilisé dans les calculs 60

Tableau 5.2 Caractéristiques des cœurs du coupleur très asymétrique 74

Les deux fibres ont le même diamètre de gaine de 62.5 μm et l'indice de la gaine est de 1.444418 (silice) à λ=1.55 μm. SLP11 représente une injection de lumière par la branche unimodale de la SMF28™ (fibre 1) et SLP01 par l'autre fibre (fibre 2), elle aussi unimodale. 74

Tableau 6.1 Caractéristiques des fibres du coupleur fait de fibres ayant des diamètres de gaine différents. Le rayon de la gaine du coupleur est de 75,12 μm. 88

Tableau 6.2 paramètres du réseau pour le coupleur dé/multiplexeur 93

Tableau 6.3 Paramètres du réseau pour le coupleur dé/multiplexeur 98

Tableau 7.1 Caractéristiques des fibres du coupleur fait de fibres ayant des diamètres de gaine différents pour la jonction X. 102

Liste des sigles et abréviations

β	Constante de propagation
k	Nombre d'onde
$n(x,y)$	Profil d'indice d'un guide
Ψ	Distribution spatiale d'un mode
E	Champ électrique
n_{eff}	Indice effectif du mode d'un guide
c	Vitesse de la lumière
λ	Longueur d'onde
MDF	Méthode des Différences Finies
DF	Différences finies
DFI	Différences finies avec intégration
MMQN	Méthode des Modes Quasi-Normaux
TE	Polarisation Électrique Transverse
ITR	Inverse du Taux de Réduction
r_g	Rayon de la gaine
r_{co}	Rayon du coeur
d	Distance entre les coeurs
f	Degré de fusion
ρ	pente normalisée
L	Logarithme naturel de l'ITR
δ^2	Perturbation induite d'indice
V	Paramètre normalisé d'une fibre
f_p	Fraction de puissance transmise

Introduction

Le fonctionnement des coupleurs en fibres fusionnés a été mis en évidence par les modélisations apportés par Lacroix et. al. [1]. Les coupleurs asymétriques, quant à eux, ont été modelisés surtout pour des guides d'onde invariants selon l'axe de propagation, et ce, pour des guides plans [2] ou des guides idéaux individuels couplés entre eux [3,4]. La modélisation de guides effilés a aussi été faite pour ces guides idéaux individuels [5].

Pourtant, les coupleurs directionnels asymétriques connaissent plusieurs applications possibles, que ce soit en tant que filtres modaux [2], diviseurs de puissance large-bande [6] ou multiplexeurs/démultiplexeurs assistés par réseau [7,8]. Les coupleurs asymétriques multimodes peuvent aussi servir à la division en puissance en lumière blanche en proportion asymétrique [9], quoique la modélisation de ces derniers dépasse le cadre de ce mémoire.

Ce mémoire est axé sur une modélisation se voulant plus complète et moins approximative pour étudier le comportement de ces dispositifs en vue d'en soutirer les caractéristiques de fonctionnement et aussi pour prévoir d'autres applications possibles. En ce sens, les chapitres qui suivent visent à présenter de façon concise mais néanmoins complète les résultats des calculs effectués sur les guides d'ondes agissant en tant que coupleurs asymétriques.

Le premier chapitre effectue un bref exposé des notions de guides d'onde et de modes guidés. Ensuite, au deuxième chapitre sont présentées trois méthodes de calcul de

modes guidés, la première étant les solutions analytiques de guides plans. Au troisième chapitre sont montrés des exemples de modes des coupleurs asymétriques ainsi que leur dépendance des divers paramètres des coupleurs. Le principe de fonctionnement d'un coupleur asymétrique est explicité au chapitre quatre, incluant la modélisation des pertes, l'adiabaticié du composant, et le couplage étudié par l'approximation soudaine. Au chapitre cinq sont donnés des exemples de courbes d'étirage de coupleurs asymétriques et les caractéristiques spectrales de ceux-ci pour diverses fibres constituants et paramètres d'étirage, avec les applications possibles des coupleurs ainsi étirés. Le chapitre six aborde le sujet du couplage codirectionnel assisté par réseau d'indice ainsi que deux applications possibles: la division en puissance large bande et le multiplexage/démultiplexage en longueur d'onde. Enfin, le chapitre sept détaille une nouvelle application possible des coupleurs en fibres fusionnés: la jonction X.

Tous les calculs effectués sont scalaires, principalement pour alléger la notation parce que la complexité des calculs vectoriels apporte une précision supplémentaire qui n'est pas strictement nécessaire pour aboutir aux conclusions présentés dans le mémoire.

Chapitre 1: Guide d'onde et modes

Un guide d'onde est un milieu très peu absorbant ayant un profil d'indice de réfraction tel qu'il supporte des modes de propagation lumineuse. Dans l'approximation scalaire, ou de guidage faible, le champ électrique est décrit par l'équation d'onde [10,11]:

$$\nabla^2 E + k^2 n^2(x,y) E = 0 \tag{1.1}$$

où k est le nombre d'onde et $n^2(x,y)$ le carré du profil d'indice de réfraction du guide d'onde.

Pour modéliser cette propagation, on décompose ce champ sur une base de modes orthogonaux [1], de sorte que le champ électrique total s'exprime comme une combinaison linéaire de ces modes:

$$E = \sum_l a_l \Psi_l e^{i\beta_l z} \tag{1.2}$$

En substituant cette dernière dans l'équation d'onde et en tenant compte de l'orthogonalité des modes, on obtient l'équation de Helmholtz scalaire [1], qui est une équation aux valeurs propres et qui s'écrit:

$$\nabla_t^2 \Psi + k^2 n^2(x,y) \Psi = \beta^2 \Psi \tag{1.3}$$

où ∇_t^2 est le laplacien transverse.

Cette équation, valable pour décrire un guide d'onde invariant dans l'axe de propagation, a pour solutions les modes de la structure. Un mode est caractérisé par une distribution du champ électrique (et magnétique) correspondant au vecteur propre et une constante de propagation correspondant à la valeur propre. Un milieu de profil d'indice tel que l'indice est plus élevée dans une région que dans toutes les autres peut supporter un ou plusieurs modes guidés. Pour les modes guidés, l'indice effectif du mode est compris entre le maximum et le minimum du profil d'indice, c'est-à-dire

$$n_{ext} < n_{eff} = \frac{\beta}{k} < Max(n) \tag{1.4}$$

Pour un guide d'onde comprenant un ou plusieurs cœurs et une gaine, on distingue les *modes de cœur* ($n_{gaine} \leq n_{eff} < n_{cœur}$) des *modes de gaine* ($n_{ext} \leq n_{eff} < n_{gaine}$).

Définition: un coupleur est une superstructure obtenue par l'agencement longitudinal de deux structures supportant chacune un ou plusieurs modes guidés.

Définition: un coupleur asymétrique est un coupleur obtenu en agençant longitudinalement deux structures guidantes différentes.

Cette dernière définition peut sembler trop vague. En effet, certains coupleurs formés de guides individuelles en accord de phase peuvent sembler symétriques. Cependant, leur comportement spectral ne le sera pas, car l'accord de phase pour des guides différents n'existe qu'à des longueurs d'onde particuliers.

La fonction d'un coupleur est de transférer la puissance lumineuse d'un guide à un autre. Pour ce faire, un ou plusieurs modes de la superstructure seront excités par un ou plusieurs modes des guides individuels à l'entrée du coupleur. La propagation lumineuse dans la superstructure peut alors être décrite par les phénomènes de battement modal et de couplage intermodal. Le battement est un phénomène d'interférence entres modes dû aux différences entre les constantes de propagation de chaque mode d'amplitude non nulle. Quant au couplage, il est dû aux variations du profil longitudinal telles que les modes ne sont plus solution de l'équation (1) mais forment une base pouvant servir, à travers des coefficients de couplage longitudinal, à décrire la propagation dans le guide. A la sortie du coupleur les modes de la superstructure excitent les modes des guides individuels de telle façon que la distribution de puissance aura changé en faveur d'un guide ou l'autre. Le design d'un coupleur tient compte des propriétés voulues quant à divers paramètres tels que le transfert de puissance, la réponse en longueur d'onde et la réponse en termes de modes.

Chapitre 2: Calcul des modes

Les solutions modales des guides d'onde étudiés dans le cadre de ce projet ont été obtenus de trois façons. Pour les guides plans, il existe des solutions analytiques. Pour les guides à profil d'indice bidimensionnels il existe une grande variété de méthodes de résolution. La première utilisée est la méthode des différences finies (MDF), et l'autre la méthode des modes quasi-normaux (MMQN). Cette dernière, beaucoup moins précise et ne s'appliquant que dans certains cas, a été utilisée à des fins de démonstration. Tous les calculs supposent la condition de guidage faible (calculs scalaires), donc des champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ qui sont quasi-transverses, c'est-à-dire qu'il s'agit d'une onde inhomogène avec des composants longitudinales quasi nulles. Il est aussi à noter que le champ électrique $\vec{E}$ et le champ magnétique $\vec{H}$ obéissent à un facteur d'impédance près à la même équation 1.3.

2.1 Solutions des guides plans

Ces solutions sont valables pour un guide d'onde ayant un profil à dépendance unidimensionnelle telle que l'équation de Helmholtz puisse s'écrire [10]

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + k^2 n^2(x)\Psi = \beta^2 \Psi \tag{2.1.1}$$

Les modes guidés scalaires sont aussi les modes TE, c'est-à-dire à polarisation électrique perpendiculaire à l'axe des x, de la structure. Si l'on peut diviser le profil en sections, ou couches, à indice constant, la solution locale pour un mode s'écrit:

$$\Psi(x)=\begin{cases} A\cos\left(\sqrt{k^2n^2-\beta^2}\,x\right)+B\sin\left(\sqrt{k^2n^2-\beta^2}\,x\right), & n_{eff}\le n(x) \\ Ae^{\sqrt{\beta^2-k^2n^2}\,x}+Be^{-\sqrt{\beta^2-k^2n^2}\,x}, & n_{eff}>n(x) \end{cases} \tag{2.1.2}$$

Les solutions aux couches extrêmes sont telles que la distribution du mode tend vers zéro lorsqu'on s'éloigne du guide, c'est-à-dire des solutions exponentielles décroissantes. Les solutions doivent aussi être de carré sommable, c'est-à-dire véhiculant une puissance finie donc normalisables.

2.2 Solutions par différences finies

Pour trouver les solutions de l'équation (1.3) on remplace le laplacien transverse par son expression en différences finies à 5 points [13]:

$$\nabla_t^2\Psi \approx \frac{\Psi_{i+1,j}+\Psi_{i-1,j}-2\Psi_{i,j}}{\Delta x^2}+\frac{\Psi_{i,j+1}+\Psi_{i,j-1}-2\Psi_{i,j}}{\Delta y^2} \tag{2.2.1}$$

A cause du problème de temps de convergence et de mémoire disponible, on est limité dans la grandeur de la matrice, et ainsi du nombre de points disponibles pour discrétiser le champ électrique ainsi que l'indice de réfraction local.

Il devient alors pertinent d'intégrer l'équation de Helmholtz sur la surface d'une maille avant de poser sous forme matricielle le problème aux valeurs propres. Ainsi, la discrétisation ne sera pas sur le carré de l'indice de réfraction mais sur son intégrale, laquelle "voit" le poids réel du carré de l'indice sur la surface d'une maille de discrétisation. Cette formulation s'apparente à la méthode de Galerkin [14] si l'on admet

que les fonctions de discrétisation forment une base orthogonale sur laquelle est projetée l'équation (1.3). L'équation s'écrit alors:

$$\frac{\Psi_{i+1,j}+\Psi_{i-1,j}-2\Psi_{i,j}}{\Delta x^2}+\frac{\Psi_{i,j+1}+\Psi_{i,j-1}-2\Psi_{i,j}}{\Delta y^2}+k^2\Psi_{i,j}\overline{n}_{i,j}^2=\beta^2\Psi_{i,j} \tag{2.2.2}$$

où

$$\overline{n}_{i,j}^2=\frac{1}{\Delta x\Delta y}\iint_{\Delta x_i\Delta y_j} n^2(x,y)dxdy \tag{2.2.3}$$

Les valeurs locales de Ψ représentant des valeurs ponctuelles et non des fonctions, elles ne s'intègrent pas.

Le problème aux valeurs propres se pose alors de façon matricielle, en changeant la forme des indices, c'est-à-dire en définissant pour un maillage de différences finies de LxL:

$$\begin{aligned}&\Psi_m\equiv\Psi_{i,j}\quad avec\quad i,j\in[1..L]\\&m=i+L(j-1)\\&m=\in\left[1..L^2\right]\end{aligned} \tag{2.2.4}$$

Le problème se réécrit alors sous forme matricielle:

$$A\Psi=\beta^2\Psi \tag{2.2.5}$$

avec

$$
\begin{aligned}
A_{o,o} &= k^2 \bar{n}_{o,o}^2 \Delta x^2 - \frac{2}{\Delta x^2} - \frac{2}{\Delta y^2} \\
A_{o,o+1} &= A_{o,o-1} = \frac{1}{\Delta x^2} \\
A_{o,o+L} &= A_{o,o-L} = \frac{1}{\Delta y^2}
\end{aligned}
\tag{2.2.6}
$$

$A_{o,o}$ représentant les valeurs sur la diagonale.

Les points du contour ont une valeur du laplacien qui est non-déterminée. On peut supposer que les conditions aux frontières sont de décroissance exponentielle ou qu'ils sont fixés à une valeur nulle. Dans le cas de la décroissance exponentielle, il est à noter que le mode doit être de carré sommable pour que la puissance à l'extérieur du guide reste finie. Dans le cas de valeur nulle aux frontières on doit s'assurer que la fenêtre de calcul est assez grande pour englober la quasi-totalité du champ modal afin de s'assurer d'une bonne précision, tant dans la distribution du mode que sa constante de propagation, ainsi que d'une convergence rapide.

La résolution de l'équation matricielle se fait par la méthode de puissance inverse [12], qui consiste, en partant d'un estimé de la distribution du champ et de la valeur propre, à inverser de façon itérative la matrice de sorte que l'on obtient une nouvelle distribution, laquelle par la répétition de ce processus converge vers le mode. La normalisation du mode par rapport à la dernière itération donne la valeur propre correspondant à ce mode.

La validité de l'intégration locale se confirme par le tableau 2.2, qui présente les valeurs analytiques des indices effectifs des trois premiers modes guidés d'une fibre SMF28™ ainsi que les valeurs calculées avec (DFI) et sans (DF) intégration du profil d'indice. Le profil de cette fibre est décrite dans le tableau 2.1, en supposant qu'à l'extérieur du guide il y a l'air d'indice 1,00027 à λ=1,55 μm.

Tableau 2.1 caractéristiques de la SMF28™

rayon-gaine	rayon - cœur	indice - gaine	saut d'indice - cœur
62,5 μm	4,5 μm	1,444418 (λ=1,55 μm)	0,0045

Par le tableau 2.2, on constate que l'erreur est beaucoup réduite avec l'intégration locale.

Tableau 2.2 Comparaison des indices effectifs exacts avec ceux obtenus par différences finis avec (DFI) et sans (DF) intégration locale

mode	n_{eff} analytique	n_{eff} DFI	Δn_{eff} DFI-analyt.	n_{eff} DF	Δn_{eff} DF-analyt.
LP_{01}	1,446408386	1,446405097	$3{,}29\times10^{-6}$	1,446709985	$3{,}016\times10^{-4}$
LP_{02}	1,444362232	1,444362077	$1{,}55\times10^{-7}$	1,444363574	$1{,}342\times10^{-6}$
LP_{11}	1,444344939	1,444344882	$5{,}7\times10^{-8}$	1,444354922	$9{,}983\times10^{-6}$

La fenêtre de calcul utilisée pour ces données est de 140x140 μm^2. Si l'on agrandit la fenêtre, en conservant le nombre de points donné, l'exactitude diminue. Une fenêtre plus petite que la dimension du guide ne sera précise que pour les modes de cœur, étant donné que la fenêtre ne pourra tenir compte de la forme de la gaine.

A la figure 2.1 sont montrées les distributions des modes obtenus par cette méthode.

Afin de tenir compte des effets de polarisation dans le guide, on peut effectuer des corrections de polarisation [11] en supposant que l'excitation du mode d'un guide se fait avec une polarisation à direction uniforme. Ceci n'est jamais le cas pour une excitation par une fibre étant donné que les modes vectoriels d'une fibre ont toujours des polarisations non uniformes dans le plan de la section du guide. Pourtant, les corrections de polarisation selon *x* et *y* donnent beaucoup d'information sur la dépendance en polarisation d'un guide, laquelle peut avoir des effets néfastes ou bénéfiques sur les propriétés du guide tout dépendant de l'application en vue.

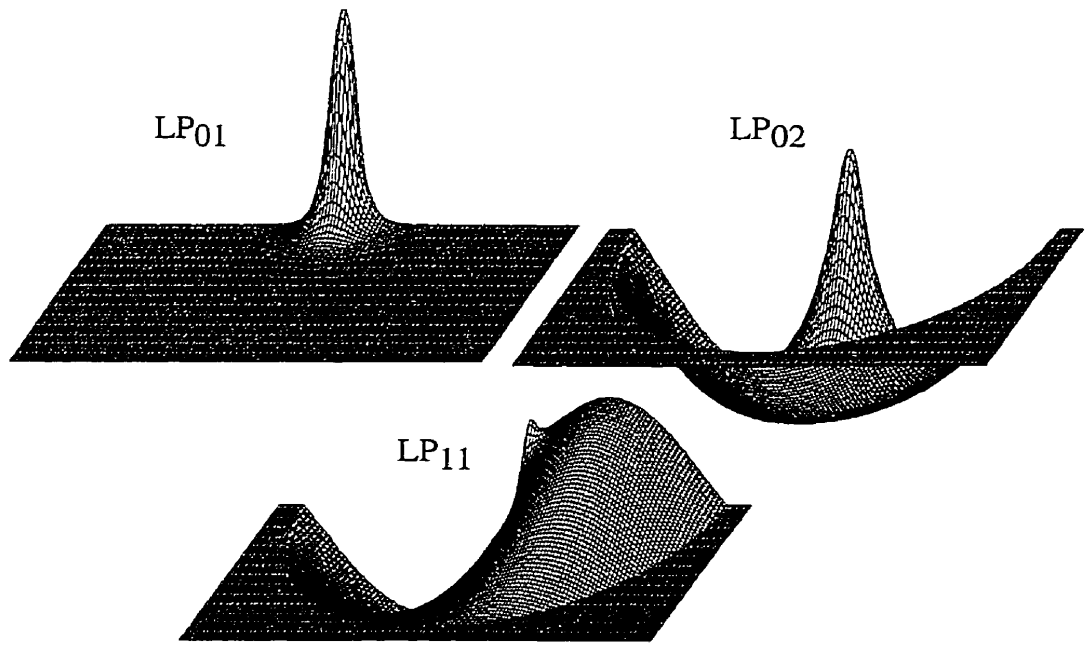


Figure 2.1 Modes de la fibre SMF28™ (demi-section) calculés par différences finies. λ=1,55 μm

Les corrections de polarisation sur une constante de propagation en x ou en y s'écrivent:

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

$$\beta_y^2 = \beta^2 - \frac{\int_{A\infty} \frac{\partial \Psi(x,y)}{\partial y} \Psi(x,y) \frac{\partial \ln n^2(x,y)}{\partial y} dA}{\int_{A\infty} \Psi^2(x,y) dA} \qquad (2.2.7)$$

Pour s'assurer d'une intégration plus précise, on peut effectuer des interpolations sur les fonctions discrétisées telles les distributions modales et le profil d'indice.

2.3 Solutions par modes quasi-normaux

Dans le cas de deux guides parallèles assez éloignés l'une de l'autre, il est possible de reconstruire un mode par une méthode perturbative qui consiste à utiliser les modes de chacun des guides pris individuellement baignant chacun dans la gaine commune supposée infinie (Fig. 2.2). L'ensemble de ces modes individuels ne forment pas une base orthogonale mais peut être considéré comme telle si le recouvrement spatial entre les modes des guides différents est très petit.

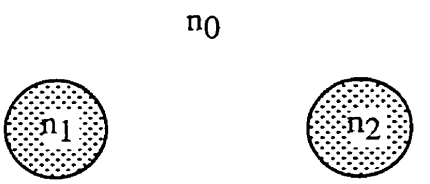


Figure 2.2 Structure pouvant être résolue de façon perturbative par la MMQN

La méthode consiste premièrement à effectuer une expansion du mode sur la "base" quasi-normale formée par les modes des guides individuels, avec l guides individuels (le cas échéant étant $l = 2$):

$$\Psi = \sum_l a_l \phi_l \tag{2.3.1}$$

Les modes LP scalaires utilisés dans cette méthode représentent la dégénérescence des modes polarisés de la fibre à deux couches.

En substituant l'expression 2.3.1 dans l'équation de Helmholtz pour le guide formé par la superstructure, on obtient:

$$\sum_l a_l \nabla_t^2 \phi_l + k^2 n^2 \sum_l a_l \phi_l = \beta^2 \sum_l a_l \phi_l \tag{2.3.2}$$

Or, les modes formant cette base sont solutions de l'équation de Helmholtz dans le guide qui leur est propre, ce qui permet d'écrire que

$$\nabla_t^2 \phi_l = \left(\beta_l^2 - k^2 n_l^2\right)\phi_l \tag{2.3.3}$$

où la distribution d'indice n_l est la gaine avec le cœur l..

En substituant ceci à nouveau dans l'équation de Helmholtz, on obtient:

$$\sum_l a_l\left(\beta_l^2 - k^2 n_l^2\right)\phi_l + k^2 n^2 \sum_l a_l \phi_l = \beta^2 \sum_l a_l \phi_l \tag{2.3.4}$$

On projette ensuite sur ϕ_k en vertu des relations de quasi-orthogonalité des modes:

$$\beta_k^2 a_k + k^2 \sum_l a_l \int_{A\infty} \left(n^2 - n_l^2\right)\phi_l \phi_k dA = \beta^2 a_k \tag{2.3.5}$$

Cette équation aux valeurs propres fournit la solution perturbative du mode de la superstructure.

Cette méthode est utilisée dans le cadre de ce projet à fin de démonstration seulement. Dans tous les cas étudiés il s'agit de coupleurs dont les guides individuels ne supportent chacun qu'un seul mode guidé.

Chapitre 3: Modes des coupleurs asymétriques

3.1 Coupleurs plans

Pour bien illustrer l'effet de l'asymétrie sur un coupleur, il convient d'abord de présenter les modes du coupleur symétrique, puis de montrer par une asymétrie variable l'effet de divers paramètres sur ces modes. La figure 3.1 montre les modes d'un coupleur plan symétrique et ceux d'un coupleur plan asymétrique. Le coupleur dans les deux cas est formé de deux "cœurs" de 4,5 μm d'épaisseur chacun séparés d'une distance de 34,5 μm dans une gaine de silice de largeur 89 μm baignant dans l'air. La longueur d'onde est de 1,55 μm, l'air ayant un indice de 1,00027 à cette longueur d'onde et la silice 1,444418. Les deux cœurs dans le cas du coupleur symétrique ont un saut d'indice de 0,0045, mais dans le cas du coupleur asymétrique le saut est de 0,0045 sur un cœur et 0,00451 sur l'autre.

Comme il est aisé de constater, cette minime différence entre les deux coupleurs induit néanmoins un découplement de ces modes chacun dans un guide. Par contre, si les deux cœurs sont plus rapprochés, ce découplement entre les modes se fera moins sentir. La figure 3.2 montre le même coupleur , mais avec des cœurs deux fois moins éloignés.

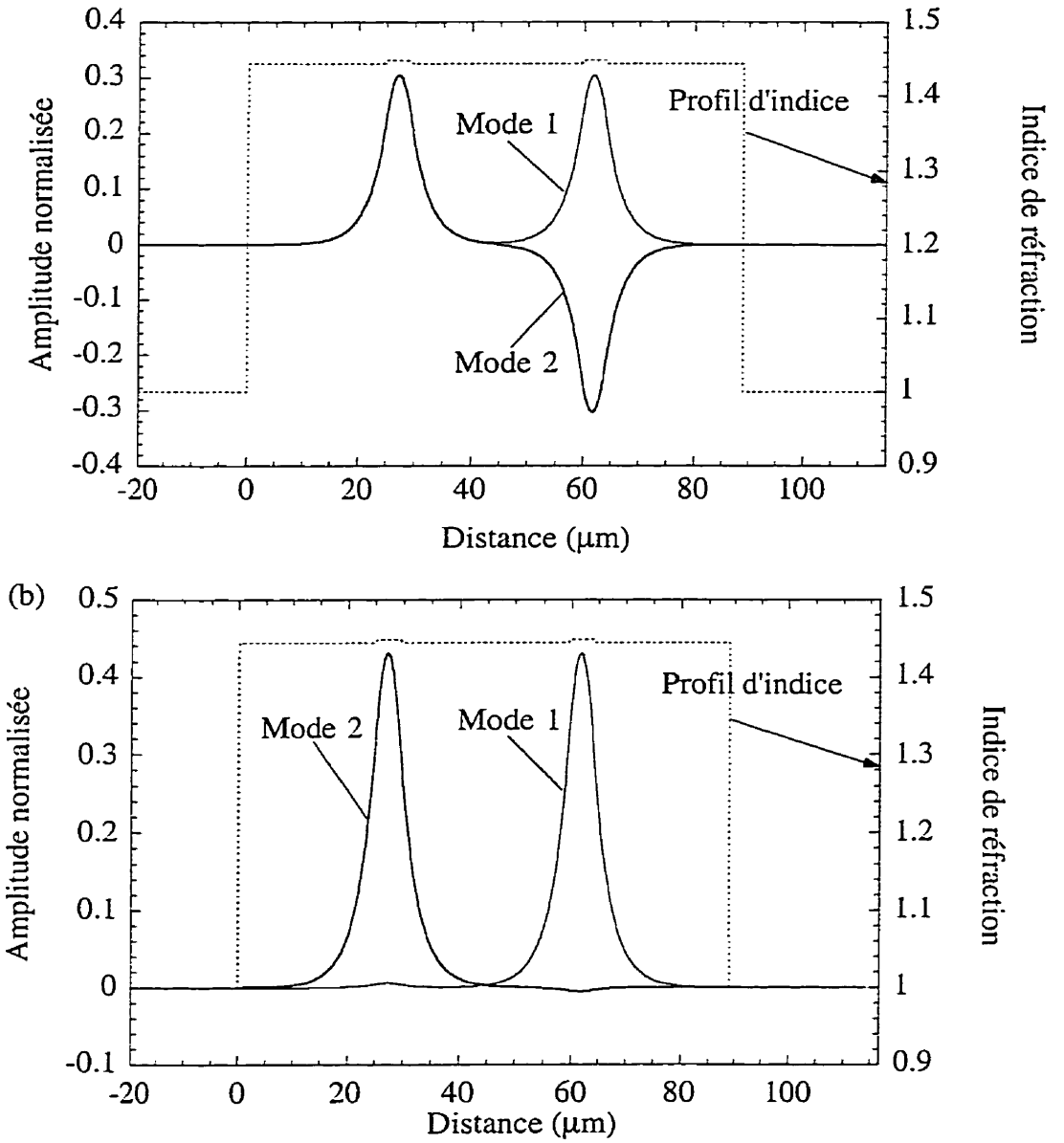


Figure 3.1 Modes du coupleur a) symétrique et b) asymétrique.La gaine a une largeur de 89 µm et un indice de 1,444418 à λ=1,55 µm. Les cœurs de 4,5 µm ont un saut d'indice de 0,0045 avec l'exception de l'indice du cœur de gauche dans le cas du coupleur asymétrique, lequel est perturbé de 1×10^{-5} . La distance entre les cœurs est de 34,5 µm

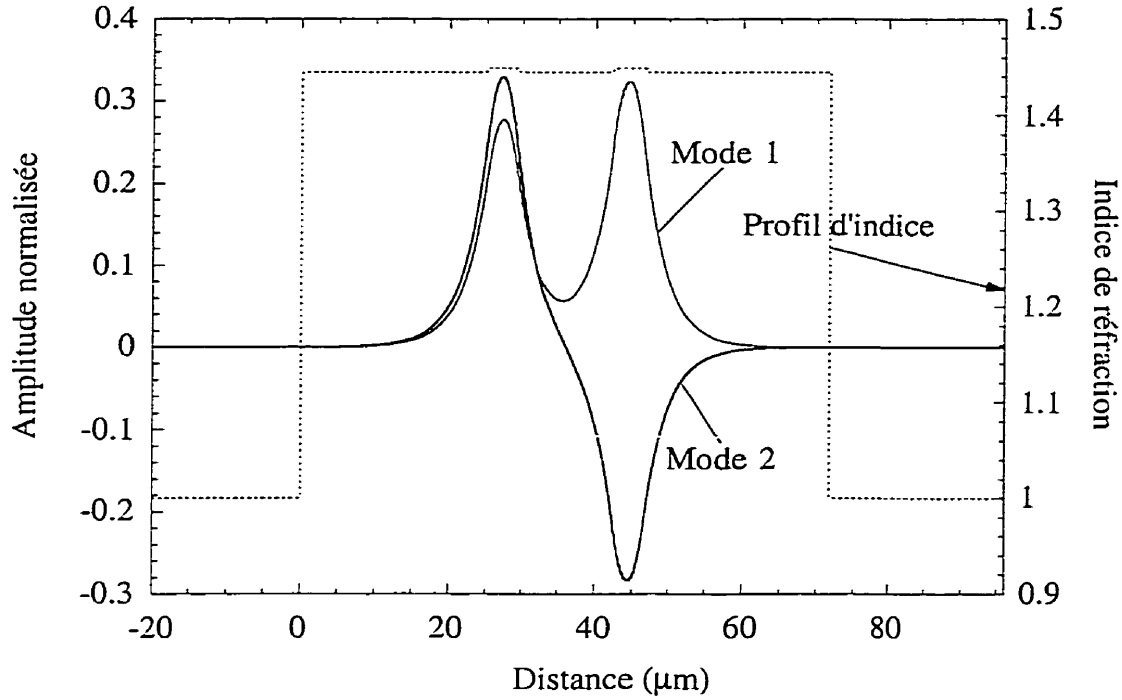


Figure 3.2 Modes du coupleur asymétrique: effet du rapprochement des cœurs. La distance entre les cœurs est de 17,25 μm, deux fois moins que le coupleur de la figure 3.1.

Comme on peut constater, les modes dans ce cas ressemblent davantage à ceux du guide symétrique. Si l'on choisit, au lieu de rapprocher les cœurs, de faire le calcul à une longueur d'onde plus grande, l'effet sera dans le même sens, c'est-à-dire "resymétrisation" des modes. La figure 3.3 montre les modes du coupleur à la longueur d'onde de 2 μm en supposant à des fins de calcul que le profil d'indice tel que vu à cette longueur d'onde demeure le même.

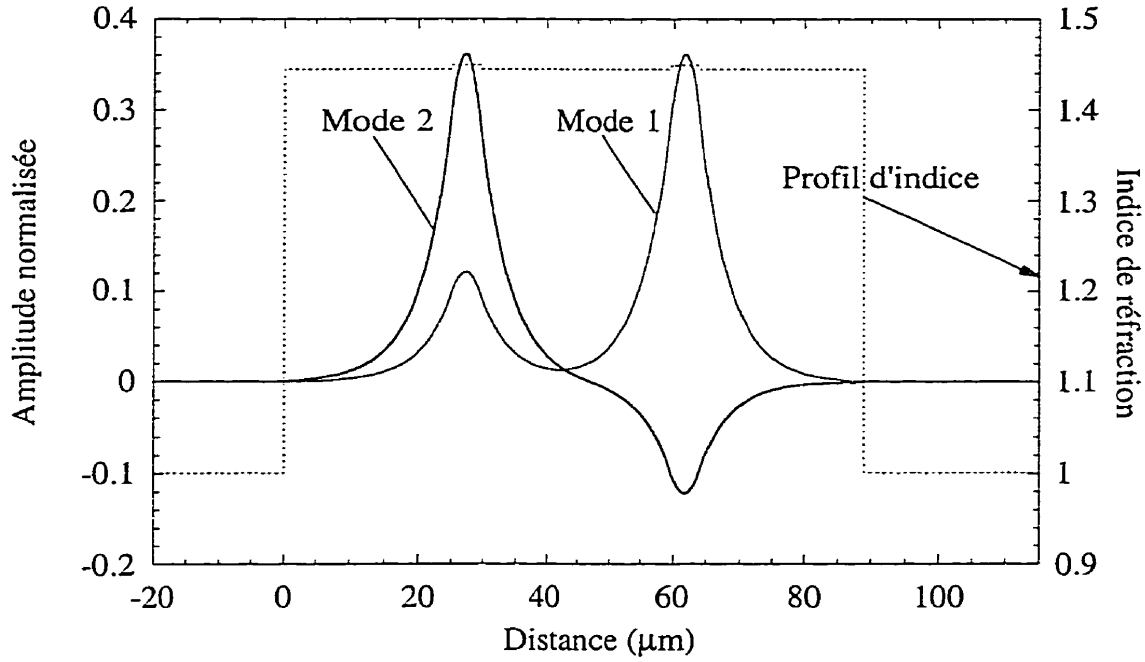


Figure 3.3 Modes du coupleur asymétrique: effet de l'augmentation de la longueur d'onde. Le profil d'indice est le même que le coupleur de la figure 3.1 mais les modes sont calculés à λ=2,0 μm.

Comme dans le cas du rapprochement des cœurs, les modes ont tendance à se resymétriser avec l'augmentation de la longueur d'onde.

3.2 Modes des coupleurs asymétriques en fibres fusionnées calculés par différences finies

Pour fabriquer un coupleur 2x2 en fibre optique, deux fibres qui ont été auparavant nettoyées de leur revêtement plastique et de toute poussière sont alignées l'une à côté de l'autre, puis fusionnées ensemble par une torche chauffant latéralement ou par le dessous. La structure ainsi formée est ensuite étirée jusqu'à ce que le coupleur montre les réponses attendues. Pour modéliser un tel coupleur, mis à part les caractéristiques des

fibres individuelles, c'est-à-dire les rayons et indices de la gaine et du cœur, il est nécessaire de connaître le degré de fusion f et le degré de réduction de la section, ainsi que le profil de ce degré de réduction dans la direction de propagation de la lumière. Le degré de réduction sera caractérisé par le paramètre de l'inverse du taux de réduction (ITR), est défini par ρ/ρ_0 pour un guide idéal dont les proportions demeureraient inchangées avec la réduction de la section, où ρ est la distance du centre géométrique du coupleur à n'importe quel autre point du coupleur et ρ_0 la même distance à réduction nulle. Quant au degré de fusion f, il est nul pour un coupleur formé des fibres tangentes l'une à l'autre et vaut 1 lorsque la section du guide devient complètement circulaire. Pour des fibres ayant des gaines de rayons égaux, on peut relier ce rayon r_g à la distance entre les centres des fibres d par [1]:

$$f = \frac{2r_g - d}{2\left(2-\sqrt{2}\right)r_g} \tag{3.2.1}$$

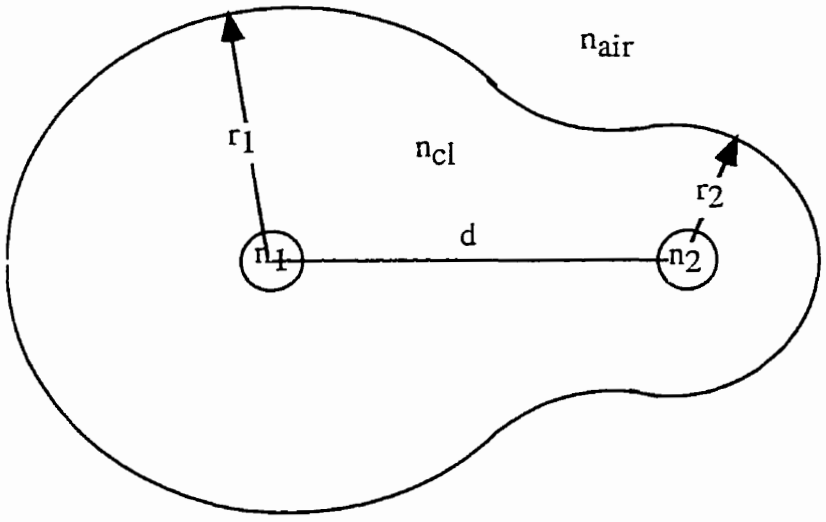


Figure 3.4 Section d'un coupleur fusionné en fibre

Quant à la distance entre les cœurs, elle est telle que les surfaces latérales bornées par les centres des fibres et la gaine extérieure est conservée [1]. Pour un coupleur complètement fusionné fait de fibres de télécommunication standard, on aura une distance entre les cœurs de 71,4 μm et une gaine de 88,4 μm de rayon. Ces données sont celles utilisées pour les simulations, étant donné que les fibres standards ont 62,5 μm de rayon et qu'un coupleur complètement fusionné représente le composant le moins dépendant possible en polarisation, ce qui est un avantage en ce qui concerne les coupleurs étudiés dans ce projet.

L'identification des supermodes de la structure d'un coupleur asymétrique se fait par analogie avec les modes d'une fibre à deux couches. Lorsque l'ITR diminue suffisamment, les cœurs disparaissent pratiquement et les modes guidés le sont par la gaine. Les cœurs n'ayant dans ce cas qu'un rôle perturbatif qui lui-même s'atténue avec l'ITR, les supermodes guidés ressemblent à bas ITR aux modes de la fibre deux-couches, ce qui permet de les identifier. Il est à noter qu'un mode de la fibre à deux couches peut correspondre à plusieurs supermodes qui deviennent dégénérés à faible ITR. Dans ce cas on distinguera ceux-ci par des indices supplémentaires. La figure 3.5 montre la forme des deux premiers supermodes, calculés différences finis, d'une structure quasi-symétrique représentant un coupleur SMF28™ avec une gaine d'indice 1,444418 à λ=1,55 μm, un cœur ayant un saut d'indice de 0,0045 et l'autre 0,00451. Chacun des cœurs a un rayon de 4,5 μm à ITR=1,0. Par leur ressemblances aux modes de la fibre deux-couches à bas ITR, on identifie le premier supermode par SLP_{01} et le deuxième par SLP_{11}.

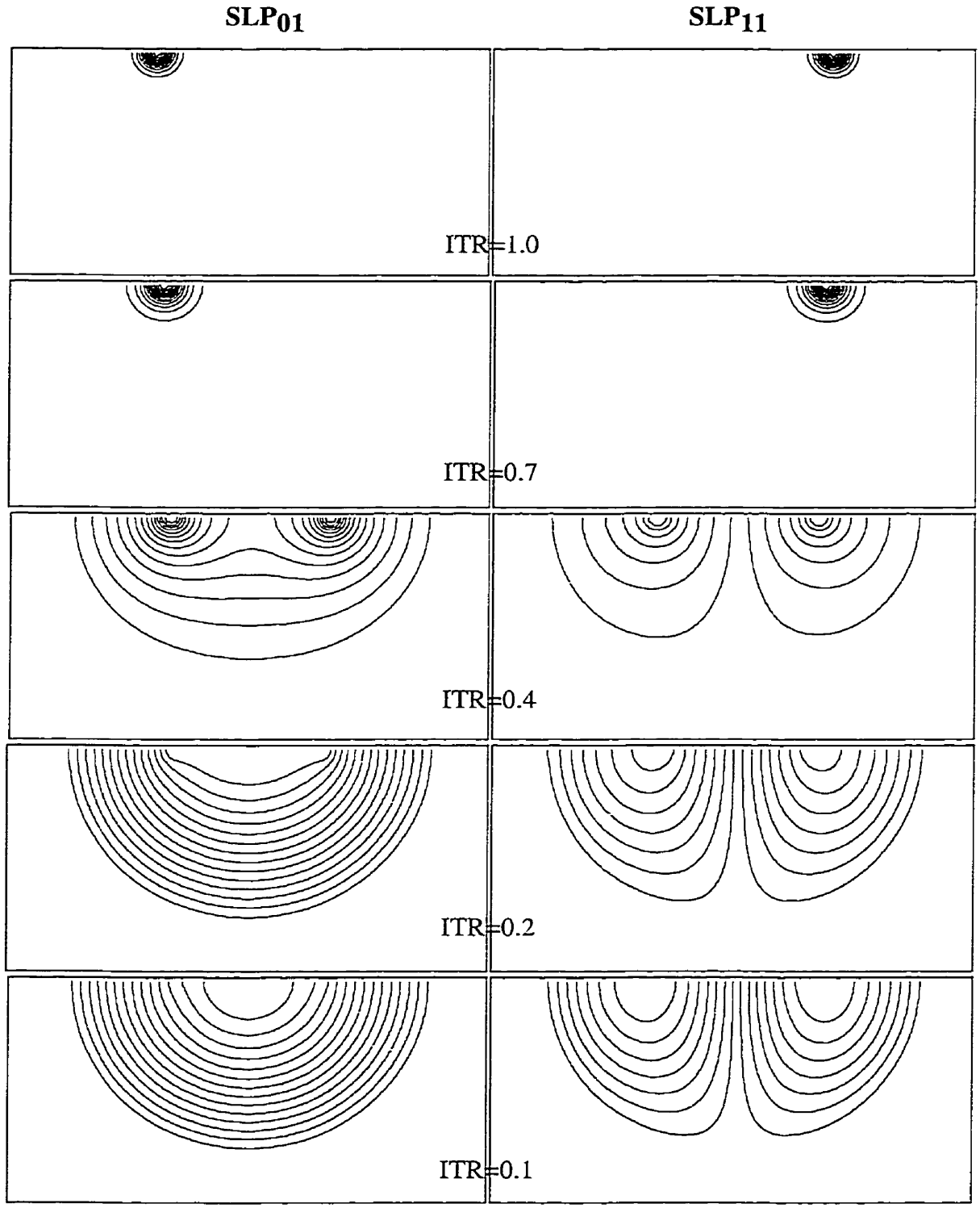


Figure 3.5 Deux premiers supermodes d'un coupleur asymétrique à différentes valeurs d'ITR. Le cœur de gauche a un indice légèrement supérieur à celui de droite.

Il est à noter que dans le cas des coupleurs quasi-symétriques les supermodes peuvent changer très vite de forme pour ressembler dans le cas d'un ITR plus faible, une longueur d'onde plus longue, un rapprochement plus important des cœurs ou des cœurs moins fortement guidants aux supermodes du coupleur symétrique. La figure 3.6 montre les deux premiers supermodes d'un coupleur quasi-symétrique avec un cœur de saut d'indice 0,0045 et l'autre de saut d'indice 0,004501. A ITR=0,5 les supermodes sont déjà indifférenciables de ceux du coupleur symétrique.

La figure 3.7 montre les six premiers supermodes d'une structure asymétrique à ITR=1.0. Le coupleur est formé de fibres ayant les caractéristiques telles que celles décrites ci haut, avec comme différence un cœur de saut d'indice 0,0045 à λ=1,55 μm et l'autre de 0,0046. Mis à part les supermodes de cœur, c'est-à-dire les deux premiers qui ont un indice effectif supérieur à l'indice de la gaine optique, les autres supermodes sont très similaires aux supermodes du coupleur symétrique. En ce sens, les cœurs n'agissent, dans le cas de supermodes de gaine, que comme des perturbations qui n'ont d'influence que localisée sur la forme de supermodes.

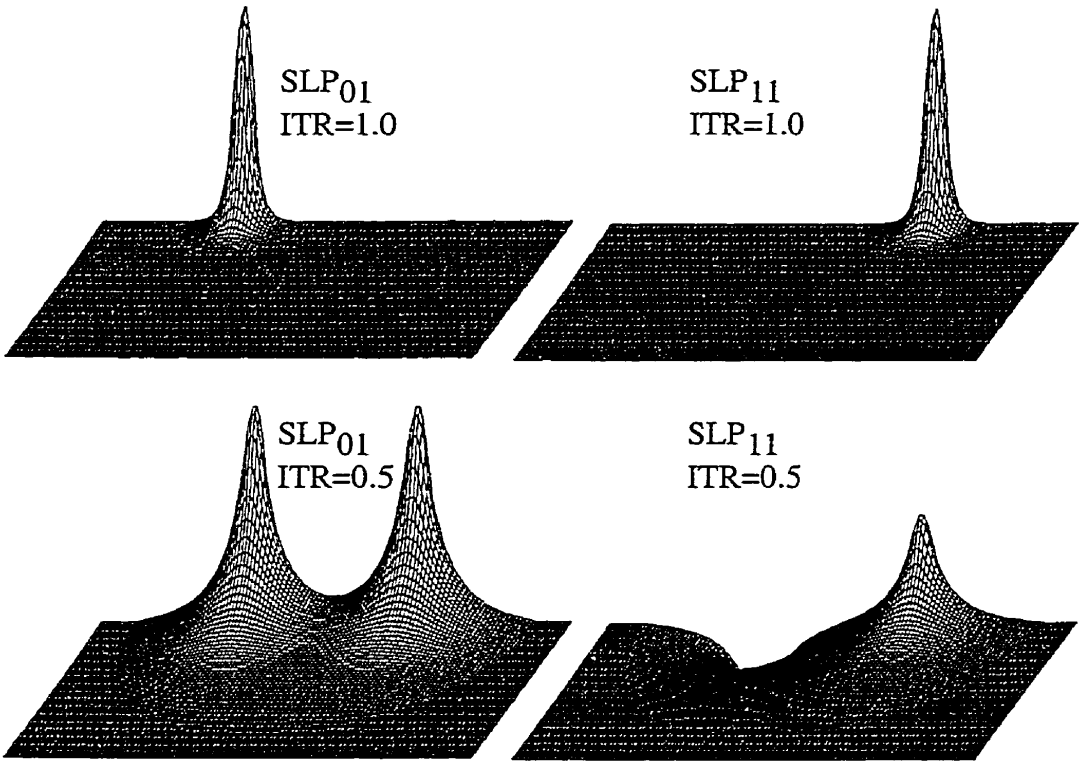


Figure 3.6 Modes du coupleur quasi-symétrique à ITR=1.0 et ITR=0.5: le cœur de gauche a un saut d'indice de 0,004501 et celui de droite de 0,0045. Les coeurs ont chacun un rayon de 4,5 μm.

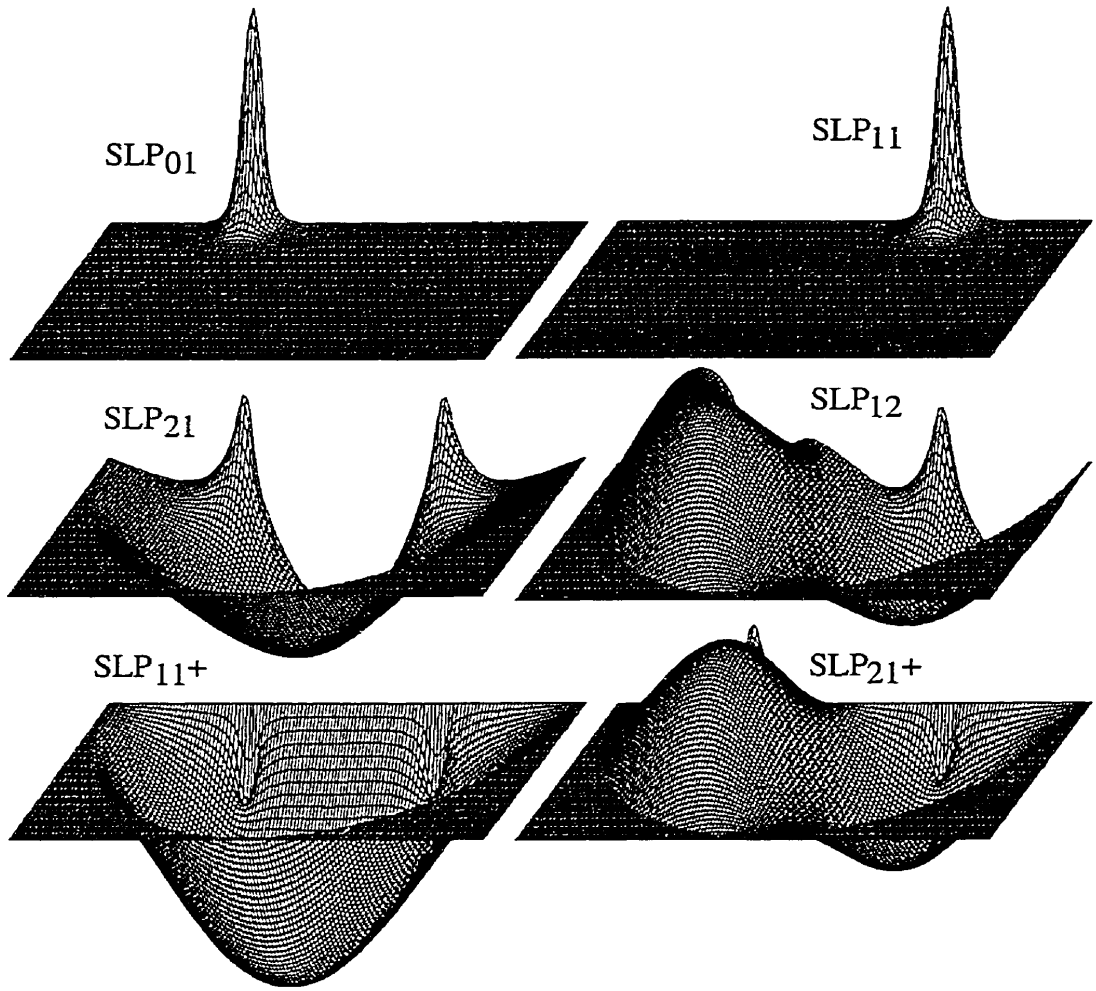


Figure 3.7 Six premiers modes du coupleur asymétrique à ITR=1.0. Le cœur de gauche a un saut d'indice de 0,0046 et celui de droite de 0,0045. Les coeurs ont chacun un rayon de 4,5 μm.

3.3 Étude des supermodes par la méthode des modes quasi-normaux (MMQN)

Soit le champ dans le coupleur formé par combinaison linéaire des modes des fibres individuelles supposés normaux. L'équation 2.3.5 peut se réécrire en identifiant aux intégrales des constantes de couplage [3]:

$$\beta_l^2 a_k + k^2 \sum_l K_{kl} a_l = \beta^2 a_k \tag{3.3.1}$$

où

$$K_{kl} = \int_{A\infty} \left(n^2 - n_l^2\right) \phi_l \phi_k dA \tag{3.3.2}$$

Dans le cas d'un coupleur formé de deux cœurs unimodaux baignant dans une gaine supposée infinie, le système se ramène à deux équations couplées qui s'écrit sous forme matricielle. En négligeant les termes d'autocouplage qui sont très petits en comparaison avec les constantes de propagation, on obtient:

$$\begin{bmatrix} \beta_1^2 & K_{12} \\ K_{21} & \beta_2^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{1\pm} \\ a_{2\pm} \end{bmatrix} = \beta_\pm^2 \begin{bmatrix} a_{1\pm} \\ a_{2\pm} \end{bmatrix} \tag{3.3.3}$$

Les deux supermodes engendrés auront donc les constantes de propagation:

$$\beta_\pm^2 = \frac{\beta_1^2 + \beta_2^2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\beta_1^2 - \beta_2^2}{2}\right)^2 + K_{12} K_{21}} \tag{3.3.4}$$

et les supermodes sont solutions du système:

$$\begin{aligned}\left(\beta_1^2-\beta_\pm^2\right)a_{1\pm}+K_{12}a_{2\pm}&=0\\ K_{21}a_{1\pm}+\left(\beta_2^2-\beta_\pm^2\right)a_{2\pm}&=0\end{aligned}\tag{3.3.5}$$

Il est préférable de réécrire le système pour mieux refléter la dynamique de l'asymétrie. Dans le cas d'un guide symétrique par rapport aux constantes de propagation, c'est-à-dire formé de cœurs différents mais dont les constantes de propagation ont la même valeur, le système se simplifie:

$$\beta_\pm^2=\frac{\beta_1^2+\beta_2^2}{2}\pm\sqrt{K_{12}K_{21}}\tag{3.3.6}$$

Ceci représente le cas de l'accord de phase entre les deux guides formant le coupleur. Le système d'équations des supermodes se ramène alors à:

$$\begin{aligned}\frac{K_{12}}{\sqrt{K_{12}K_{21}}}a_{2\pm}\mp a_{1\pm}&=0\\ \frac{K_{21}}{\sqrt{K_{12}K_{21}}}a_{1\pm}\mp a_{2\pm}&=0\end{aligned}\tag{3.3.7}$$

Si le coupleur est parfaitement symétrique, alors $K_{12}=K_{21}$ et les vecteurs propres représentent un supermode symétrique et un supermode antisymétrique: $a_{1\pm}=\pm a_{2\pm}$.

Dans le cas du coupleur asymétrique quant à la forme des cœurs ainsi que leurs constantes de propagation, il s'avère utile de définir un facteur d'asymétrie γ tel que

$$\frac{\beta_1^2 - \beta_2^2}{2} = \gamma\sqrt{K_{12}K_{21}} \tag{3.3.8}$$

Les constantes de propagations des supermodes peuvent ainsi s'exprimer par:

$$\beta_\pm^2 = \beta^2 \pm \sqrt{\left(\gamma^2 + 1\right)K_{12}K_{21}} \tag{3.3.9}$$

Et le système se ramène alors à:

$$\begin{aligned} \frac{K_{12}}{\left(\gamma \mp \sqrt{\gamma^2 + 1}\right)\sqrt{K_{12}K_{21}}} a_{2\pm} + a_{1\pm} &= 0 \\ \frac{K_{21}}{\left(\gamma \mp \sqrt{\gamma^2 + 1}\right)\sqrt{K_{12}K_{21}}} a_{1\pm} + a_{2\pm} &= 0 \end{aligned} \tag{3.3.10}$$

Si les cœurs sont assez similaires que les intégrales de perturbation ont presque la même valeur, c'est-à-dire $K_{12} \approx K_{21}$, les supermodes seront tels que

$$\frac{a_{2\pm}}{a_{1\pm}} \approx \pm\left(\sqrt{\gamma^2 + 1} - \gamma\right) \tag{3.3.11}$$

La fonction entre parenthèses, que l'on peut appeler fonction d'asymétrie, montrée sur la figure 3.8, représente la racine carrée de la puissance maximale transmissible d'un cœur à l'autre pour un guide invariant dans la direction de propagation. Pour un guide symétrique, l'asymétrie est nulle ($\gamma = 0$) et un couplage de 100% est possible.

Pour étudier l'effet de divers paramètres sur la symétrie des supermodes par le fait même la puissance transmissible, on peut prévoir l'effet qu'ils auront sur le rapport désaccord de phase / couplage tel qu'exprimé par γ.

La distance séparant les deux cœurs n'affecte pas les constantes de propagation des guides individuels. Par contre, le recouvrement entre les modes des guides individuels, donc les constantes de couplage, diminue exponentiellement avec la distance de séparation des cœurs. Un petit désaccord de phase n'affecte donc pas la symétrie des supermodes si les cœurs sont assez rapprochés, mais ce désaccord peut devenir très grand relativement aux constantes de couplage avec une distance suffisante de séparation.

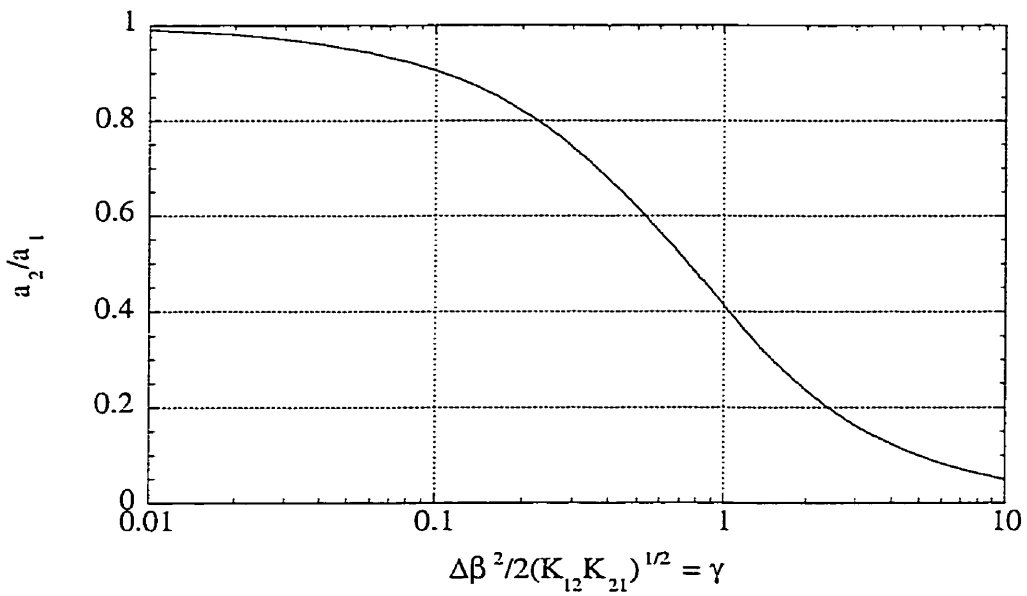


Figure 3.8 La fonction d'asymétrie

L'effet de la longueur d'onde sur l'asymétrie est similaire à celle du rapprochement. Quoiqu'un changement de longueur d'onde change aussi le désaccord de phase $\Delta\beta^2/2$, le changement dans les constantes de couplage est plus prononcée. A une longueur d'onde plus élevée, les modes des guides individuels sont plus étalés dans

l'espace. En conséquence, le recouvrement supérieur entre les modes engendrera des constantes de couplage plus élevés, rendant les supermodes plus symétriques. Cet effet est cependant moins marqué que celui de la séparation entre les cœurs.

Quant à l'ITR, son effet est identique à celui du changement de la longueur d'onde, à condition de négliger dans ce dernier la dispersion chromatique du guide.
En effet si dans l'équation de Helmholtz on effectue un changement d'échelle de τ, l'équation demeure inchangée:

$$\nabla_t^2\Psi(x\cdot\tau, y\cdot\tau)+\left(\frac{2\pi}{\lambda\cdot\tau}\right)^2 n^2(x\cdot\tau, y\cdot\tau)\Psi(x\cdot\tau, y\cdot\tau)=\beta^2\Psi(x\cdot\tau, y\cdot\tau) \tag{3.3.12}$$

Donc, les deux équations suivantes mènent à la même solution:

$$\nabla_t^2\Psi(x\cdot\tau, y\cdot\tau)+\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 n^2(x\cdot\tau, y\cdot\tau)\Psi(x\cdot\tau, y\cdot\tau)=\beta^2\Psi(x\cdot\tau, y\cdot\tau)$$

$$\nabla_t^2\Psi(x, y)+\left(\frac{\tau 2\pi}{\lambda}\right)^2 n^2(x, y)\Psi(x, y)=\beta^2\Psi(x, y) \tag{3.3.13}$$

Le fait de solutionner l'équation à une longueur d'onde plus grande équivaut donc à solutionner à un ITR plus petit, dans le même rapport.

Enfin, l'utilisation de cœurs moins fortement guidants a aussi pour effet de diminuer l'asymétrie des supermodes.

Chapitre 4: Couplage et adiabaticité

4.1 Fonctionnement d'un coupleur fusionné asymétrique

Dans un guide invariant selon la direction de propagation, les modes guidés se propagent de façon indépendante: c'est la définition même d'un mode. Par contre, les coupleurs fusionnés ont un profil qui varie dans la direction de propagation. L'utilité de ceci est double: premièrement, si l'on désire coupler d'un supermode à un autre, les pentes du coupleur peuvent engendrer ce couplage. Deuxièmement, le déphasage s'accumule plus rapidement entre deux supermodes à un ITR petit, car dans le rapprochement des guides individuels le recouvrement entre les modes des guides individuels augmente et a pour conséquence d'accroître la différence entre les constantes de propagation.

Pour modéliser la fonction d'un coupleur, on peut faire appel au modèle du Mach-Zehnder (Fig. 4.1). Le champ à l'entrée est séparée en deux modes (soit par excitation directe ou par couplage), lesquels se déphasent dans la structure par un chemin optique différente telle que perçue par chaque mode. A la sortie, si le déphasage accumulé est un multiple impair de π, l'interférence entre les modes occasionne un transfert de puissance total vers le deuxième mode.

Pour un guide symétrique, le champ à l'entrée du coupleur excite de façon égale les deux premiers supermodes de la structure. D'une façon générale, le déphasage accumulé entre les supermodes varie plus rapidement à un endroit de bas ITR lorsque les modes sont devenus des modes de gaine.

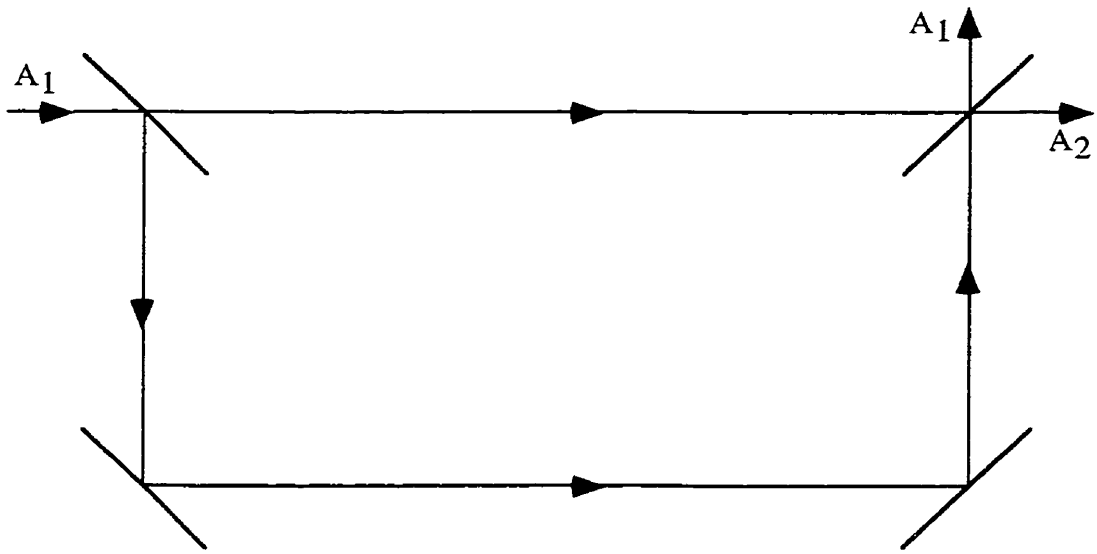


Figure 4.1 La structure Mach-Zehnder

Pour un coupleur asymétrique, le champ à l'entrée du composant n'excite que le premier supermode de la structure. La répartition sur deux supermodes se fait par couplage entre ces supermodes, lequel est possible par une perturbation judicieuse du milieu, par exemple par une variation de l'ITR. Dans ce dernier cas les supermodes ne sont plus les vecteurs propres du guide, étant donné qu'ils ont été calculés pour un guide invariant selon la direction de propagation z. Le couplage aura pour but de répartir le champ sur les deux premiers supermodes en vue d'obtenir une interférence qui permet lors du couplage subséquent d'effectuer un transfert net de puissance d'un supermode à un autre. Il est à noter que l'équipartition parfaite du champ n'est pas toujours nécessaire: pour coupler seulement la moitié de la puissance, par exemple, une partition inégale du champ peut être suffisante. En effet, tout phénomène d'interférence à deux ondes est assujettie à l'équation d'interférence:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\varphi \tag{4.1.1}$$

où φ est le déphasage accumulé entre l'onde 1 et l'onde 2 et I représente l'intensité totale. L'interférence dans le coupleur, donc, sera assujettie aux mêmes phénomènes de battement et contraste des franges.

Le couplage entre supermodes par variation en z du guide peut s'expliquer en termes de base locale. Si l'on connaît les supermodes en tout point de réduction du guide, on peut partout exprimer le champ par une combinaison linéaire de ceux-ci, en admettant bien sûr que l'ensemble des supermodes forme une base complète pouvant exprimer le champ.

Le couplage par supermodes locaux dans un guide dont le profil d'indice varie dans la direction de propagation s'exprime par le système d'équation couplées suivant, décrivant le couplage entre les supermodes du guide [13,14]:

$$\frac{da_k}{dz} = \sum_{l \neq k} C_{kl} a_l e^{i(\beta_l - \beta_k)z} \tag{4.1.2}$$

où a_k représentent l'amplitude du supermode k et β_k sa constante de propagation. La base complète utilise tous les modes incluant les modes à fuite et les modes de radiation, mais pour des calculs de transmission il est généralement suffisant d'effectuer le calcul sur une base plus restreinte n'utilisant que des modes guidés. Les coefficients de couplage C_{kl}, qui respectent la symétrie $C_{kl} = -C_{lk}$, sont donnés par:

$$C_{kl} = \frac{k^2}{2\sqrt{\beta_k \beta_l}} \frac{1}{\beta_k - \beta_l} \int_{A\infty} \frac{\partial n^2}{\partial z} \Psi_1 \Psi_2 dA \tag{4.1.3}$$

Pour traiter la variation du profil dans la direction de propagation par une variation de l'ITR, il convient d'effectuer la dérivée de n^2 en chaîne:

$$\frac{\partial n^2}{\partial z} = \frac{\partial n^2}{\partial R}\frac{dR}{dz} \tag{4.1.4}$$

En utilisant la condition qui suppose une conservation des proportions transverses lors de la réduction de l'ITR, c'est-à-dire

$$\frac{1}{R}\frac{dR}{dz} = \frac{1}{R_o}\frac{dR_o}{dz} \qquad \forall R \tag{4.1.5}$$

où R_o est un repère arbitraire qui est en dehors du centre géométrique du guide, on peut sortir de l'intégrale la dérivée par rapport à z du rayon par cette substitution d'un terme qui ne dépend pas de R:

$$C_{kl} = \frac{k^2}{2\sqrt{\beta_k\beta_l}}\frac{1}{\beta_k - \beta_l}\frac{1}{R_o}\frac{dR_o}{dz}\int_{A\infty} R\frac{\partial n^2}{\partial R}\Psi_1\Psi_2 dA \tag{4.1.6}$$

Le terme sorti de l'intégrale représente le taux de variation du profil d'indice selon z et est appelé pente normalisée, notée υ. En définissant une variable $L = ln(ITR)$, on peut exprimer υ par:

$$\upsilon = \frac{1}{R_o}\frac{dR_o}{dz} = \frac{1}{ITR}\frac{dITR}{dz} = \frac{dL}{dz} \tag{4.1.7}$$

Il convient alors de définir un coefficient de couplage normalisé $\overline{C}_{kl}$, tel que:

$$C_{kl} = \frac{dL}{dz}\overline{C}_{kl} \tag{4.1.8}$$

En connaissant les constantes de propagation, les coefficients de couplage normalisés et la forme de la pente normalisée du coupleur en fonction de z, il est alors possible de simuler la propagation dans le guide.

La figure 4.2(a) montre les courbes d'indices effectifs des trois premiers supermodes d'un coupleur complètement fusionné dont les cœurs ont les caractéristiques données au tableau 4.1:

Tableau 4.1 Caractéristiques des coeurs du coupleur asymétrique

	Rayon (μm)	Saut d'indice
Coeur 1	4,5	0,0045
Coeur 2	1,77	0,026

La gaine a un indice de 1,444418 à λ=1,55 μm et un rayon de 88,4 μm.

On distingue pour les indices effectifs des supermodes SLP_{01} et SLP_{11} deux régimes de séparation en indice: le premier est le régime du guidage par les cœurs et le deuxième le guidage par la gaine. Dans le premier régime pour ITR allant de 1,0 à environ 0,4, la différence entre les indices effectifs provient du fait que les cœurs ont des constantes de propagation différentes. Étant donné que les cœurs disparaissent avec une diminution de l'ITR, ce régime atteint un minimum lors du passage vers les supermodes de gaine. Dans ce deuxième régime il est plus ardu de définir des guides individuels, mais cette approche explique quand même la séparation entre les indices effectifs qui augmente

avec la diminution continue de l'ITR, car le couplage entre les deux guides individuels augmente.

Les coefficients de couplage entre les différents supermodes (c.f. Éq. 4.13), calculés avec une interpolation locale du champ discrétisé, sont représentés sur la figure 4.2(b). Ils sont inversement proportionnels à la séparation en indice effectif entre deux supermodes et atteignent donc leur valeur maximale autour du rapprochement des courbes d'indice effectif.

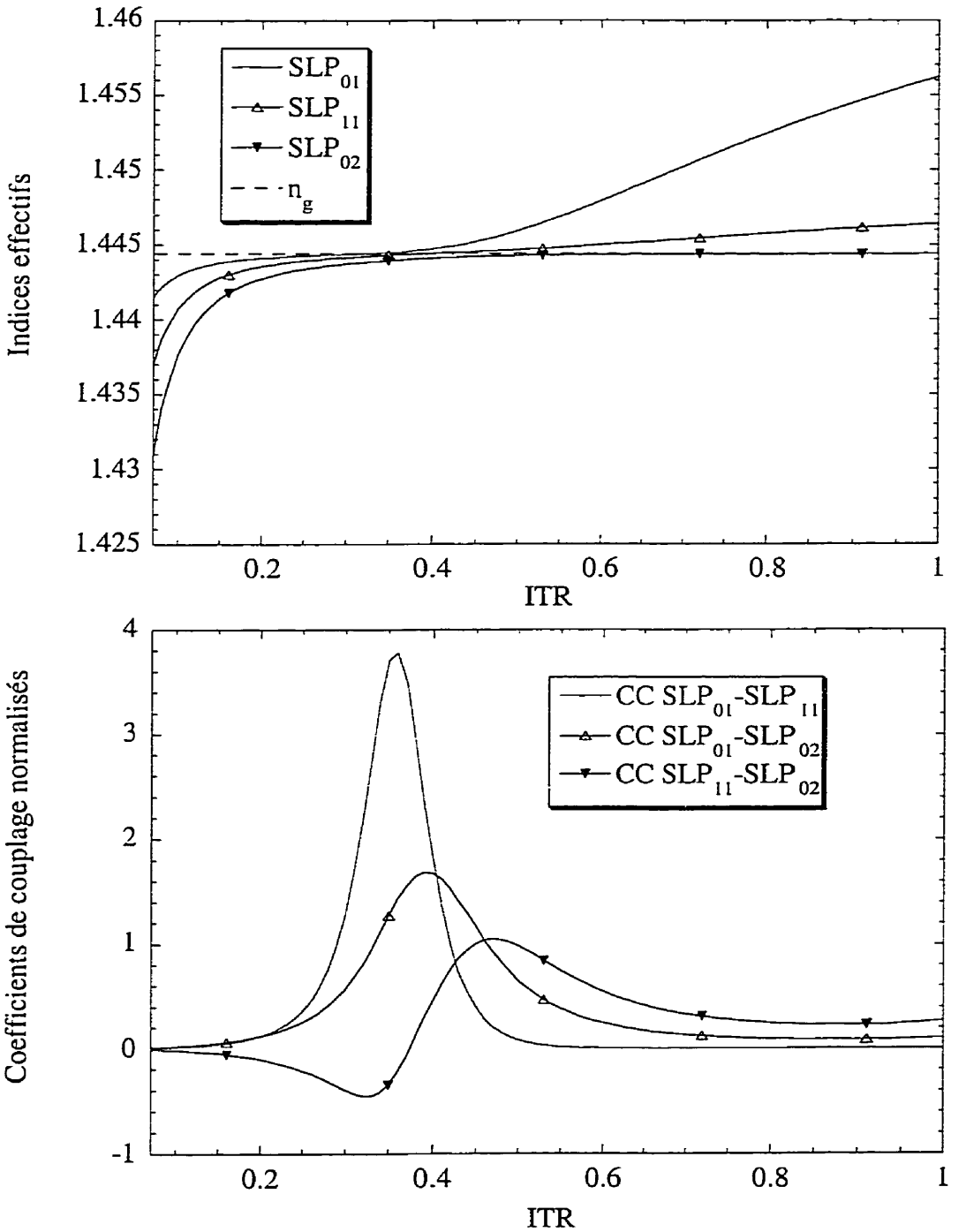


Figure 4.2 (a) Indices effectifs des trois premiers modes du coupleur asymétrique décrit au tableau 4.1 et (b) Coefficients de couplage normalisés

4.2 Critères d'adiabaticité

Le critère d'adiabaticité de couplage dans un guide d'onde, consiste a déterminer la variation du profil d'indice minimale à laquelle le couplage entre les supermodes de la structure devient non-négligeable [15,16]. En considérant les équations couplées entre deux modes,

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dz} &= a_2 C_{12} e^{-i(\beta_1-\beta_2)z} \\ \frac{da_2}{dz} &= -a_1 C_{12} e^{i(\beta_1-\beta_2)z} \end{aligned} \tag{4.2.1}$$

on constate que le coefficient de couplage effectuant le couplage entre les deux modes peut être considéré, si on lui attribue le terme d'oscillation, comme oscillant avec la période de battement des deux supermodes. Ainsi, si cette période est nulle, la période du couplage quant à elle vaudra

$$P_c = \frac{2\pi}{|C_{12}|} \tag{4.2.2}$$

Ainsi, pour qu'un couplage efficace puisse s'opérer entre deux modes, ce terme de couplage ne devra pas changer de signe sur une période de couplage, car dans ce cas le couplage ne peut s'effectuer, étant empêché par un changement de signe périodique. En considérant que la période de battement s'écrit

$$P_b = \frac{2\pi}{|\beta_1 - \beta_2|} \tag{4.2.3}$$

le critère d'adiabaticité s'écrit donc $\frac{P_c}{2\pi} < P_b$, ou

$$|C_{12}| > \frac{|\beta_1 - \beta_2|}{2\pi} \tag{4.2.4}$$

En réécrivant le coefficient de couplage par le produit du coefficient de couplage normalisé avec la pente normalisée du profil d'indice, soit

$$C_{12} = \frac{1}{R_o}\frac{dR_o}{dz}\overline{C}_{12} = \rho\overline{C}_{12} \tag{4.2.5}$$

le critère d'adiabaticité peut donc s'écrire

$$\rho > \left|\frac{\beta_1 - \beta_2}{2\pi\overline{C}_{12}}\right| \tag{4.2.6}$$

Une structure ayant une pente normalisée plus élevée que le critère d'adiabaticité est alors dite *non-adiabatique*. Il est à noter qu'un couplage peut néanmoins s'effectuer entre les deux modes, même en deçà du critère d'adiabaticité. Pour ce cas, considérons le système d'équations couplées avec deux modes, que l'on peut réécrire

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dz} &= a_2 \frac{p}{\varsigma}\overline{C}_{12}e^{-i(p\overline{C})z} \\ \frac{da_2}{dz} &= -a_1 \frac{p}{\varsigma}\overline{C}_{12}e^{i(p\overline{C})z} \end{aligned} \tag{4.2.7}$$

avec $p = \frac{\beta_1 - \beta_2}{\overline{C}_{12}} = 2\pi\rho$ et $\frac{1}{R}\frac{dR}{dz} = \frac{p}{\varsigma}$. ς est donc défini comme le rapport entre le critère d'adiabaticité multiplié par 2π et la pente normalisée du composant. Plus ς est grand, donc, plus on s'attend à un couplage faible.

A des fins de démonstration, on supposera que l'amplitude de a_1 est initialement nulle et que $\overline{C}_{12}$, β_1 et β_2 sont invariants selon z.

Après quelques transformations, on peut isoler a_1 en fonction des paramètres, ce qui s'écrit:

$$\frac{d^2 a_1}{dz^2} + ip\overline{C}_{12}\frac{da_1}{dz} + \frac{p^2}{\varsigma^2}\overline{C}_{12}^2 a_1 = 0 \tag{4.2.8}$$

dont l'équation caractéristique s'écrit:

$$\xi^2 + ip\overline{C}_{12}\xi + \frac{p^2}{\varsigma^2}\overline{C}_{12}^2 = 0 \tag{4.2.9}$$

d'où:

$$\xi = ip\overline{C}_{12}\frac{\left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{4}{\varsigma^2}}\right)}{2} \tag{4.2.10}$$

Enfin, la solution s'écrit:

$$a_1 = A_1 e^{\frac{-ip\overline{C}_{12}\left(1+\sqrt{1+\frac{4}{\varsigma^2}}\right)z}{2}} + B_1 e^{\frac{-ip\overline{C}_{12}\left(1-\sqrt{1+\frac{4}{\varsigma^2}}\right)z}{2}} \tag{4.2.11}$$

Or, en supposant $a_1(0)=0$, on a donc $A_1=-B_1$, d'où:

$$a_1 = M_1 e^{\frac{-ip\overline{C}_{12}z}{2}} \sin\left(\frac{p\overline{C}_{12}\sqrt{1+\frac{4}{\varsigma^2}}z}{2}\right) \tag{4.2.12}$$

Enfin, avec la condition $\frac{da_1}{dz}(z=0)=\frac{p}{\varsigma}\overline{C}_{12}=\frac{p\overline{C}_{12}\sqrt{1+\frac{4}{\varsigma^2}}}{2}M_1$

on obtient l'amplitude de l'oscillation de couplage, lequel s'écrit:

$$M_1 = \frac{2}{\sqrt{\varsigma^2+4}} \tag{4.2.13}$$

Cette expression représente le couplage maximal pouvant être obtenu à cette pente normalisée. En fonction du rapport critère d'adiabaticité-pente normalisée, on a donc un couplage en puissance maximal de

$$P_{max} = \frac{1}{\left(\pi\frac{\rho_c}{\rho}\right)^2+1} \tag{4.2.14}$$

La puissance maximale transmissible en fonction du rapport $\frac{\rho_c}{\rho}$ est tracée à la figure 4.3.

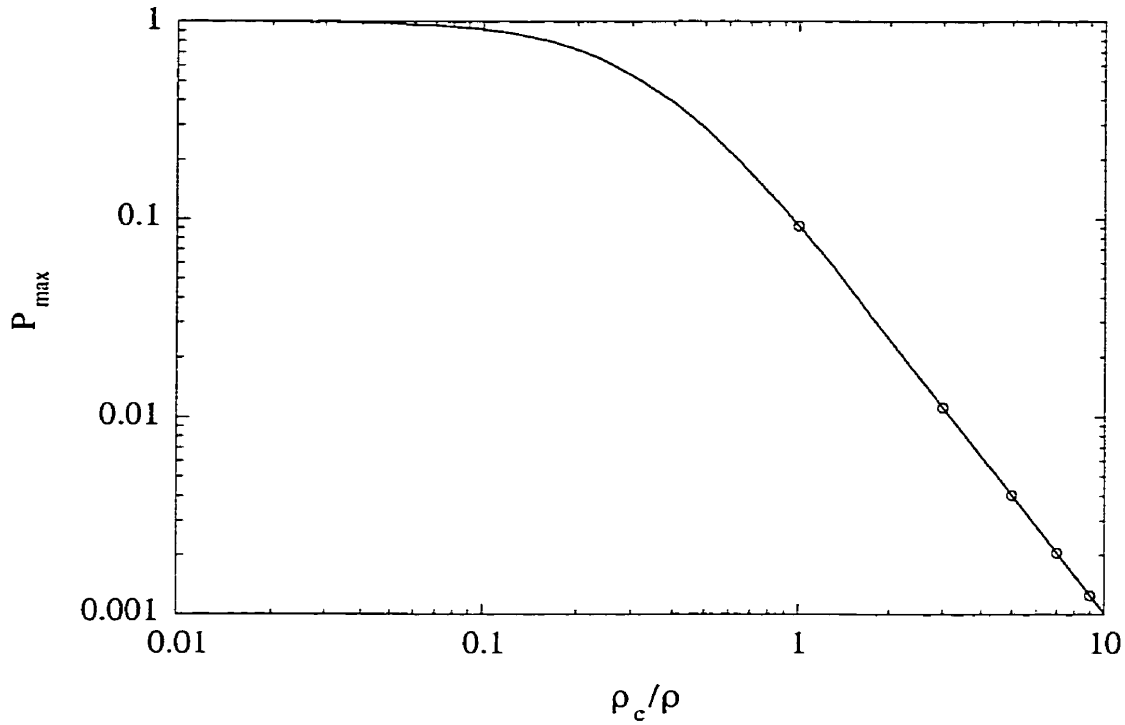


Figure 4.3 Puissance normalisée maximale transmissible en fonction du rapport ρ_C/ρ (pente critique du critère d'adiabaticité / pente normalisée du coupleur)

Lorsque la pente normalisée ρ vaut exactement le critère d'adiabaticité ρ_C, on a un couplage maximal de

$$P_{max} = \frac{1}{\pi^2 + 1} \approx 10\%$$

Pour le coupleur dont les caractéristiques sont décrites dans le tableau 4.1 et dont les courbes d'indice effectif et coefficients de couplage sont montrées à la figure 4.2, les critères d'adiabaticité sont montrés à la figure 4.4, superposés sur la courbe de pente normalisée d'un coupleur effilé quelconque.

Comme il est aisé de constater, le couplage non-adiabatique ne se fera qu'entre SLP_{01} et SLP_{11}. De façon générale, plus un supermode est d'ordre élevé, plus son indice effectif sera loin de celui du supermode fondamental, plus le coefficient de couplage sera petit, et plus le critère d'adiabaticité sera grand. Pour cette raison, on peut choisir un nombre fini de supermodes pour bâtir la base de supermodes servant à simuler la propagation dans les guides.

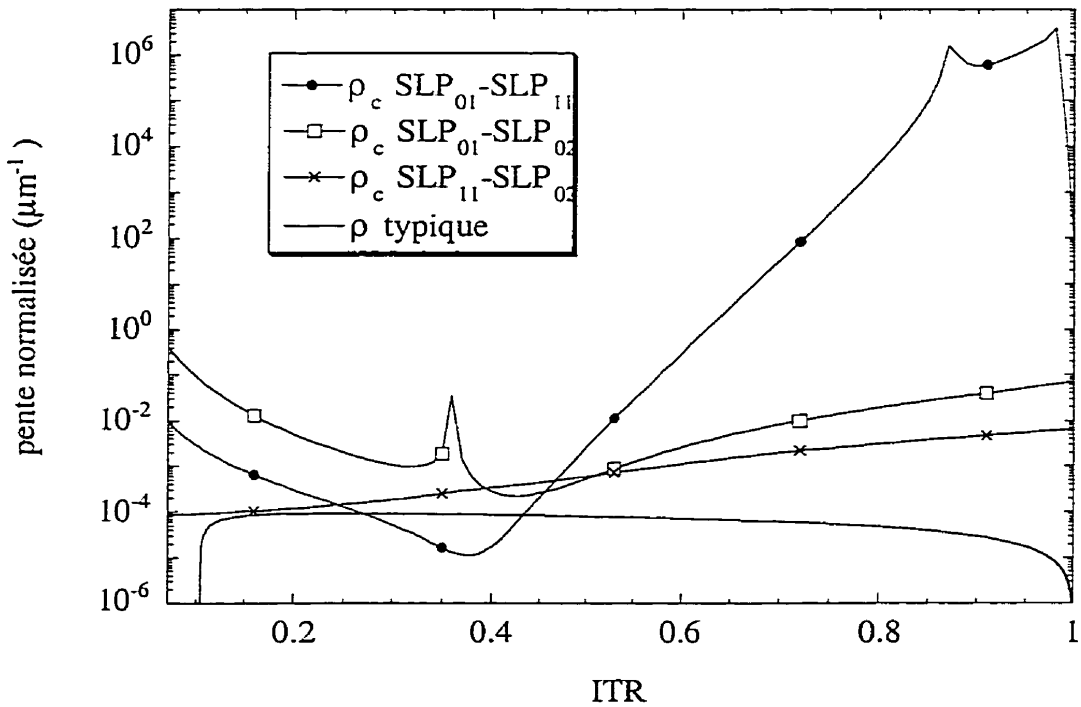


Figure 4.4 Critères d'adiabaticité d'un coupleur asymétrique et profil de pente normalisée d'un coupleur effilé typique

Le minimum des courbes d'adiabaticité peut définir un profil critique qui représente l'optimisation du profil pouvant fournir un composant adiabatique sur une longueur minimale du composant. En effet, il n'y a qu'à identifier cette pente normalisée critique à la pente normalisée du composant. Le profil dL/dz est ensuite inversé pour

obtenir dz/dL, lequel lorsque intégré par rapport à L fournit le profil $z(L)$. L'exponentielle de la transposée de cette fonction est en fait le profil du composant dans la direction de propagation, ou $ITR(z)$. La figure 4.5 montre le profil critique pour le coupleur dont les critères d'adiabaticité sont tracés à la figure 4.4 lorsqu'il est excité à l'entrée par SLP_{01}. Ce profil est obtenu pour un coupleur dont l'ITR descendrait jusqu'à 0,07.

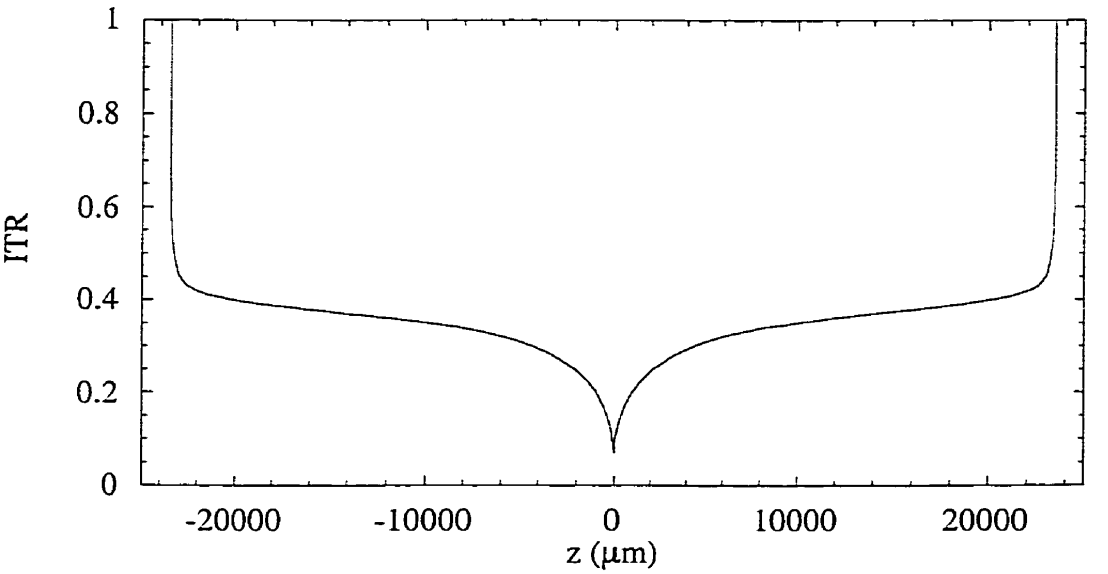


Figure 4.5 Profil critique du coupleur tel que vu par le premier supermode par rapport au couplage entre les trois premiers supermodes.

Le degré de confiance que l'on peut avoir dans un tel profil doit cependant être remis en question quant aux fortes pentes à l'entrée et à la sortie du coupleur. En effet, si le critère d'adiabaticité entre les supermodes LP_{01} et LP_{11} est le plus petit à bas ITR, ceci n'est pas le cas à ITR moyen ni à ITR proche de l'unité. Le couplage vers d'autres supermodes d'ordre supérieur doit donc être pris en compte si l'on désire obtenir un profil critique dans lequel on peut avoir un plus haut degré de confiance.

4.3 L'approximation soudaine

Dans le cas de couplage dans les fibres effilées, il a été démontré que lorsque le couplage est très non-adiabatique, une partie du guide peut sans perte d'exactitude être remplacée mathématiquement par une épissure [17]. C'est l'approximation soudaine. Le champ dans une fibre effilée ayant dans la quasi-totalité des cas une symétrie par rapport à l'axe central de la fibre, cette épissure est facilement modélisable. Dans le cas des coupleurs, par contre, le champ d'excitation n'a pas cette symétrie, donc pour modéliser l'épissure équivalent on doit recourir à une transformation des coordonnées qui projetterait ce champ sur la région correspondante de l'autre part de l'épissure. Ceci étant plus compliqué, il devient alors interessant d'étudier plutôt le comportement des équations couplées lorsque le couplage devient très non-adiabatique, c'est-à-dire lorsque la période de couplage est suffisamment petite devant la période de battement entre deux supermodes. Dans un tel cas il est justifié de négliger les termes d'oscillation complexes dans les équations couplées pour écrire:

$$\frac{da_k}{dz} = \sum_{l \neq k} \frac{dL}{dz} \overline{C}_{kl} a_l \tag{4.3.1}$$

ce qui se réécrit:

$$\frac{da_k}{dL} = \sum_{l \neq k} \overline{C}_{kl}(L) a_l \tag{4.3.2}$$

Dans les régions de fort couplage, donc, on peut résoudre le couplage en fonction seulement de L, le logarithme naturel de l'ITR, ce qui permet de déterminer l'évolution des

supermodes selon l'ITR décroissant dans le cas limite de fort couplage. Cette approche est pratique pour décrire le comportement des guides dont le couplage tend vers un comportement Dirac [18] en fonction de z mais peut être résolu en fonction de L.Ce comportement Dirac peut avoir lieu si les supermodes couplés ont des constantes de propagation quasi-dégénérés: la résolution des équations couplées se fait alors plus facilement selon L que z . Aussi, l'approximation soudaine facilite la compréhension de certains phénomènes tels la commutation supermodale et le comportement en termes de couplage des coupleurs quasi-symétriques, car elle décrit un comportement général pour un coupleur avec un certain profil d'indice, comportement indépendant de la forme longitudinale du guide dans la région de couplage.

Une autre façon [17] quasi-équivalente de traiter l'approximation soudaine est de ne supposer aucun changement de la forme du champ dans la zone de variation forte d'ITR et de projeter ce champ directement sur la région de faible ITR du guide comme pour une épissure.

4.3.1 Commutation supermodale

Le phénomène de la commutation supermodale se produit lorsque l'on réalise un coupleur à partir de deux guides dont les constantes de propagation des modes donnent lieu à des courbes qui se croisent à un certain ITR. Chacun des supermodes du coupleur, si les guides individuels sont peu couplés, correspondent par leur forme et leur constante de propagation à l'un des modes des guides individuels. Par contre, les courbes des constantes de propagation des supermodes scalaires ne peuvent se croiser à moins que leur parité spatiale ne fixe les coefficients de couplage à zéro, ce qui n'est le cas que dans des

géométries très simples, par exemple la fibre à deux couches. Si tel n'est pas le cas, la correspondance supermodes-modes effectuera donc une commutation en fonction de l'ITR dans les environs du croisement des courbes des guides individuels.

Ce phénomène est illustré dans la figure 4.6, où sont tracés les courbes de l'indice effectif des modes individuels et supermodes en fonction de l'ITR. Le coupleur étudié consiste en deux cœurs séparés d'une distance de 30 μm ayant les caractéristiques de la table 4.2:

Tableau 4.2 Caractéristiques des coeurs du coupleur asymétrique

	Rayon (μm)	Saut d'indice
Coeur 1	4,5	0,0045
Coeur 2	1,0	0,026

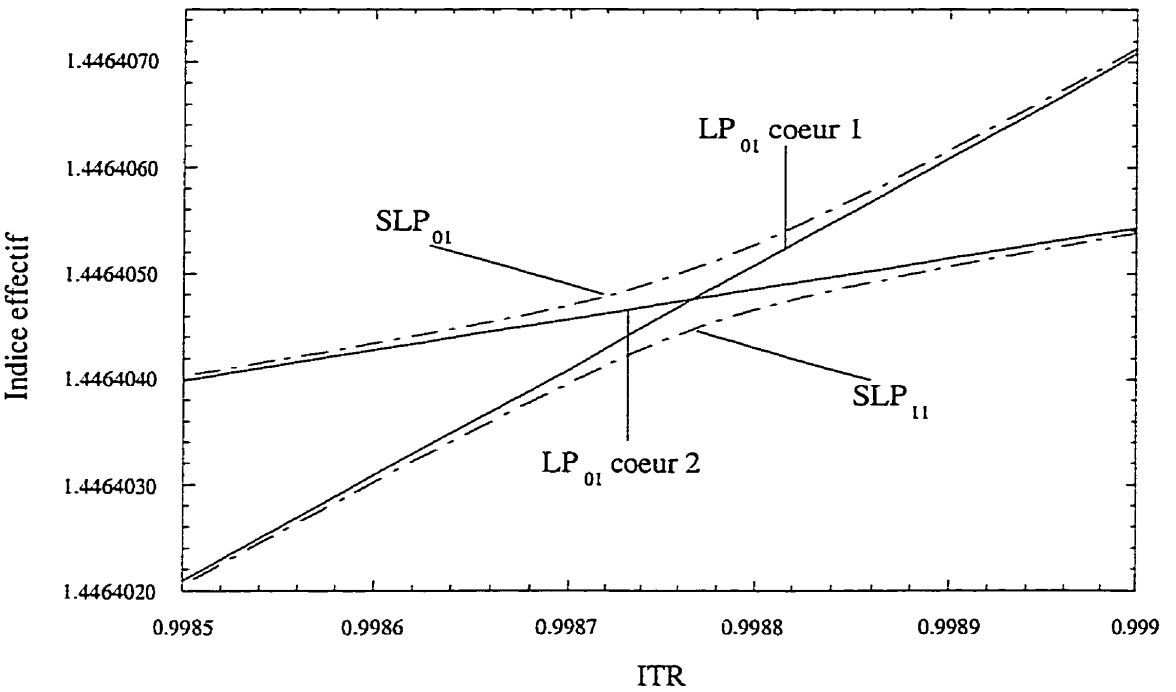


Figure 4.6 Phénomène de la commutation des correspondances supermodes-modes des cœurs individuels du coupleur décrit à la table 4.2

La figure 4.7 montre la forme des supermodes avant et après la commutation, ainsi qu'au point de croisement.

On constate que les supermodes s'échangent d'un guide à l'autre sur une plage très restreinte d'ITR. Comme il est déraisonnable que la puissance puisse s'échanger d'un cœur à l'autre, indépendamment du profil du coupleur et ce dans un intervalle d'ITR très petit, on s'attend à ce que le couplage entre ces supermodes effectue une compensation en couplant l'un totalement dans l'autre de sorte à conserver la forme générale du champ.

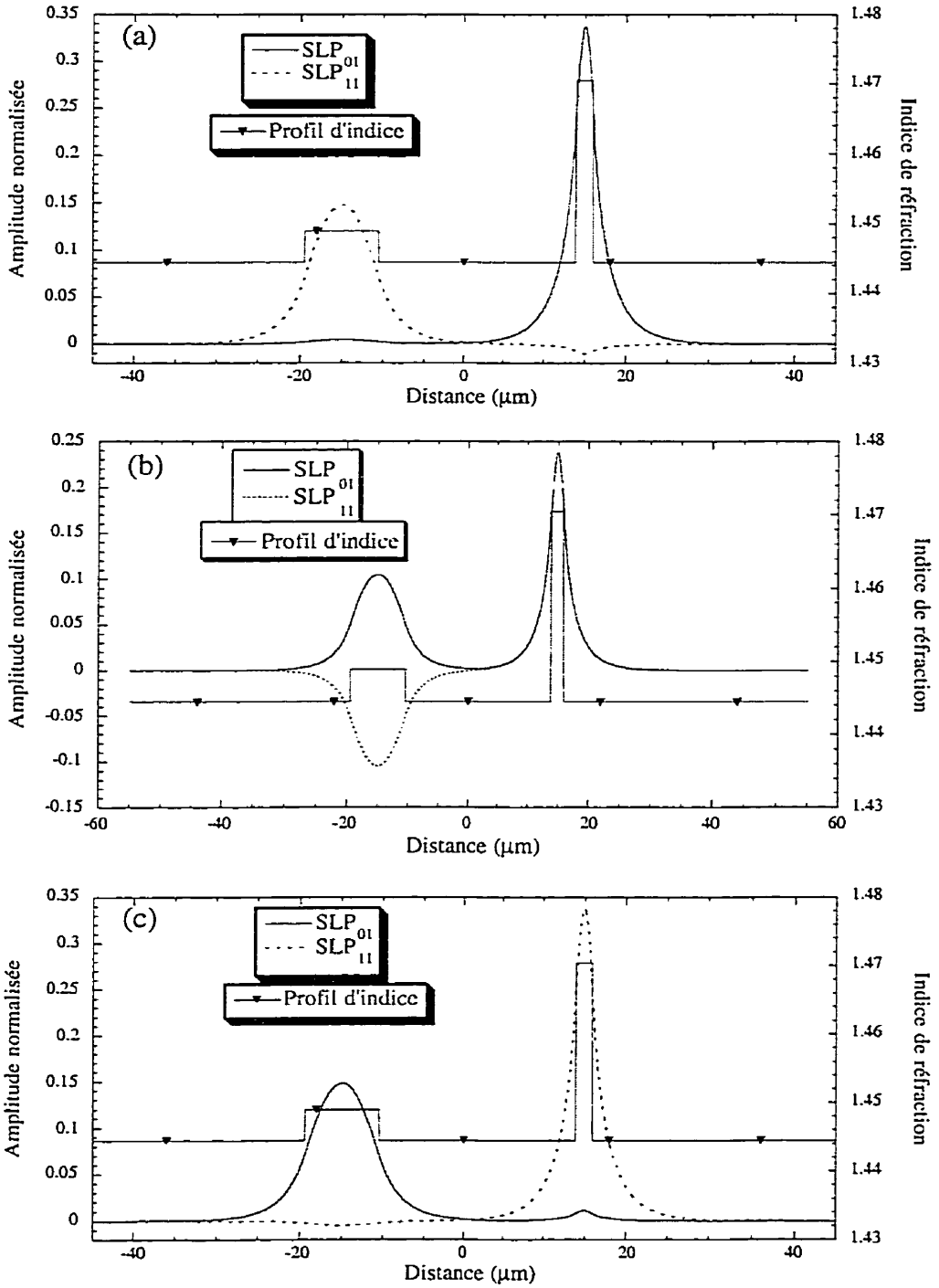


Figure 4.7 Forme des supermodes (a) à ITR=1.0, (b) au point de croisement ITR=0.998767 et (c) à ITR=0.9975 du coupleur décrit à la table 4.2

Le coefficient de couplage par supermodes locaux entre ces deux supermodes atteindra sa valeur maximale au point de croisement, ou point d'accord de phase, dû au fait que la différence des constantes de propagation des guides individuels est à un minimum. Si ces guides sont très séparés, le coefficient de couplage tendra vers un comportement Dirac en fonction de l'ITR.

La figure 4.8 montre le coefficient de couplage normalisé en fonction de l'ITR pour une séparation entre les cœurs de 30, 40 et 50 μm, ainsi que sa valeur au point d'accord de phase en fonction de la séparation entre les cœurs. On constate que le pic de couplage devient de plus en plus étroit et haut avec l'augmentation de la séparation entre les cœurs, ce qui reflète que l'interaction entre ces cœurs diminue exponentiellement avec la distance, et que seulement un accord de phase parfait entre eux peut occasionner un couplage s'ils sont suffisamment séparés.

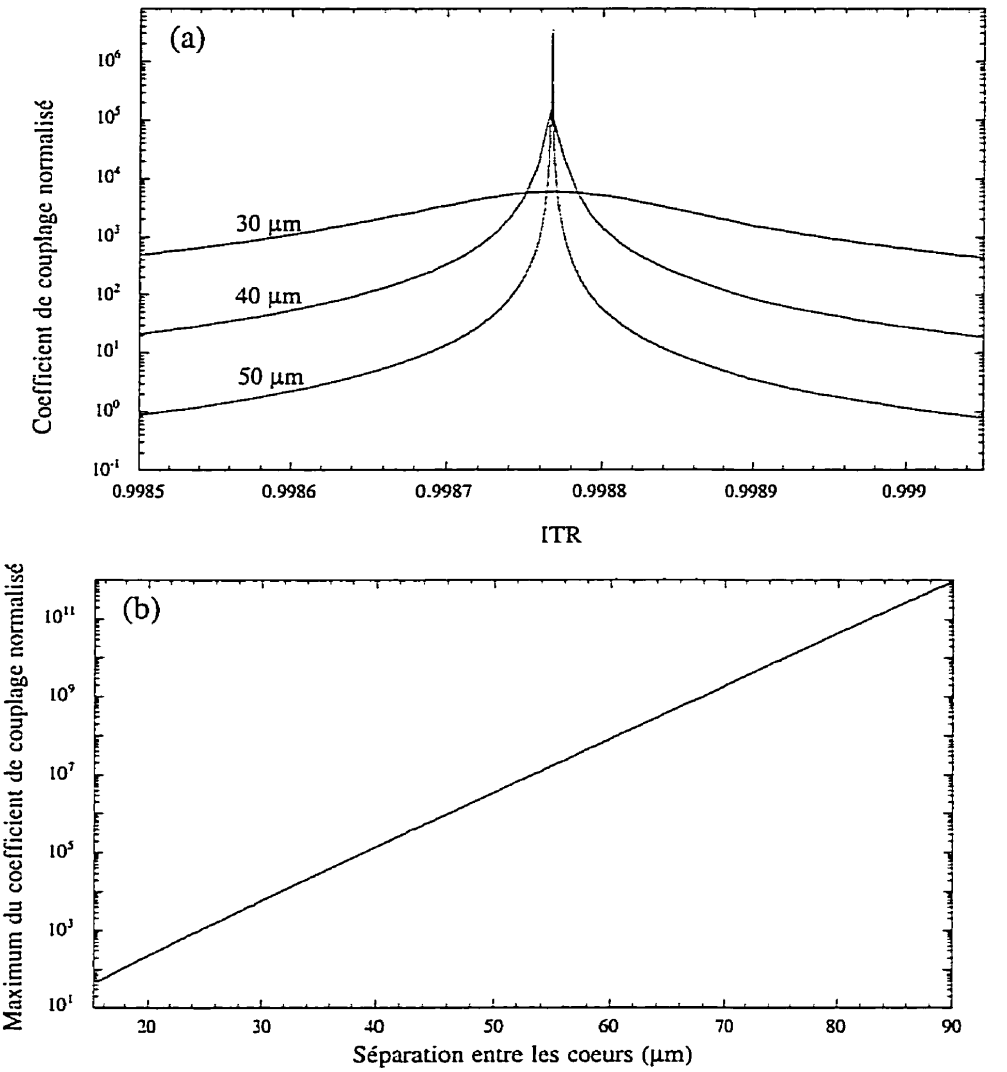


Figure 4.8 (a) Coefficient de couplage normalisé pour une séparation entre les cœurs de 30, 40 et 50 µm et (b) coefficient de couplage normalisé au point de croisement en fonction de la séparation entre les cœurs. Les caractéristiques des coeurs sont donnés dans le tableau 4.2

Pour résoudre le couplage dans le cas de la commutation supermodale, on utilise l'équation 4.3.2, qui dans le cas de deux supermodes s'écrit:

$$\frac{da_1}{dL} = \overline{C}_{12}(L)a_2$$
$$\frac{da_2}{dL} = -\overline{C}_{12}(L)a_1 \qquad (4.3.3)$$

Connaissant la distribution selon L du coefficient de couplage normalisé $\overline{C}_{12}$ et supposant un profil en ITR strictement croissant ou décroissant, il devient possible de résoudre le système.

La figure 4.9 montre l'évolution des intensités modales calculées par le biais des coefficients de couplage en fonction de l'ITR décroissant à partir de ITR = 0,998772, pour une séparation entre les cœurs de 50 µm avec comme condition initiale que seul le premier supermode SLP_{01} est excité. Les profils des supermodes sont aussi montrés avant et après le pic de couplage. On constate que le double échange, soit les profils des supermodes et les intensités, font en sorte que la distribution du champ total quant à lui restera confiné dans le guide originel. En fait, tout se passe comme s'il n'y a pas de transfert de puissance, ce qui est raisonnable car sans déphasage accumulé entre les supermodes la puissance ne peut se transférer d'un guide à l'autre.

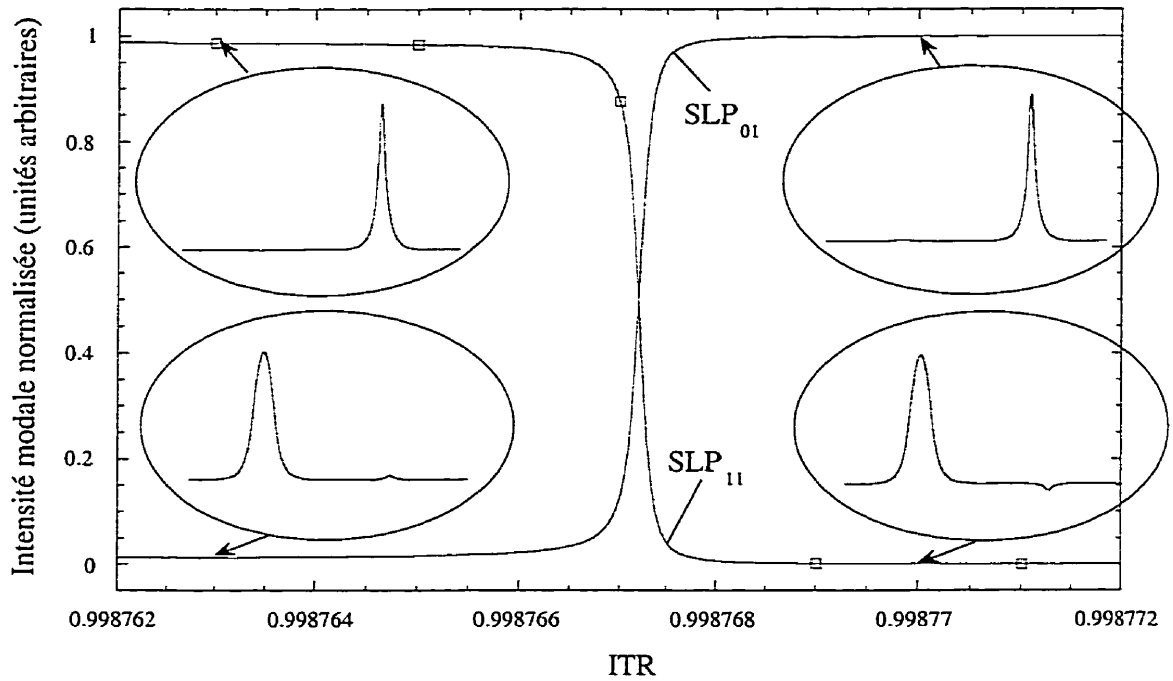


Figure 4.9 Double échange des profils de supermode et des intensités modales pour un couplage selon ITR décroissant, coupleur décrit à la table 4.2 avec 50 μm de séparation entre les cœurs.

Le résultat de la figure 4.9 justifie l'approximation soudaine, car le couplage compense la variation de la forme des supermodes pour maintenir la distribution de puissance dans une seule branche. Il serait en effet très difficile d'avoir un profil assez adiabatique que le supermode excité puisse se propager sans se coupler à l'autre.

Vu ce comportement il serait justifié dans le cas de guides bien séparés de directement interchanger les courbes d'indice effectif en deçà du point de croisement et de garder nul le coefficient de couplage autour de ce point. Cette approche approximative

faciliterait le calcul numérique de couplage, lequel traite difficilement le couplage trop abrupte.

4.3.2 Coupleurs quasi-symétriques

Un autre phénomène auquel s'applique bien l'approximation soudaine est la resymétrisation des supermodes à bas ITR des coupleurs quasi-symétriques. En effet, un coupleur fusionné formé de cœurs quasi-identiques se comportera presque dans tous les cas (à moins d'être dans un accord de phase presque parfait) comme un coupleur asymétrique lorsque l'ITR est près de l'unité. Le champ d'excitation à l'entrée du coupleur s'identifie à un seul supermode, mais à plus bas ITR, lorsque les cœurs sont plus rapprochés ou qu'ils ne sont plus guidants, les supermodes ont tendance à se resymétriser (c.f. Section 3.3). Or, le champ contenu dans une seule branche du coupleur se décomposerait de façon égale sur les deux premiers supermodes locaux si ceux-ci devaient se resymétriser d'une façon soudaine. Il est donc raisonnable de supposer que dans un coupleur supportant des supermodes locaux qui se resymétrisent le couplage par supermodes locaux aura tendance à effectuer une équipartition du champ sur les deux premiers supermodes.

Pour étudier un tel cas, il est pratique de sonder l'effet sur les supermodes et les coefficients de couplage l'effet d'une perturbation asymétrique sur un coupleur symétrique. Le cas étudié est celui d'un coupleur fusionné formé de deux cœurs séparés de 70 μm et ayant les caractéristiques données dans le tableau 4.3.

Tableau 4.3 Caractéristiques des coeurs du coupleur symétrique

Rayon (μm)	Saut d'indice
4,5	0,0045

La gaine supposée infinie est d'indice de réfraction 1,444418 à λ=1,55 μm. Si l'on perturbe graduellement de façon asymétrique le coupleur en augmentant le saut d'indice de l'un des cœurs, on peut constater la nature de la transition symétrique-asymétrique. La figure 4.10 montre la forme des coefficients de couplage pour plusieurs différences des sauts d'indice des cœurs, ainsi que les critères d'adiabaticité associés superposés à un profil typique de pente normalisé d'un guide effilé. Ce profil quelconque est dit typique parce que la pente normalisée correspondante est typique de la quasi-totalité des coupleurs fusionnés symétriques, en ce sens que sur une échelle logarithmique les pentes se maintiennent entre 10^{-3} et 10^{-5} μm^{-1} sur la plus grande partie de leur profil. On remarque que pour les petites perturbations la partie non-négligeable des courbes de couplage correspond à un couplage fortement non-adiabatique, ce qui permet d'utiliser l'approximation soudaine pour traiter ces cas. Aussi, les pics de couplage sont centrés plus haut en ITR lorsque la perturbation devient petite. Si la perturbation devient suffisamment petite, le pic se situera dans une région d'ITR supérieure à l'unité et les supermodes à l'entrée du coupleur seront à toute fin pratique identiques à ceux du coupleur symétrique.

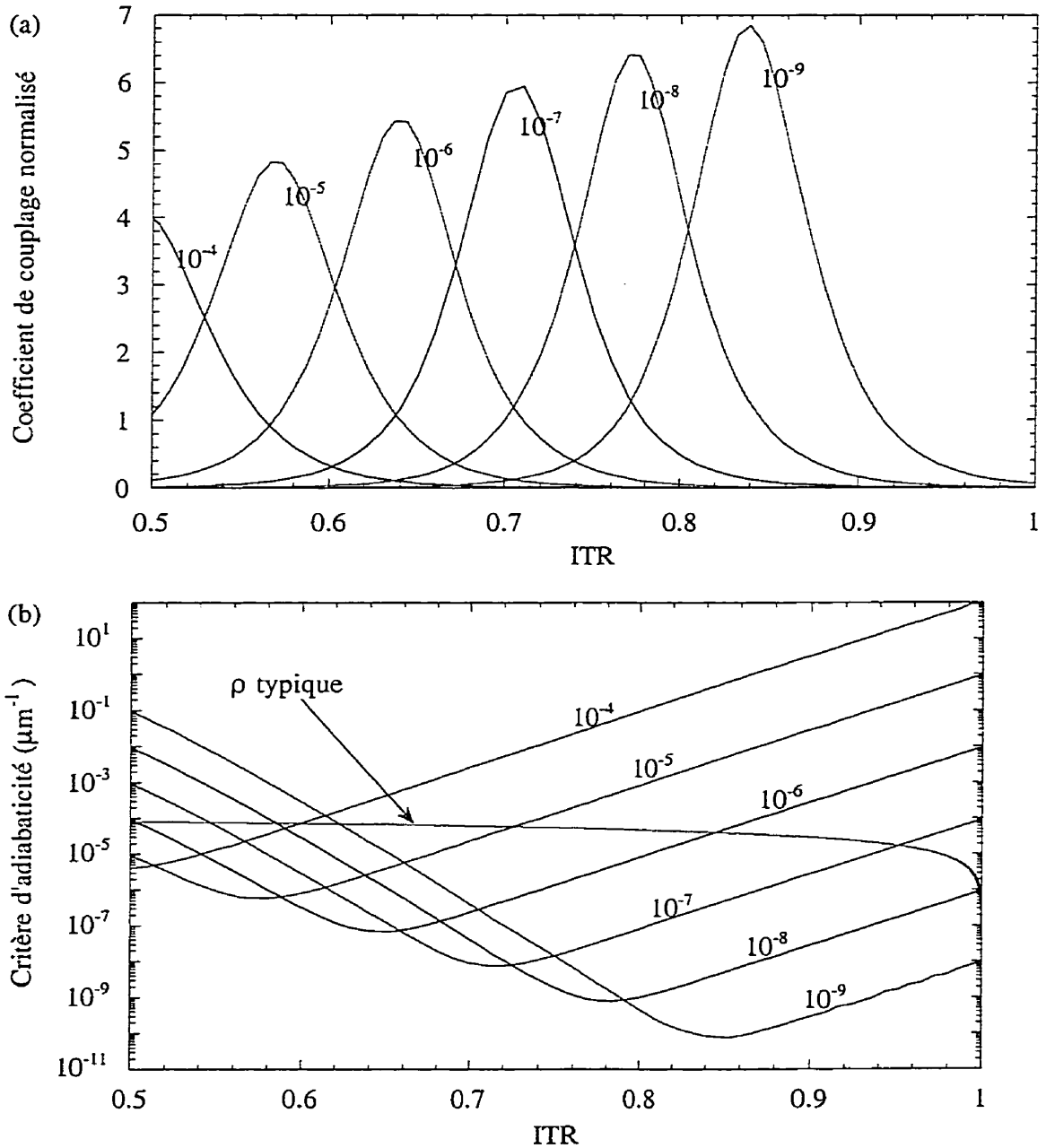


Figure 4.10 (a) Coefficients de couplage normalisés et (b) critères d'adiabaticité pour les deux premiers supermodes du coupleur quasi-symétrique pour diverses valeurs de perturbation. Les cœurs séparés de 70 µm sont décrits à la table 4.3.

Les critères d'adiabaticité montrent que la resymétrisation des supermodes se fait à un ITR d'autant plus bas que la perturbation asymétrique est importante. Si cette perturbation est assez importante, le coupleur peut être adiabatique quand au couplage entre les deux premiers supermodes.

Dans le cas du couplage non-adiabatique, lorsque traité par l'approximation soudaine, le couplage tend à répartir de façon égale le champ sur chacun des supermodes. Dans la figure 4.11 est tracé les intensités de SLP_{01} et SLP_{11} pour une asymétrie de cœur de 10^{-7} et un profil strictement décroissant en ITR, montrant l'équipartition graduelle du champ sur ces deux supermodes.

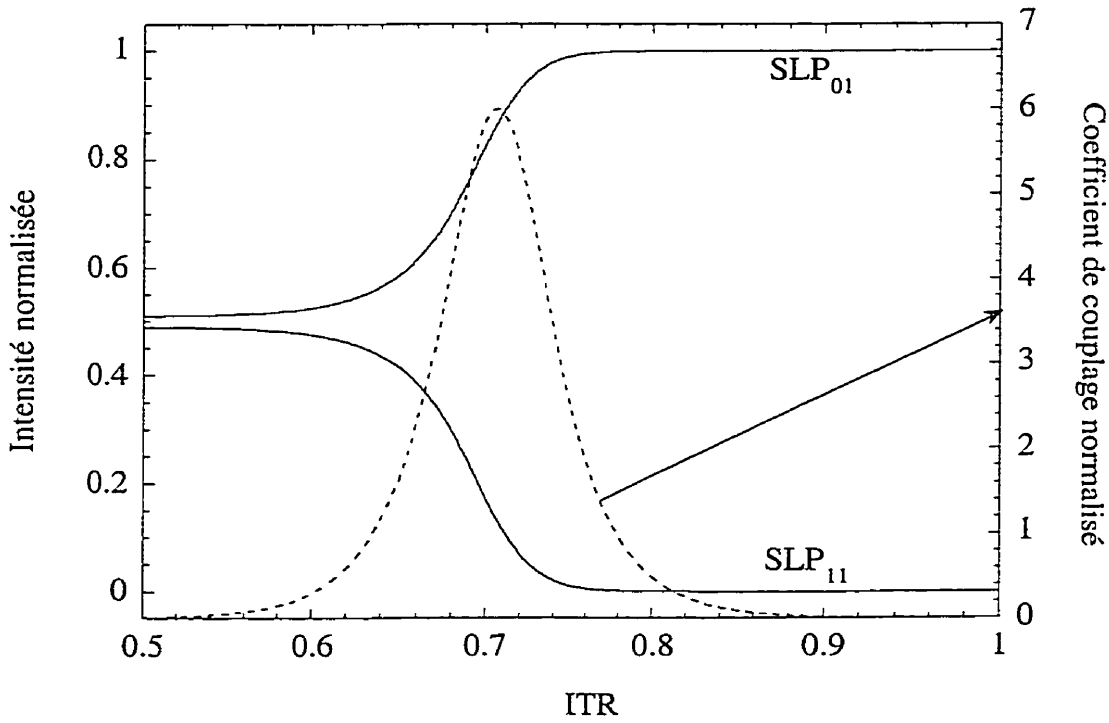


Figure 4.11 Équipartition du champ sur les deux premiers supermodes par le couplage dans l'approximation soudaine

L'approximation soudaine peut aussi servir à vérifier la précision du calcul des coefficients de couplage pour tout composant ayant un ITR variable dans un cas connu: dans un cas équivalent à une commutation supermodale, par exemple, on s'attend à un échange complet de puissance entre les modes concernés, mais non d'un guide à l'autre.

Pour les deux cas considérés, l'approximation soudaine permet dans le cas de la commutation supermodale de comprendre le comportement des supermodes à la limite de grande séparation des guides qui exclut toute échange de puissance, et dans le cas des coupleurs quasi-symétriques de comprendre la transition symétrique-asymétrique à la limite de très faible asymétrie. Pour les applications, on peut utiliser cette approximation pour prévoir le maximum de puissance transférable d'un supermode à un autre et par le fait même la puissance transférable d'une fibre à une autre dans un coupleur.

Chapitre 5: Coupleurs asymétriques

5.1 Simulations d'étirage

L'étirage d'un coupleur fusionné se fait en agençant côte à côte deux fibres dénudées de leur revêtement plastique, puis en fusionnant les deux, par exemple par la chaleur d'une torche balayante. Cette méthode n'est pas unique, et d'autres telles que le chauffage à l'aide d'un laser CO_2 sont aussi utilisées, quoi qu'ils ne sont pas étudiées dans le cadre de ce mémoire.

Tout en chauffant et en balayant avec la torche, la structure sera étirée jusqu'à obtention des propriétés voulues. Les paramètres d'étirage sont donc les suivants: grosseur de la torche, profil de chaleur de la torche, distance de balayage de la torche, vitesse de balayage de la torche. Seulement dans des cas extrêmes la vitesse d'étirage pourra avoir de l'effet, donc ce paramètre est négligé. Similairement, on ne tient pas compte de la distance torche-coupleur dans la simulation. Le modèle de simulation de profil longitudinal est davantage détaillé dans la réf. 1.

L'étirage d'un coupleur asymétrique comporte plusieurs caractéristiques propres. Au début de l'étirage, la puissance est injectée par le cœur d'une fibre ou l'autre, donc pour un coupleur fait à partir de fibres unimodales la puissance à l'entrée représente un seul supermode de la structure. Ensuite, si au cours de l'étirage un couplage quelconque est produit, on pourra alors avec une précision assez bonne délimiter longitudinalement des régions de couplage et d'autres de battement intermodal. En ce sens, l'étirage d'un

coupleur asymétrique est analogue à l'étirage d'une fibre effilée. Dépendant du degré de couplage, on pourra classer les coupleurs sous diverses appellations non exclusives: sous-couplés, sur-couplés, adiabatiques/non-adiabatiques, nuls.

Le coupleur sous-couplé présente un battement assez régulier mais le transfert de puissance est incomplet entre les deux branches du coupleur. On peut alors dire que la région de couplage effectue une partition inégale de la puissance vers le deuxième supermode de la structure. L'interférence alors ne présente pas un contraste complet du transfert global de puissance entre les branches du coupleur. Dans le cas du coupleur sur-couplé, la région de couplage effectue une partition excessive de la puissance vers l'autre supermode, ce qui a pour effet de présenter un battement irrégulier et tel que l'échange de puissance entre les branches est difficilement rendue entière.

Quant au coupleur nul, il ne présente qu'un échange négligeable de puissance entre les branches tout au long de l'étirage.

Il est clair que tous les coupleurs asymétriques non nuls sont non-adiabatiques, étant donné que le couplage entre les deux premiers supermodes de la structure effectue des échanges de puissance non-adiabatiques. Pourtant, le terme est plus utile pour désigner des échanges de puissances entre les supermodes et les divers supermodes de gaine. Ainsi, dans le texte qui suit, la non-adiabaticité désignera le couplage avec des supermodes de gaine, ou d'ordre supérieur.

5.2 Données de la simulation

Le premier coupleur simulé est fait de fibres complètement fusionnées dont les cœurs possèdent les caractéristiques de la table 5.1:

Tableau 5.1 Caractéristiques des coeurs du coupleur asymétrique utilisé dans les calculs

	Rayon (μm)	Saut d'indice
Coeur 1	3,34	0,00575
Coeur 2 (SMF28™)	4,50	0,00450

La gaine de rayon 88,4 μm a un indice de 1,444418 à λ=1,55 μm. Les quatre premiers supermodes de la structure sont montrés à la figure 5.1, au point d'ITR de 0,52. SLP_{01} représente une injection de lumière par la branche unimodale de la SMF28™ et SLP_{11} par l'autre fibre, elle aussi unimodale.

La figure 5.2 donne, en fonction de l'ITR, les indices effectifs et des coefficients de couplage par modes locaux. On constate que le coefficient de couplage dominant parmi ceux-ci est entre SLP_{01} et SLP_{11}, ce qui est caractéristiques des coupleurs asymétriques faits de fibres dont le diamètre de gaine est le même.

Pour montrer l'effet des paramètres de simulation, il convient de n'en changer qu'un seul d'une simulation à une autre. La première courbe d'étirage représente l'étirage d'un coupleur sous-couplé, avec injection par la fibre SMF28™.

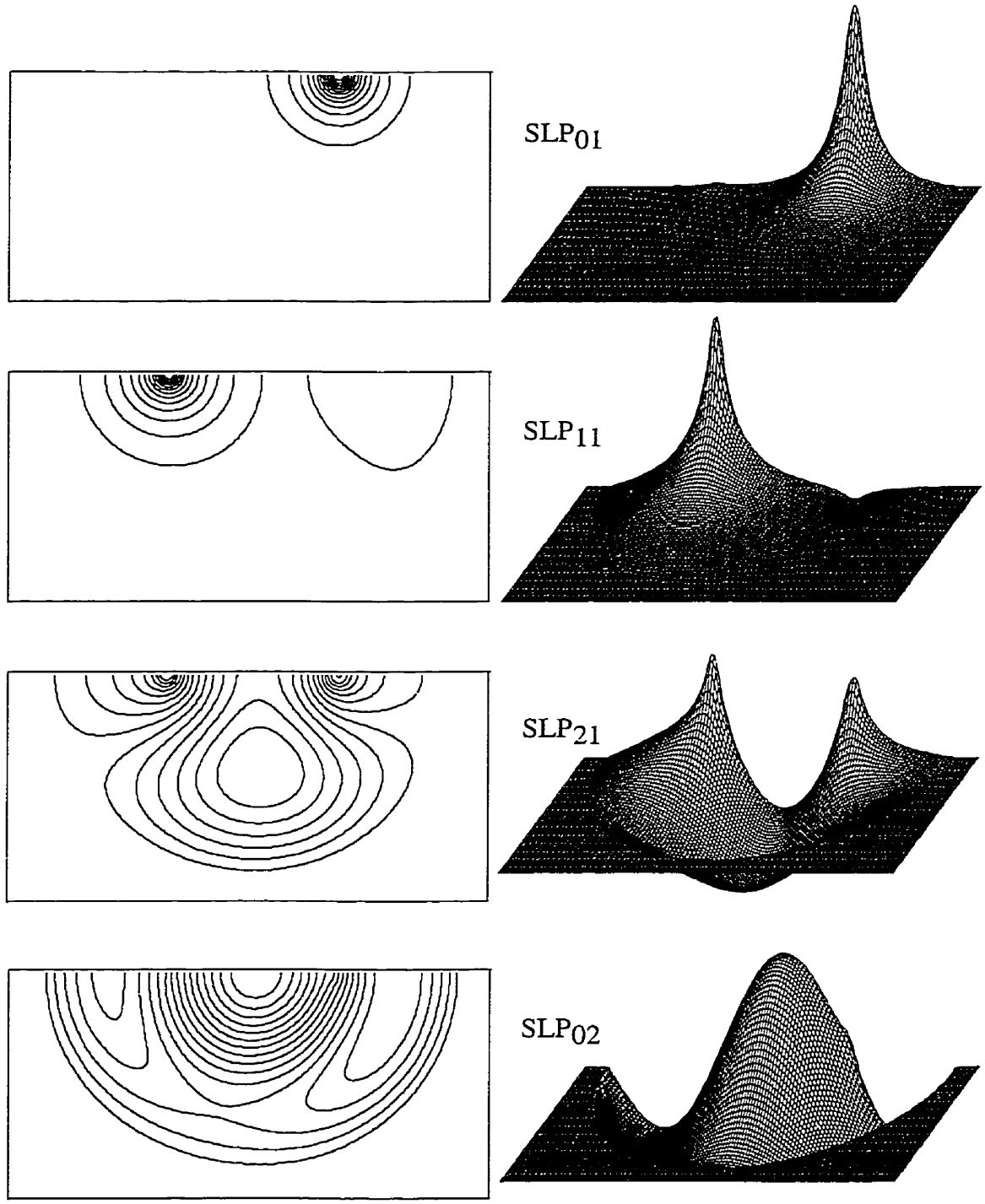


Figure 5.1 Supermodes du coupleur asymétrique à ITR=0.52. Les coeurs ont les caractéristiques données à la table 5.1.

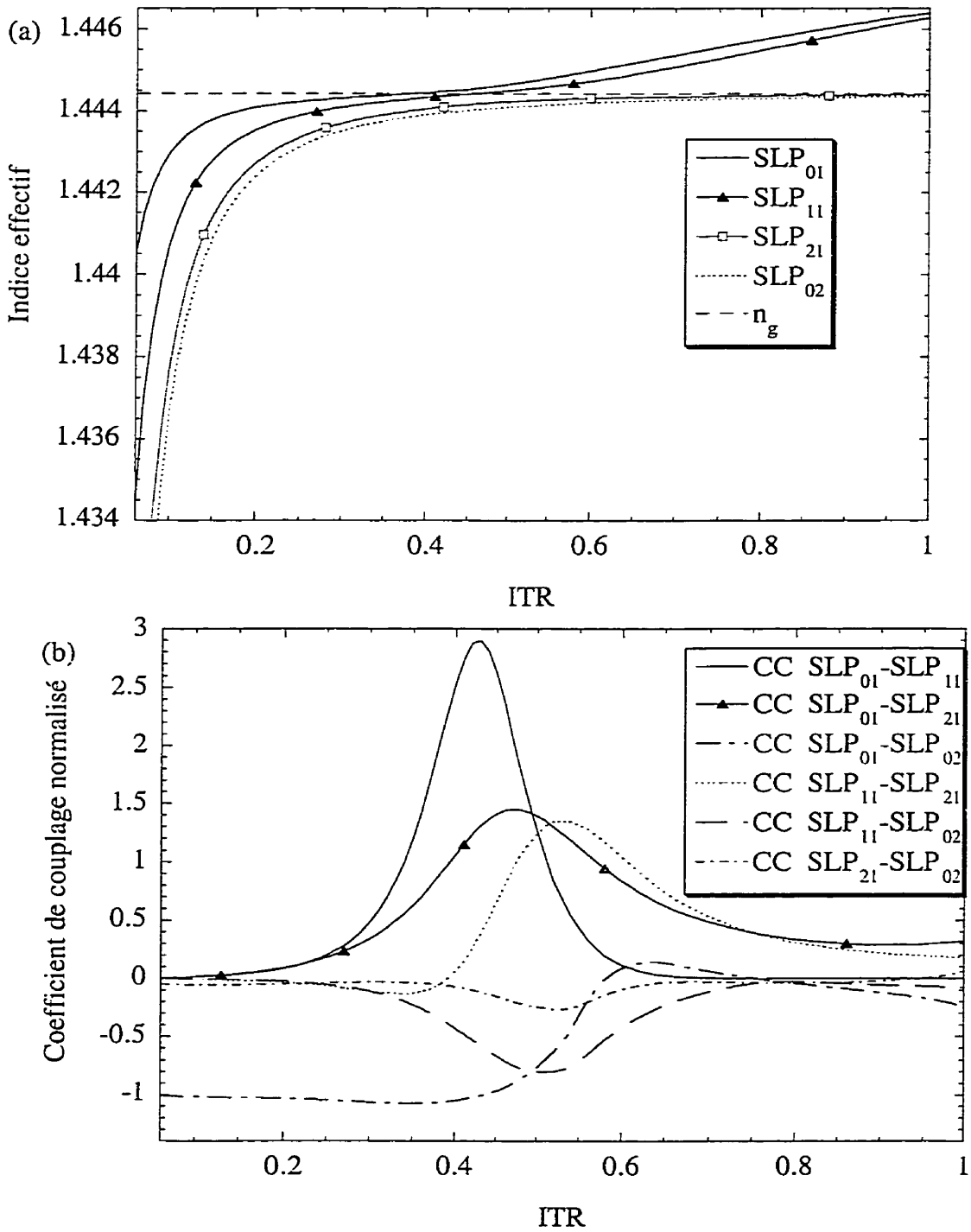


Figure 5.2 (a) Indices effectifs des quatre premiers supermodes de la structure du coupleur asymétrique et (b) coefficients de couplage normalisés. Les coeurs ont les caractéristiques données à la table 5.1.

5.3 Courbes d'étirage

La courbe d'étirage est montrée à la figure 5.3. Les paramètres de la torche sont les suivants: largeur de torche de 5 mm avec un balayage sur 15 mm à 1 mm/s. La forme de la flamme est gaussienne.

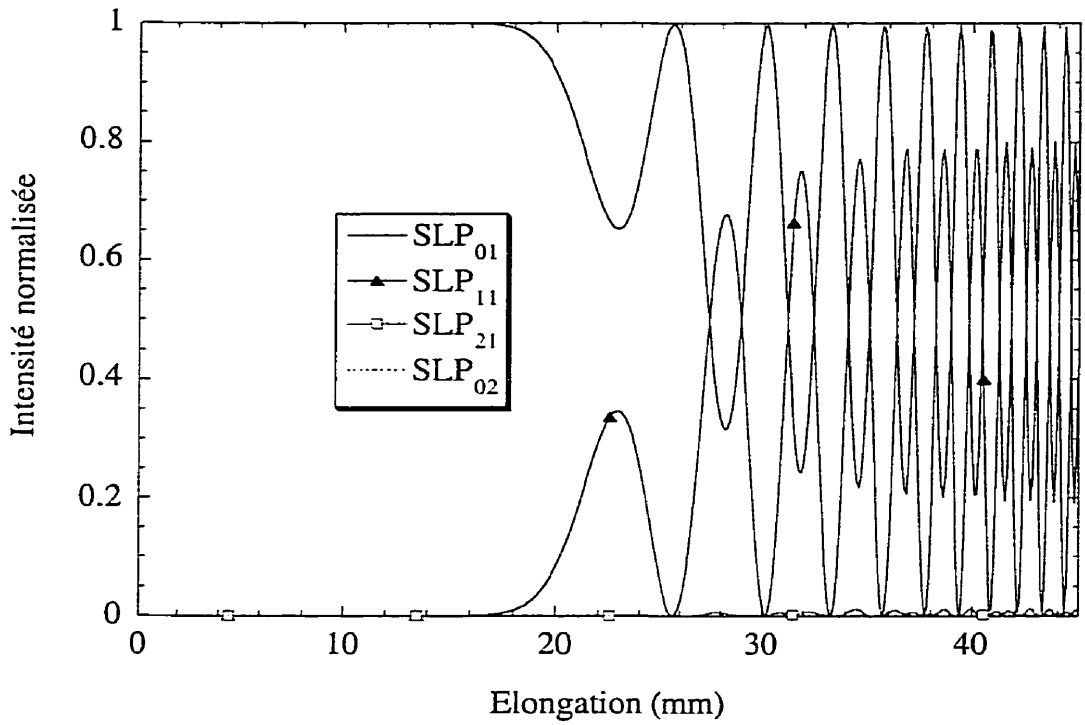


Figure 5.3 Étirage du coupleur asymétrique sous-couplé, largeur de balayage de 15 mm

On peut décrire ainsi l'allure de la courbe: le couplage vers les modes de gaine d'ordre supérieur est négligeable, celui entre SLP_{01} et SLP_{11} augmente avec l'étirage et l'augmentation associée des pentes du coupleur.

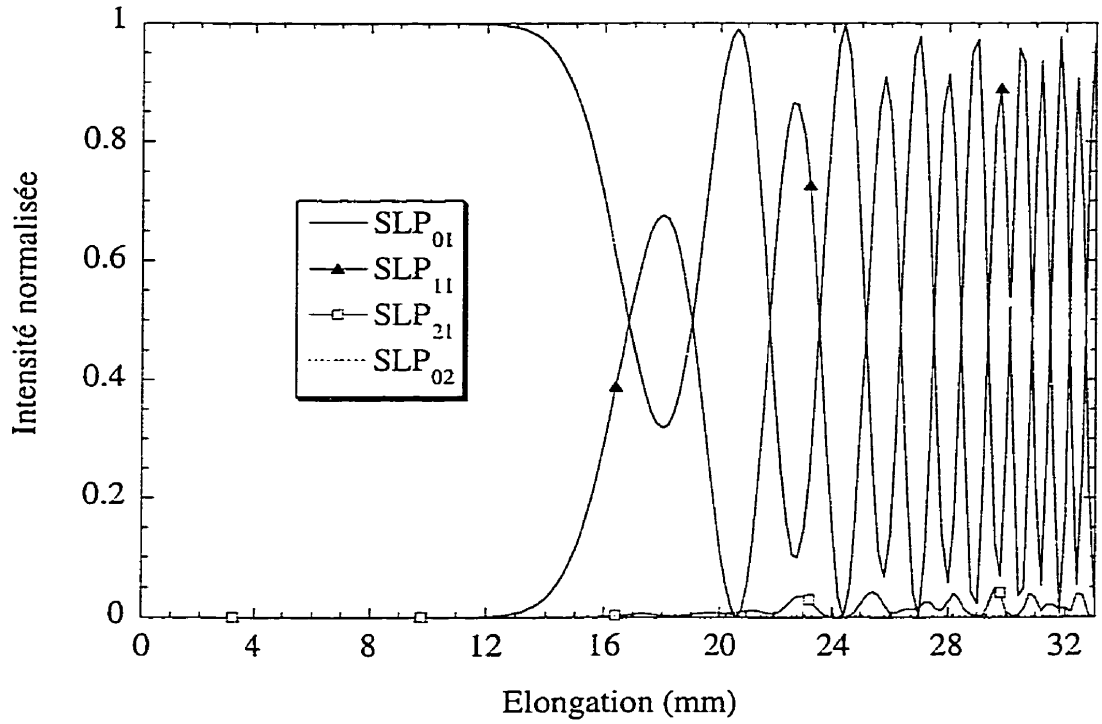


Figure 5.4 Étirage du coupleur asymétrique sous-couplé, largeur de balayage de 10 mm

Si l'on diminue la largeur de la flamme ou la distance de balayage, le couplage s'opère sur de plus courtes distances. La figure 5.4 montre l'étirage pour une distance de balayage de 10 mm. Quoique dans ce cas, le coupleur peut encore être considéré sous-couplé, les pentes accrues engendrent un couplage plus fort entre les supermodes. Au delà de l'étirage de 22 mm, le couplage vers les supermodes d'ordre supérieur ne peut plus être négligé.

Lorsque la largeur de balayage diminue à 5 mm, le couplage entre SLP_{01} et SLP_{11} est en mesure de produire un contraste parfait d'échange de puissance entre les bras. Pourtant, le couplage vers le supermode de gaine SLP_{21} empêche ce transfert optimal de puissance. La figure 5.5 montre la courbe d'étirage dans ce cas d'un coupleur non-adiabatique.

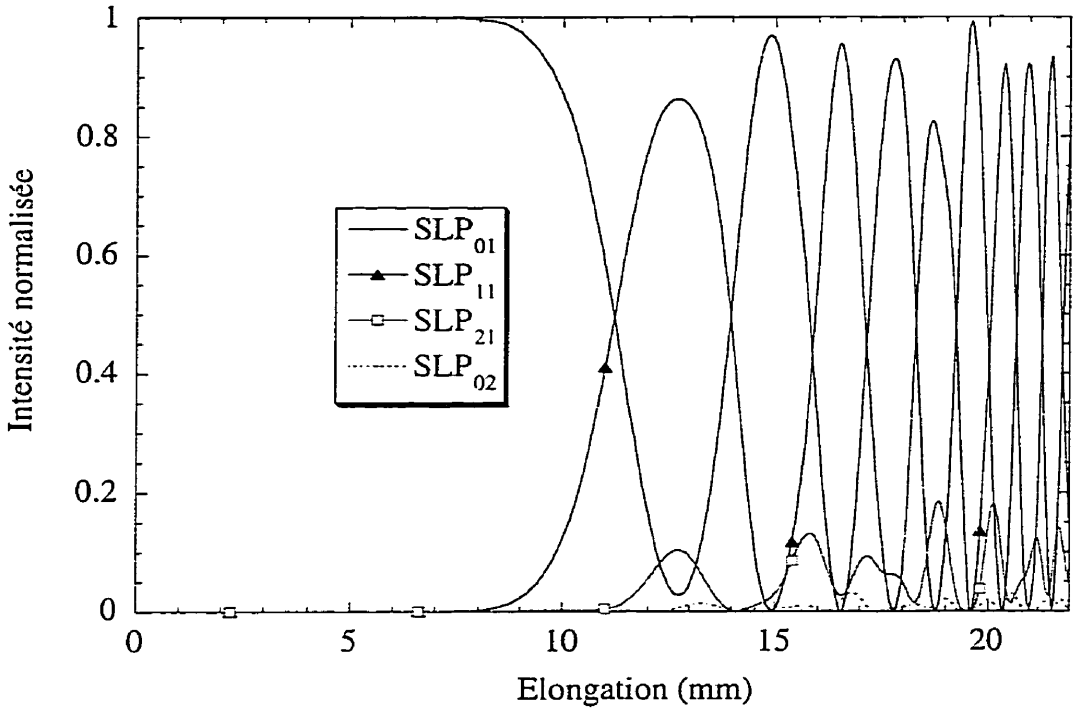


Figure 5.5 Étirage du coupleur asymétrique non-adiabatique, largeur de balayage de 5 mm

Enfin, en diminuant la distance de balayage jusqu'à zéro, on obtient un coupleur fortement non-adiabatique, comme le montre la figure 5.6. Dans ce cas, le couplage vers les modes de gaine affecte grandement le transfert de puissance d'une branche à l'autre.

Étant donné que le couplage entre SLP_{01} et SLP_{11} se manifeste à des ITR plus bas que le couplage vers les modes de gaine, on peut optimiser leur couplage tout en évitant les pertes en étirant le coupleur en deux étapes, la première consistant en un étirage adiabatique qui permet de mener le coupleur à un ITR au centre assez bas, après lequel on étire avec une largeur effective moindre de la torche, de sorte que les fortes pentes du coupleur effectueront principalement un couplage entre SLP_{01} et SLP_{11}.

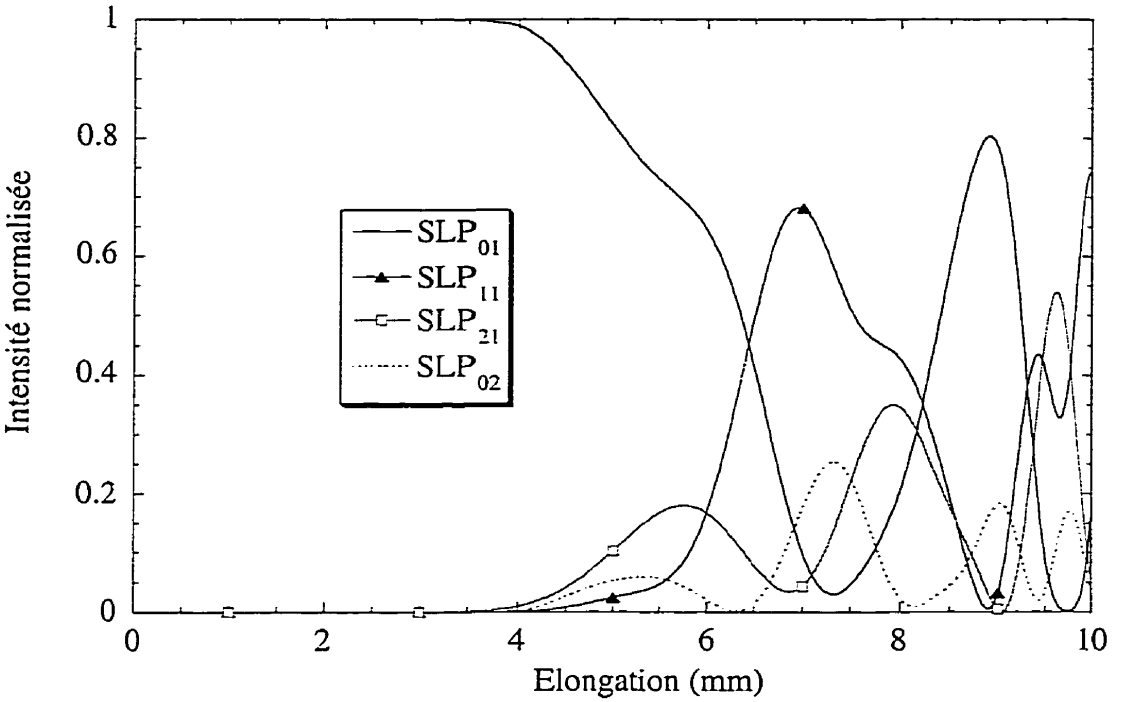


Figure 5.6 Étirage du coupleur asymétrique non-adiabatique, largeur de balayage nulle

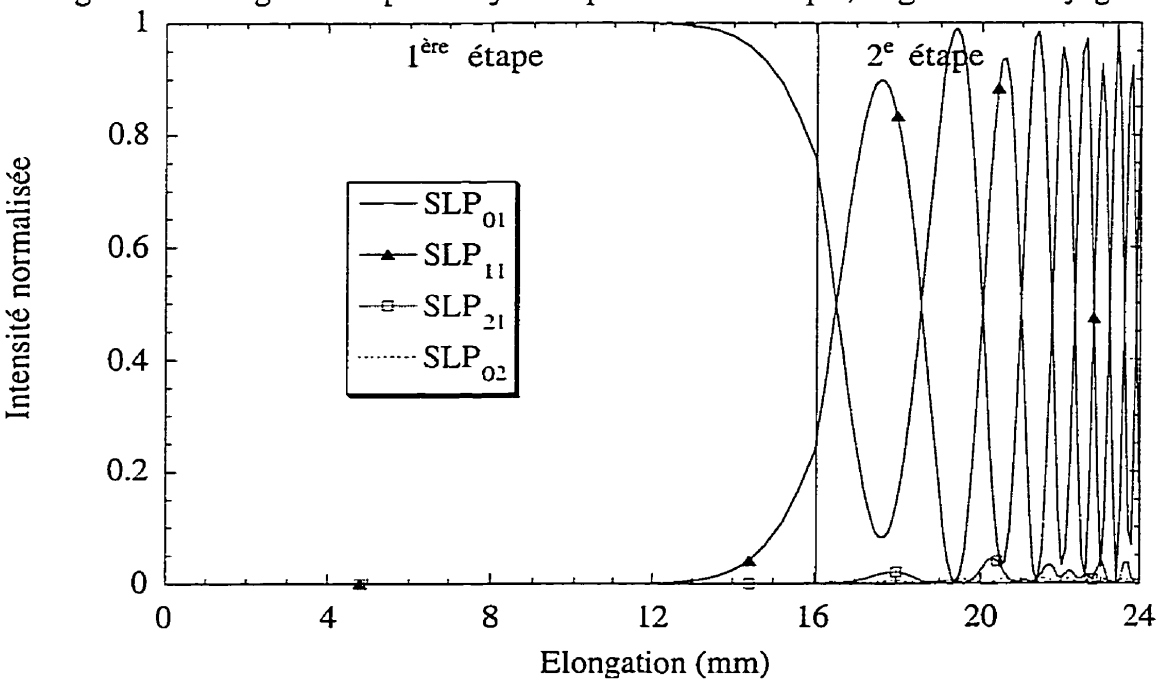


Figure 5.7 Étirage en deux étapes du coupleur asymétrique

La figure 5.7 montre un tel étirage en deux étapes: la première étape consiste à étirer le coupleur sur 16 mm avec une torche de 5 mm et une distance de balayage de 10 mm, puis à étirer sans balayage.

L'échange de puissance est optimisée pour une élongation de 22 mm. La figure 5.8 montre, à cette élongation et en fonction de z, les coefficients de couplage du supermode SLP_{01} avec d'autres supermodes d'ordre supérieur, les intensités normalisées des deux premiers supermodes ainsi que la phase relative de SLP_{01} et SLP_{11}. On constate que le modèle Mach-Zehnder (c.f. Figure 4.1) s'applique assez bien, avec une partition de la puissance de SLP_{01} vers SLP_{11} au premier pic de couplage, une accumulation de phase de 5π (nombre impair de battements), puis un deuxième pic de couplage qui complète le transfert optimal de puissance.

La figure 5.9 montre les critères d'adiabaticité de SLP_{01} vers SLP_{11}, SLP_{21} et SLP_{02} et la pente normalisée du coupleur. L'étirage en deux étapes a pour avantage de maximiser le couplage entre SLP_{01} et SLP_{11} tout en évitant le couplage vers les supermodes d'ordre supérieur. Les critères d'adiabaticité de SLP_{01} vers les supermodes d'ordre supérieur devenant de plus en plus élevés avec la différence d'indice effectif, il devient effectivement plus aisé d'éviter le couplage vers ces supermodes, ce qui justifie le fait de ne faire le calcul que pour quatre supermodes, les autres ayant une influence négligeable. Pour un composant idéalement adiabatique, il convient même de n'utiliser dans les simulations qu'un seul supermode d'ordre supérieur, car c'est d'ordinaire le premier à être excité et une quantité de puissance transférée à celui-ci indique clairement que les paramètres d'étirage impliquent que le composant aura des pertes.

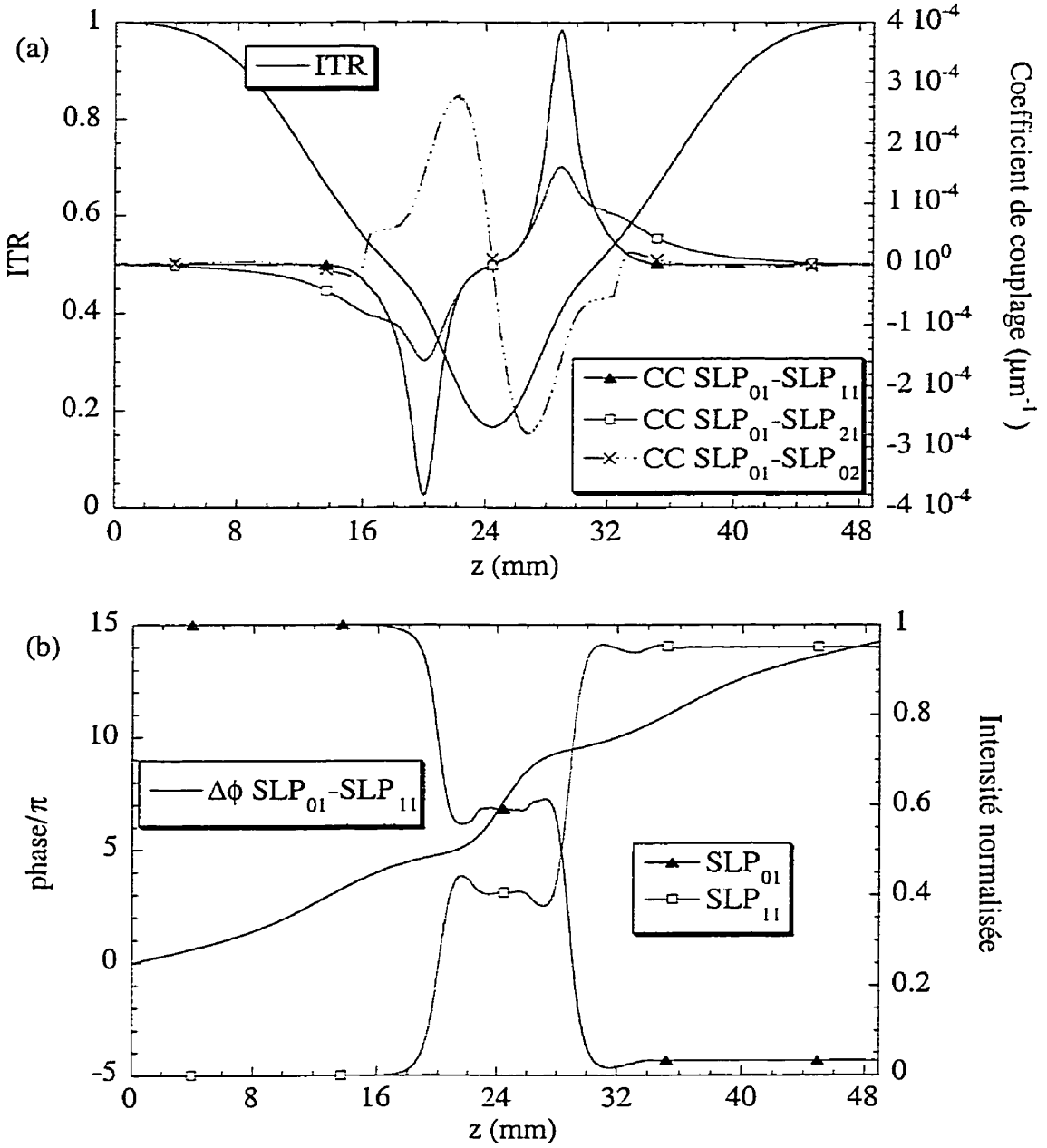


Figure 5.8 (a) Coefficients de couplage en fonction de z dans le coupleur asymétrique, (b) amplitudes des supermodes SLP_{01} et SLP_{11} en fonction de z et phase relative SLP_{01}-SLP_{11}

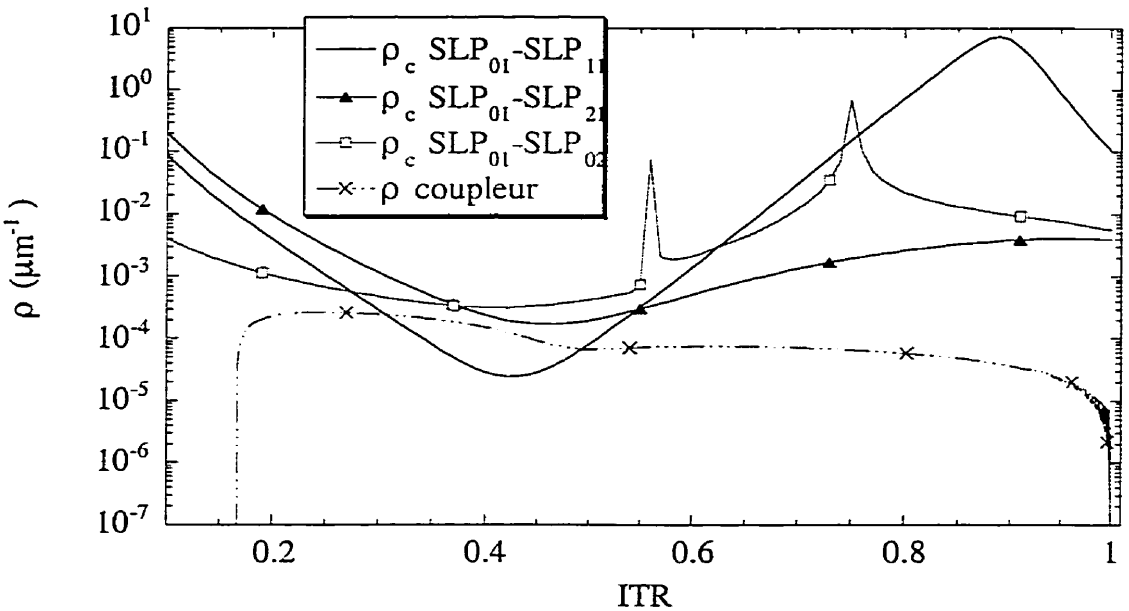


Figure 5.9 Critères d'adiabaticité de SLP$_{01}$ vers SLP$_{11}$, SLP$_{21}$ et SLP$_{02}$ et pente normalisée du coupleur

5.4 Réponse spectrale

La figure 5.10 montre la réponse spectrale de sortie du coupleur pour une excitation par la branche de la SMF28™ (SLP$_{01}$) et aussi pour une excitation de l'autre branche (SLP$_{11}$). L'excitation par la branche 2 occasionne plus de pertes aux basses longueurs d'onde à cause du rapprochement plus marqué entre l'indice effectif de SLP$_{11}$ et les supermodes d'ordre supérieur.

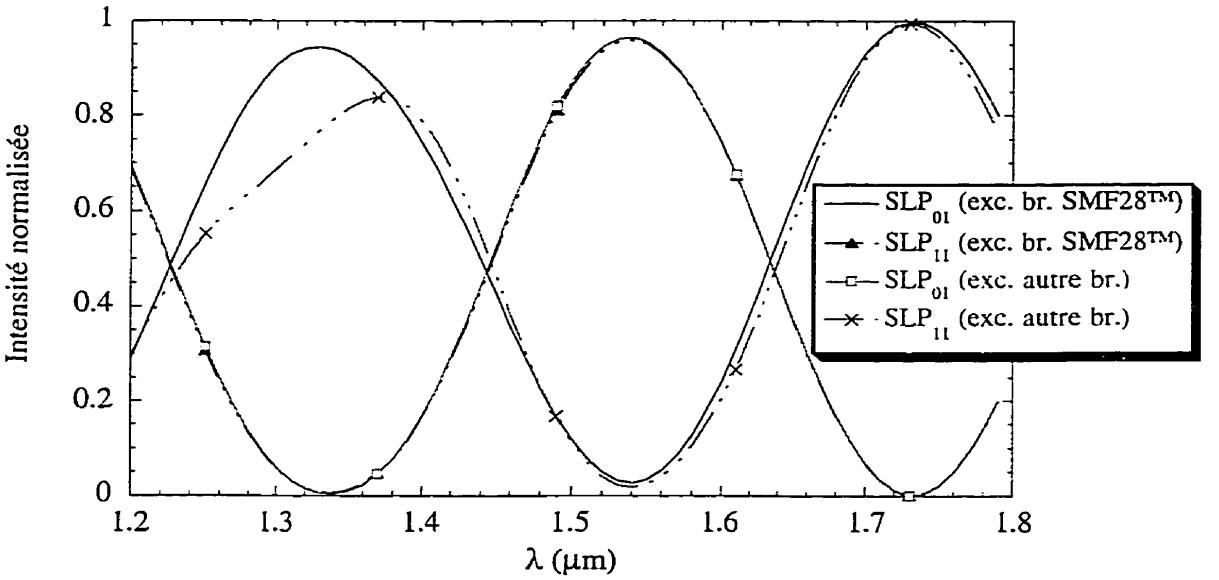


Figure 5.10 Réponse spectrale de sortie du coupleur pour une excitation par la branche de la SMF28™ (SLP_{01}) et aussi pour une excitation de l'autre branche (SLP_{11})

Ces courbes montrent qu'en général le coupleur asymétrique est inutile en tant que multiplexeur/démultiplexeur. En effet, non seulement l'isolation est faible, mais le point d'élongation correspondant à un transfert quasi-total de puissance est rare, faisant en sorte qu'on n'a pas l'option de choisir la période spectrale en choisissant le point d'élongation optimum. Par contre, on peut très bien l'utiliser pour la division en puissance 2x2.

5.5 Applications du coupleur asymétrique

La figure 5.11 montre l'étirage du coupleur avec une torche de largeur 5 mm et un balayage sur 12 mm. Les points de croisement des intensités de SLP_{01} et SLP_{11} représentent des formes de profil produisant à la sortie du coupleur une division égale en puissance 2x2.

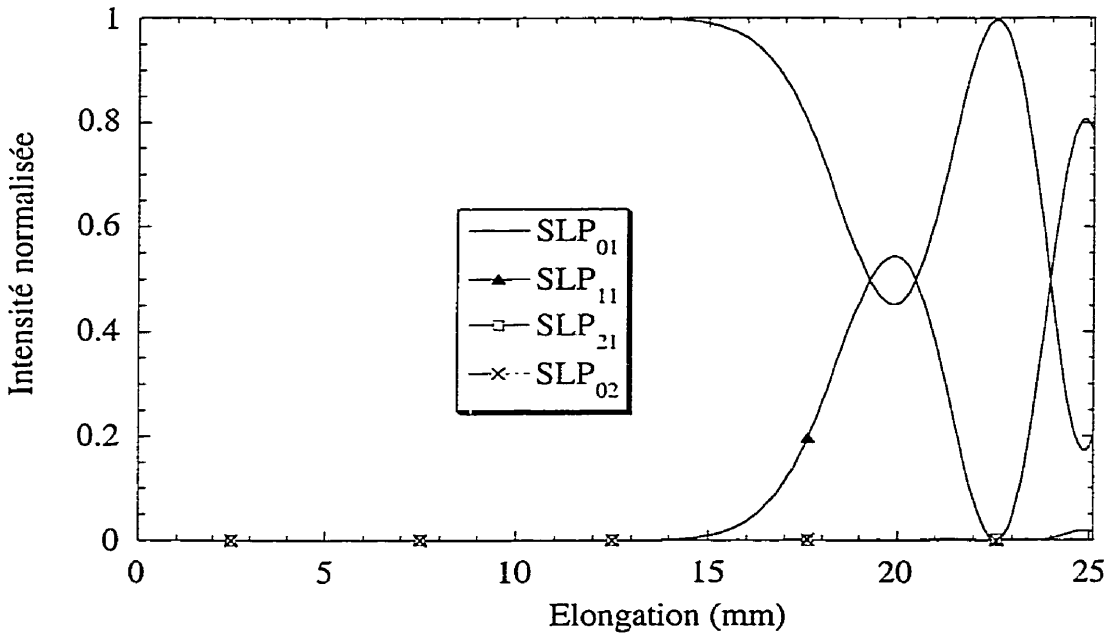


Figure 5.11 Étirage d'un coupleur asymétrique diviseur en puissance

En arrêtant l'étirage à 19.9 mm, on obtient un diviseur en puissance dont la réponse en longueur d'onde est donnée à la figure 5.12. On aurait pu choisir d'arrêter l'étirage un peu avant ou un peu après pour obtenir une partition parfaitement égale de la puissance entre SLP_{01} et SLP_{11} à λ=1.55 μm, mais il est préférable de viser une large bande en longueur d'onde de division en puissance.

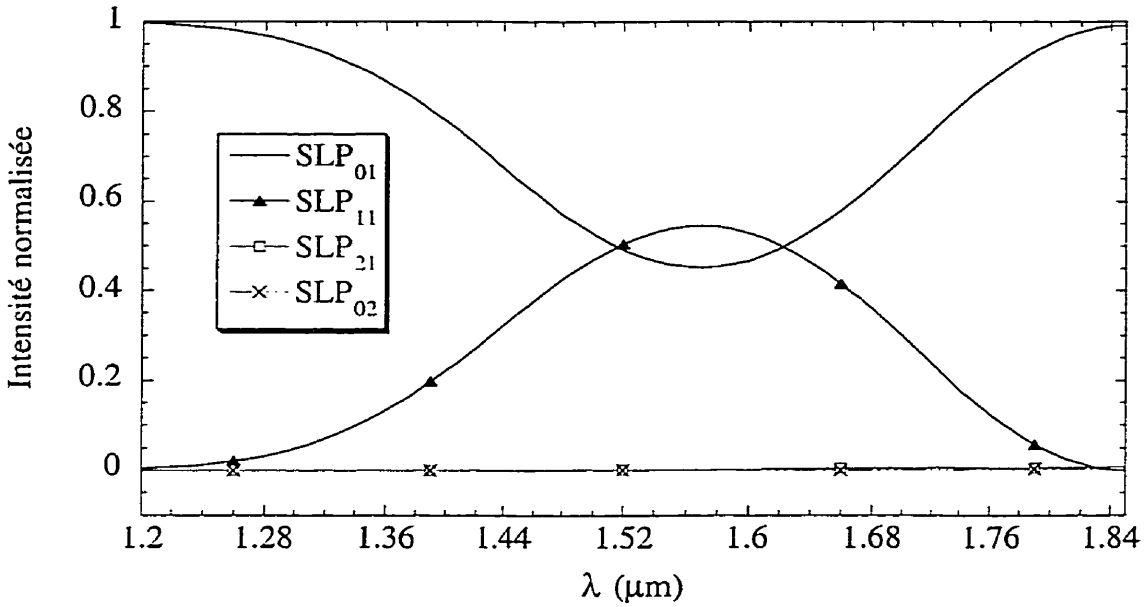


Figure 5.12 Étude en longueur d'onde du coupleur diviseur en puissance

Le premier cycle d'échange de puissance entre SLP_{01} et SLP_{11} a été choisi parce qu'il offre la réponse la plus large en longueur d'onde.

Le dernier coupleur étudié dans ce chapitre est un coupleur très asymétrique. Les caractéristiques sont données à la table 5.2.

Tableau 5.2 Caractéristiques des cœurs du coupleur très asymétrique
Les deux fibres ont le même diamètre de gaine de 62.5 μm et l'indice de la gaine est de 1.444418 (silice) à λ=1.55 μm. SLP_{11} représente une injection de lumière par la branche unimodale de la SMF28™ (fibre 1) et SLP_{01} par l'autre fibre (fibre 2), elle aussi unimodale.

	rayon	saut d'indice
Cœur 1	4,5 μm	0,0045
Cœur 2	1,77 μm	0,0260

Si le coupleur est étiré avec une torche de 5 mm sans balayage, on obtient la courbe d'étirage montrée à la figure 5.13. Le premier cycle d'échange de puissance entre SLP_{01} et SLP_{11} est le plus efficace, puis lorsque les pentes du coupleur deviennent plus abruptes ce cycle perd en efficacité. On peut donc dire qu'il devient sur-couplé.

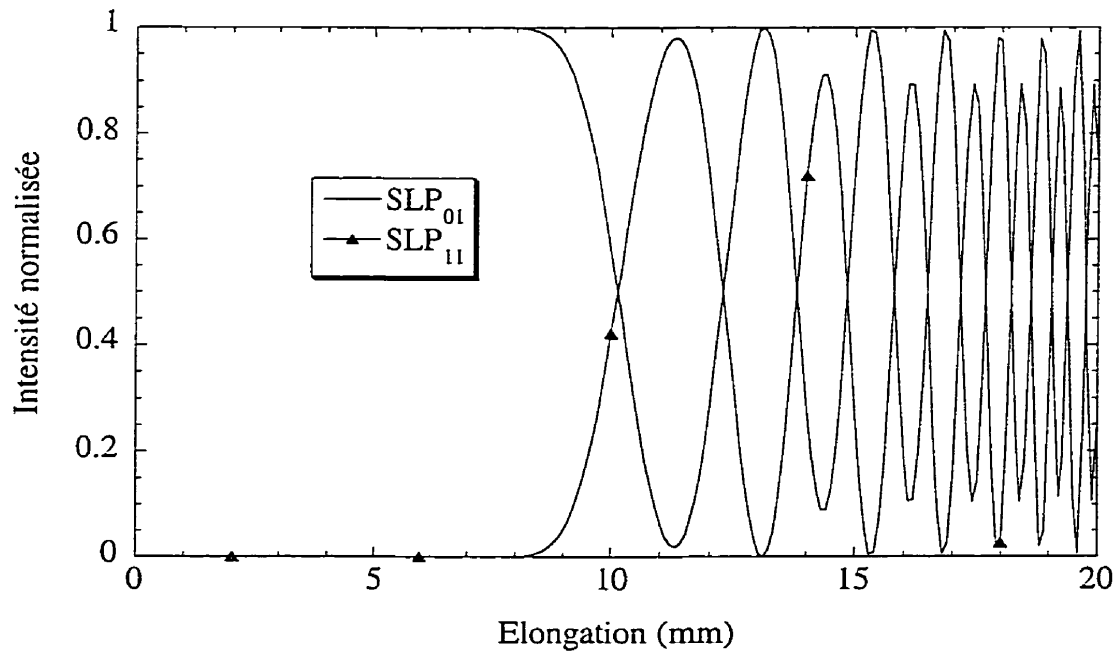


Figure 5.13 Coupleur sur-couplé, étirage avec torche de 5 mm

Si le même coupleur est étiré avec un torche de 10 mm, l'échange de puissance s'accroît avec chaque cycle, comme le montre la figure 5.14.

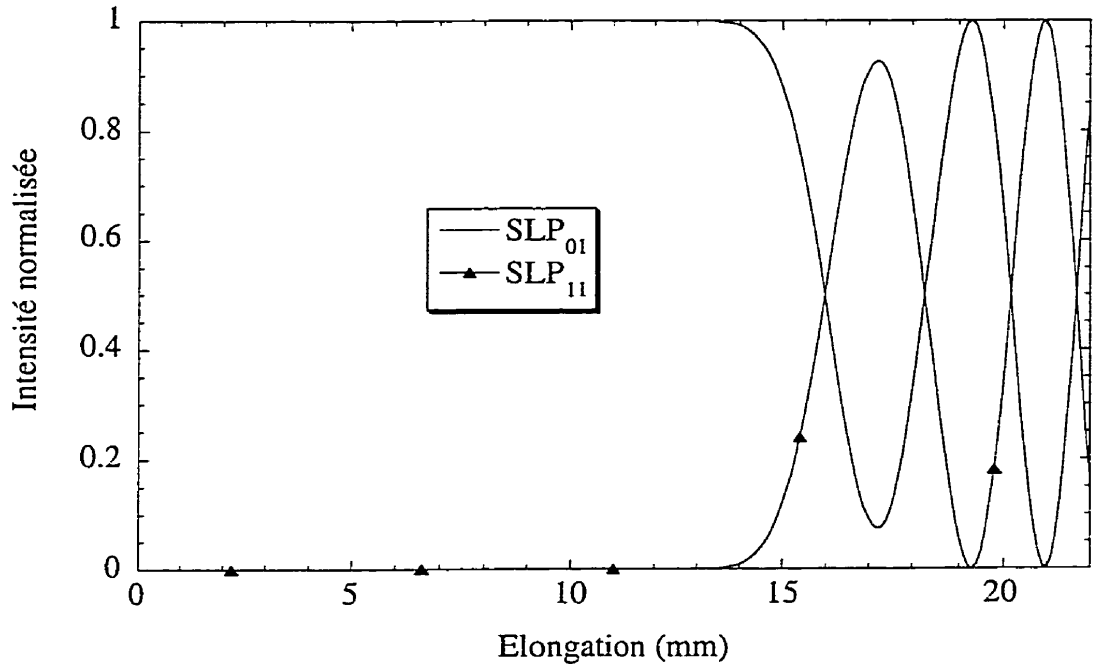


Figure 5.14 Coupleur adiabatique, étirage avec torche de 10 mm.

Cette dernière étude montre la possibilité d'avoir des coupleurs qui même lorsque très asymétriques permettent un transfert complet de puissance entre les branches.

On constate donc que la quantité de puissance que l'on peut échanger d'un guide à l'autre, dans le cas des coupleurs asymétriques, dépend fortement des paramètres d'étirage que l'on choisit. Néanmoins, dans plusieurs cas de coupleurs très asymétriques, on ne peut s'attendre à un échange d'énergie complète, car l'étirage moins adiabatique qui augmente les pentes du coupleurs tend à soutirer la puissance des modes de cœur vers les modes de gaine et ne facilitent pas nécessairement l'échange d'un guide à l'autre, c'est-à-

dire que le couplage vers les modes de gaine devient non-négligeable par rapport au couplage entre modes de cœur. En ce sens, les coupleurs asymétriques non-assistés sont à proscrire pour les applications de multiplexage/démultiplexage qui impliquent un échange complet de puissance entre les branches à une certaine longueur d'onde. En effet, l'échange complet de puissance se fait à des points précis d'étirage et donc pour des longueurs d'ondes précises, ce qui rend difficile la tâche de choisir les paramètres d'étirage en vue d'obtenir la réponse spectrale voulue. En tant que diviseurs de puissance, par contre, les coupleurs asymétriques non-assistés sont riches en possibilités.

Chapitre 6: Couplage codirectionnel par réseau d'indice

6.1 Théorie du couplage codirectionnel par réseau à deux supermodes

L'idée de couplage codirectionnel par réseau d'indice est de perturber le guide d'onde avec une distribution périodique de cette perturbation qui compense le désaccord de phase entre deux supermodes. Ainsi, à chaque pas de couplage un peu de puissance est transférée d'un supermode à l'autre, dont l'accumulation peut se traduire en un transfert complet qui vise deux supermodes par résonance entre le désaccord de phase et le pas du réseau.

On peut traiter le couplage codirectionnel par réseau avec les modes normaux couplés, avec les variations d'amplitude des modes de forme:

$$\frac{da_k}{dz} = \sum_m iC_{km} a_m e^{i(\beta_m - \beta_k)z}$$
$$C_{km} = \frac{k^2}{2\sqrt{\beta_k \beta_m}} \int_{A'} \left(n^2 - \bar{n}^2\right) \hat{\varphi}_m \hat{\varphi}_k dA \tag{6.1.1}$$

où A' représente la surface de perturbation du guide d'onde.

Or, on suppose une variation sinusoïdale de la perturbation, avec θ la période du réseau:

$$n^2 - \bar{n}^2 = \frac{1}{2}\delta^2 \left(1 + \frac{e^{i\theta z} + e^{-i\theta z}}{2} \right) \tag{6.1.2}$$

avec δ^2 le maximum de variation $n^2 - \bar{n}^2$ de l'indice.

Le couplage s'effectuant entre deux supermodes en propagation codirectionnelle peut donc s'écrire:

$$\frac{da_1}{dz} = iC\frac{\delta^2}{2}\left(1 + \frac{e^{i\theta z} + e^{-i\theta z}}{2} \right) a_2 e^{-i\Delta\beta z}$$
$$\frac{da_2}{dz} = iC\frac{\delta^2}{2}\left(1 + \frac{e^{i\theta z} + e^{-i\theta z}}{2} \right) a_1 e^{i\Delta\beta z} \tag{6.1.3}$$

avec $C = C_{12}$ dont l'expression est donnée à l'équation 6.1.1 et $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$.

Étant donné que θ et $\Delta\beta$ sont très proches autour de la résonance, on néglige les termes d'oscillation rapide comme n'effectuant aucun couplage appréciable. Le couplage avec les termes d'oscillations est schématisé à la figure 6.1 pour une guide quelconque à la

résonance. Il est à remarquer que les termes d'oscillation rapide n'affectent pas l'allure générale du couplage.

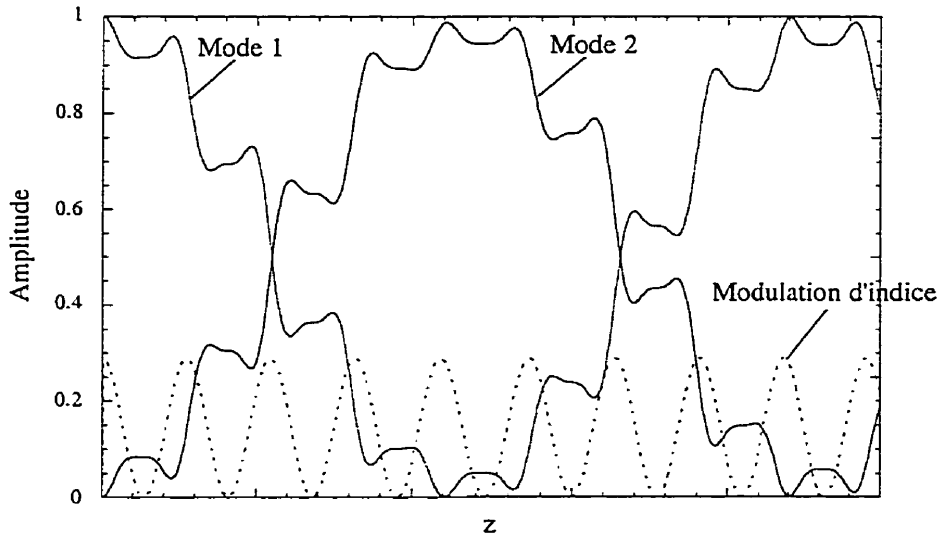


Figure 6.1: Couplage par réseau d'indice dans un guide quelconque

On peut donc écrire:

$$\frac{da_1}{dz} = iC\frac{\delta^2}{4}a_2 e^{-i(\Delta\beta-\theta)z}$$
$$\frac{da_2}{dz} = iC\frac{\delta^2}{4}a_1 e^{i(\Delta\beta-\theta)z} \tag{6.1.4}$$

D'où

$$\frac{d^2a_2}{dz^2} - i(\Delta\beta-\theta)\frac{da_2}{dz} + \frac{C^2}{16}\delta^4 a_2 = 0 \tag{6.1.5}$$

L'équation caractéristique s'écrit, avec $K = \frac{C\delta^2}{2}$:

$$\lambda^2 - i(\Delta\beta-\theta)\lambda + \frac{K^2}{4} = 0 \tag{6.1.6}$$

Les valeurs propres sont donc:

$$\lambda = i\frac{(\Delta\beta-\theta) \pm \sqrt{K^2 + (\Delta\beta-\theta)^2}}{2} \tag{6.1.7}$$

On obtient la solution de forme

$$a_2 = A_2 e^{i\frac{(\Delta\beta-\theta)+\sqrt{K^2+(\Delta\beta-\theta)^2}}{2}z} + B_2 e^{i\frac{(\Delta\beta-\theta)-\sqrt{K^2+(\Delta\beta-\theta)^2}}{2}z} \tag{6.1.8}$$

Or, en supposant $a_2(0) = 0$, on a donc $A_2 = -B_2$, d'où:

$$a_2 = U_2 \sin\left(\frac{\sqrt{K^2 + (\Delta\beta - \theta)^2}}{2} z\right) \tag{6.1.9}$$

Enfin, avec la condition $\frac{da_2}{dz}(z = 0) = \frac{K}{2} = \frac{\sqrt{K^2 + (\Delta\beta - \theta)^2}}{2} U_2$

on obtient l'amplitude de l'oscillation de couplage, lequel s'écrit:

$$U_2 = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\beta - \theta}{K}\right)^2}} \tag{6.1.10}$$

Après un quart de période d'oscillation a_2 sera à un maximum, qui à la résonance, en intensité, est donné par:

$$a_2^2\left(z = \frac{\pi}{2K}\right) = \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\beta - \theta}{K}\right)^2}\right)}{1 + \left(\frac{\Delta\beta - \theta}{K}\right)^2} \tag{6.1.11}$$

Cette fonction est illustrée à la figure 6.2.

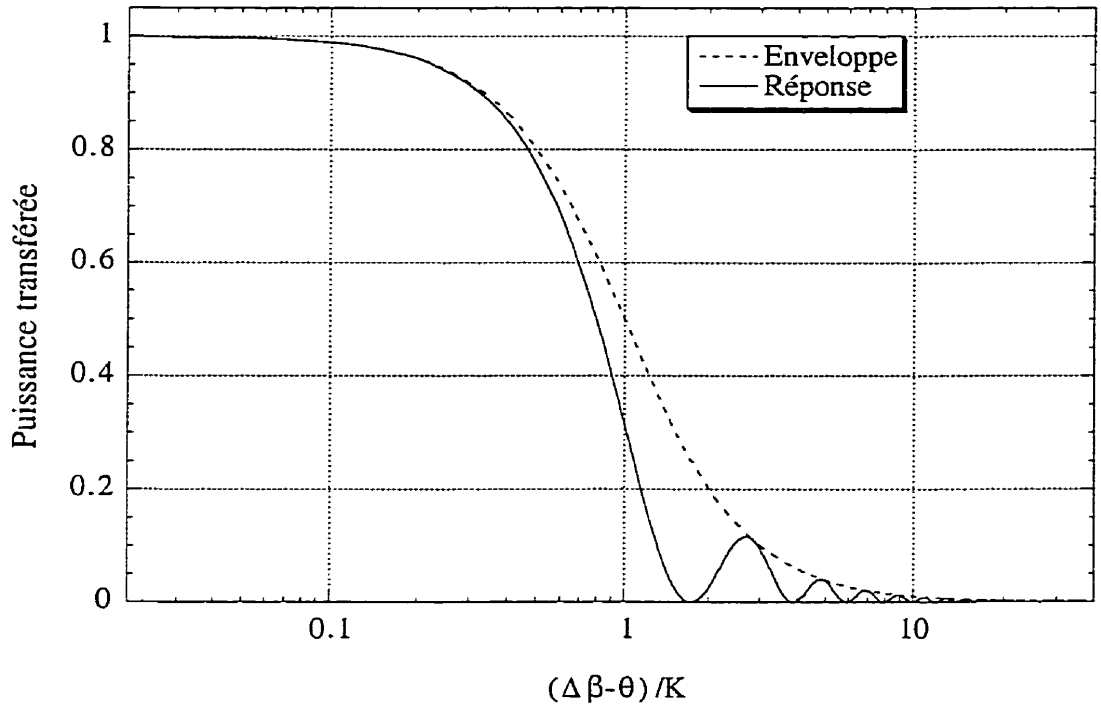


Figure 6.2: Courbe normalisée de sélectivité du réseau.

La demie-largeur à mi-hauteur de l'enveloppe cette courbe de sélectivité (sans le terme sinusoidal) est de 1. Ceci implique que, en supposant une réponse plate en longueur d'onde de la différence des indices effectifs des modes (n_1 - n_2) et une dépendance de la constante de couplage K en $\frac{1}{\lambda}$ (à cause du facteur multiplicatif devant les C_{km} à l'équation 6.1.1), on a le demi-couplage pour un désaccord Δk au nombre d'onde $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, qui correspond à la longueur d'onde de résonance, tel que $\Delta\beta - \theta/K$ est égal à 1, c'est-à-dire

$$k_0 \pm \Delta k = \frac{K_0\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right) + \theta}{\Delta n_{eff}} \tag{6.1.12}$$

où $K_0 = K(\lambda = \lambda_0)$ à la longueur d'onde de référence. Avec $k_o = \dfrac{\theta}{\Delta n_{eff}}$ tel que le pas θ du réseau compense exactement la différence des indices effectifs Δn_{eff}, on peut écrire:

$$\Delta k = \frac{2\pi\Delta\lambda}{\lambda_0^2} = \frac{K_0}{\Delta n_{eff}}\frac{\lambda_0}{\lambda} \tag{6.1.13}$$

Avec $K_0 = \dfrac{\pi}{L_c}$, c'est-à-dire que le couplage a une valeur telle que l'échange d'énergie entre les modes s'effectue de façon complète sur une distance L_c, on obtient:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^3}{2L_c\Delta n_{eff}(\lambda_0 + \Delta\lambda)} \approx \frac{\lambda_0^2}{2L_c\Delta n_{eff}} \tag{6.1.14}$$

Ce $\Delta\lambda$ étant la demie-sélectivité (largeur mi-hauteur de l'envelope de la réponse à la figure 6.1) du réseau, on multiplie par 2 pour obtenir la sélectivité complète:

$$\Delta\lambda_{réseau} = \frac{\lambda_0^2}{L_c\Delta n_{eff}} \tag{6.1.15}$$

qui représente l'intervalle en longueur d'onde que le réseau pourra coupler d'un mode à l'autre. Le couplage normalisé minimal entre les supermodes k et m que l'on veut coupler entièrement sur une longueur L_c est:

$$C_{km} = \frac{k^2}{2\sqrt{\beta_k\beta_m}}\int_{A'}\hat{\varphi}_m\hat{\varphi}_k dA = \frac{2K}{\delta^2} = \frac{2\pi}{\delta^2 L_c} \tag{6.1.16}$$

Pour un réseau dont la modulation d'indice ou la périodicité est variante selon z, la réponse spectrale sera différente. Pour prévoir la forme de la réponse spectrale en fonction de la forme du réseau, on peut réécrire la deuxième équation de 6.1.4 en fixant a_1 constant pour étudier le cas de petits couplages:

$$\frac{da_2}{dz} = iC\frac{\delta^2}{4}e^{i(\Delta\beta-\theta)z} \qquad 6.1.17$$

Pour C variant selon z en ampliude ou en phase, la solution s'écrit, avec $a_2(0) = 0$:

$$a_2(z) = i\frac{\delta^2}{4}\int_0^{L_c} C(z)e^{i(\Delta\beta-\theta)z}dz \qquad 6.1.18$$

en substituant $\nu = (\Delta\beta - \theta)/2\pi$, on obtient l'allure spectrale de a_2 sous la forme d'une transformée de Fourier:

$$a_2(L_c, \nu) \propto T_f\{C(z)\} \qquad 6.1.19$$

Pour obtenir la réponse spectrale désirée, donc, il importe de bien choisir le profil longitudinal du réseau. Une forme gaussienne du profil de modulation d'indice produira une réponse spectrale elle aussi gaussienne, et une apériodicité du réseau aura pour effet d'élargir la réponse spectrale en étendant la condition d'accord de phase sur une plage en longueur d'onde.

La largeur spectrale de la réponse en amplitude est caractérisée par la relation d'inégalité de Schwartz, laquelle dans ce contexte s'écrit

$$\Delta v \Delta z \geq \frac{1}{4\pi} \qquad 6.1.20$$

Avec $\Delta v = \Delta(\Delta\beta)/2\pi = \Delta n_{eff}\Delta\lambda / \left(2\pi\lambda_0^2\right)$, on obtient:

$$\Delta\lambda_{amplitude} \geq \frac{\lambda_0^2}{2\Delta z \Delta n_{eff}} \qquad 6.1.21$$

Cette relation est similaire à l'expression 6.1.15, mais diffère du fait qu'il s'agit d'une largeur spectrale en amplitude et non en puissance.

6.2 Coupleurs assistés par réseau codirectionnel

L'échange d'énergie dans un coupleur assisté est engendrée par le biais du réseau et peut servir soit pour une division de puissance sur une large bande (diviseur de puissance 2x2) ou pour un transfert de puissance total sur une petite bande spectrale (multiplexeur/démultiplexeur). La figure 6.3 illustre ces deux fonctionnements.

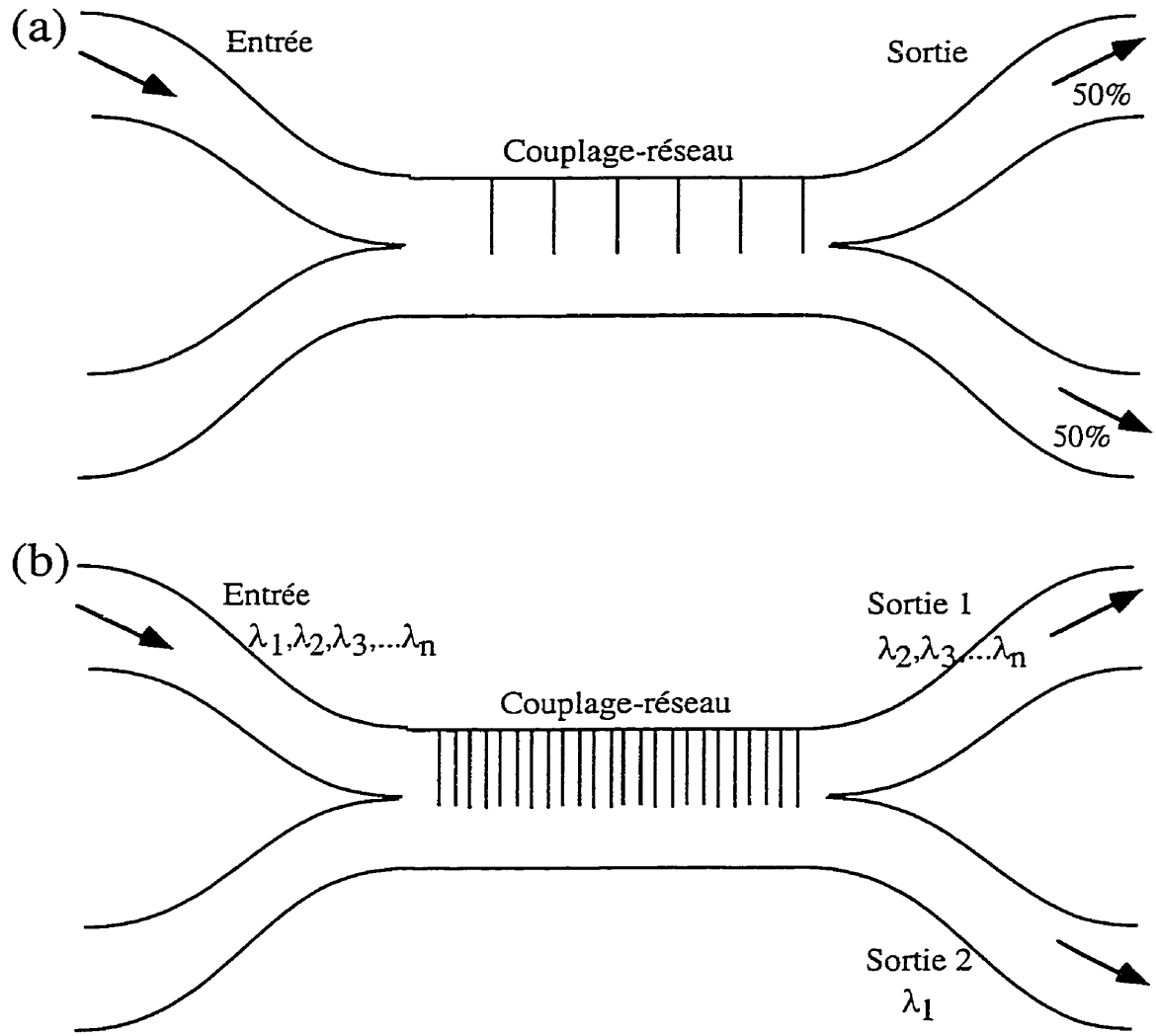


Figure 6.3: Schéma du coupleur assisté par réseau codirectionnel agissant comme (a) diviseur de puissance et (b) multiplexeur/démultiplexeur.

Pour que l'on puisse fabriquer un coupleur qui puisse fournir un couplage complet en deçà d'une distance raisonnable, le recouvrement entre les supermodes doit être suffisamment important afin que le coefficient de couplage permette un tel couplage. Connaissant pour les fibres utilisées le δ^2 maximal que l'on puisse induire par photosensibilité et la longueur de couplage L_c maximal que l'on puisse arbitrairement se permettre, on obtient une condition sur le recouvrement s'exprimant:

$$\int_{A'} \hat{\varphi}_m \hat{\varphi}_k \mathrm{d}A \geq \frac{4\pi\sqrt{\beta_k \beta_m}}{\delta^2 L_c k^2} \approx \frac{2\lambda \bar{n}_{eff}}{\delta^2 L_c} \approx \frac{\lambda \bar{n}_{eff}}{\delta_n L_c} \tag{6.2.1}$$

avec δ_n l'amplitude de modulation de l'indice n.

Ainsi, pour un coupleur fusionné supportant deux supermodes de cœur dans des cœurs séparés de 70 µm à ITR=1, ce recouvrement ne sera d'ordinaire pas suffisant pour permettre le couplage sur une distance raisonnable (i.e. quelques centimètres) si les cœurs seulement sont photosensibles. On aura donc recours à des fibres photosensibles dans la gaine aussi.

Un autre obstacle au couplage est l'orthogonalité des supermodes. En effet, si les deux fibres sont photosensibles, le recouvrement des supermodes sur toute la surface transverse du coupleur est presque nulle, étant donné que l'amplitude d'un supermode est presque entièrement confiné dans la gaine et le cœur, une portion minime étant guidée à l'extérieur. Ainsi, si l'on utilise deux fibres de même photosensibilité, le réseau devra être inscrit de biais de sorte à pondérer l'intégrant de façon asymétrique [7]. Une autre solution est d'utiliser des fibres de photosensibilité inégale de sorte que la surface effective d'intégration est davantage localisée sur un côté ou l'autre du coupleur [8].

L'avantage du coupleur fusionné est d'augmenter le recouvrement entre supermodes à bas ITR. La diminution de la surface du coupleur étale les supermodes relativement à la surface transverse. Ainsi, lorsque les supermodes deviennent guidés par la gaine, on peut s'attendre à optimiser le recouvrement entre eux. Par contre, le coupleur non-assisté ne doit effectuer aucun couplage entre ces supermodes, car tout couplage par supermodes locaux aurait pour effet de diminuer le transfert de puissance réel entre les supermodes à la sortie du coupleur à cause des pentes de sortie.

Le coupleur choisi pour le design d'un composant assisté par réseau est un coupleur fait d'une fibre SMF28™ complètement fusionnée avec une fibre ayant les caractéristiques données à la table 6.1. La première fibre est identique à la deuxième à un facteur de dimension de 2/3.

Tableau 6.1 Caractéristiques des fibres du coupleur fait de fibres ayant des diamètres de gaine différents. Le rayon de la gaine du coupleur est de 75,12 µm.

	rayon	saut d'indice
Cœur 1	3.0 µm	0,0045
Cœur 2	4.5 µm	0,0045
Fibre 1 (avant fusion)	41,7	-
Fibre 2 (avant fusion)	62,5 µm	-

L'avantage d'utiliser des fibres de dimension de gaine différente est de maintenir l'asymétrie du coupleur lorsque les cœurs ne remplissent plus leur rôle de guide et d'éviter tout couplage entre les supermodes par les pentes du coupleur qui nuirait au couplage par réseau.

Les supermodes du coupleur sont donnés à la figure 6.4 à ITR=0.5.

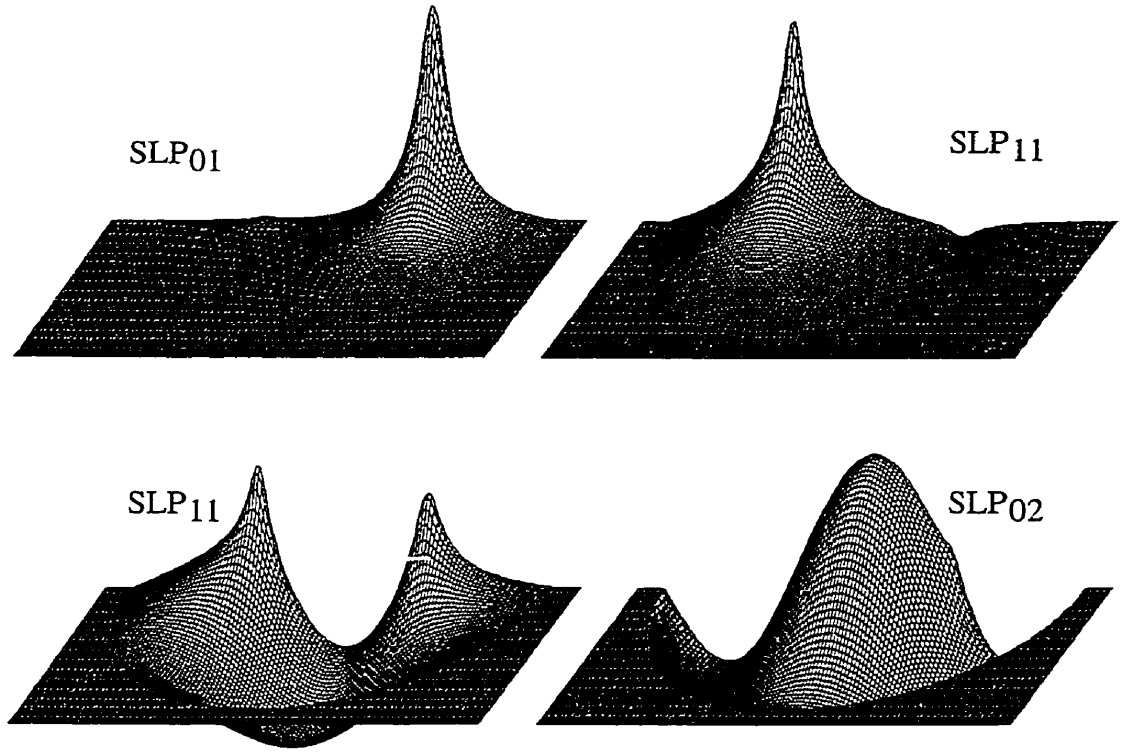


Figure 6.4 Supermodes du coupleur asymétrique à ITR=0.5. Les caractéristiques du coupleur sont données à la table 6.1.

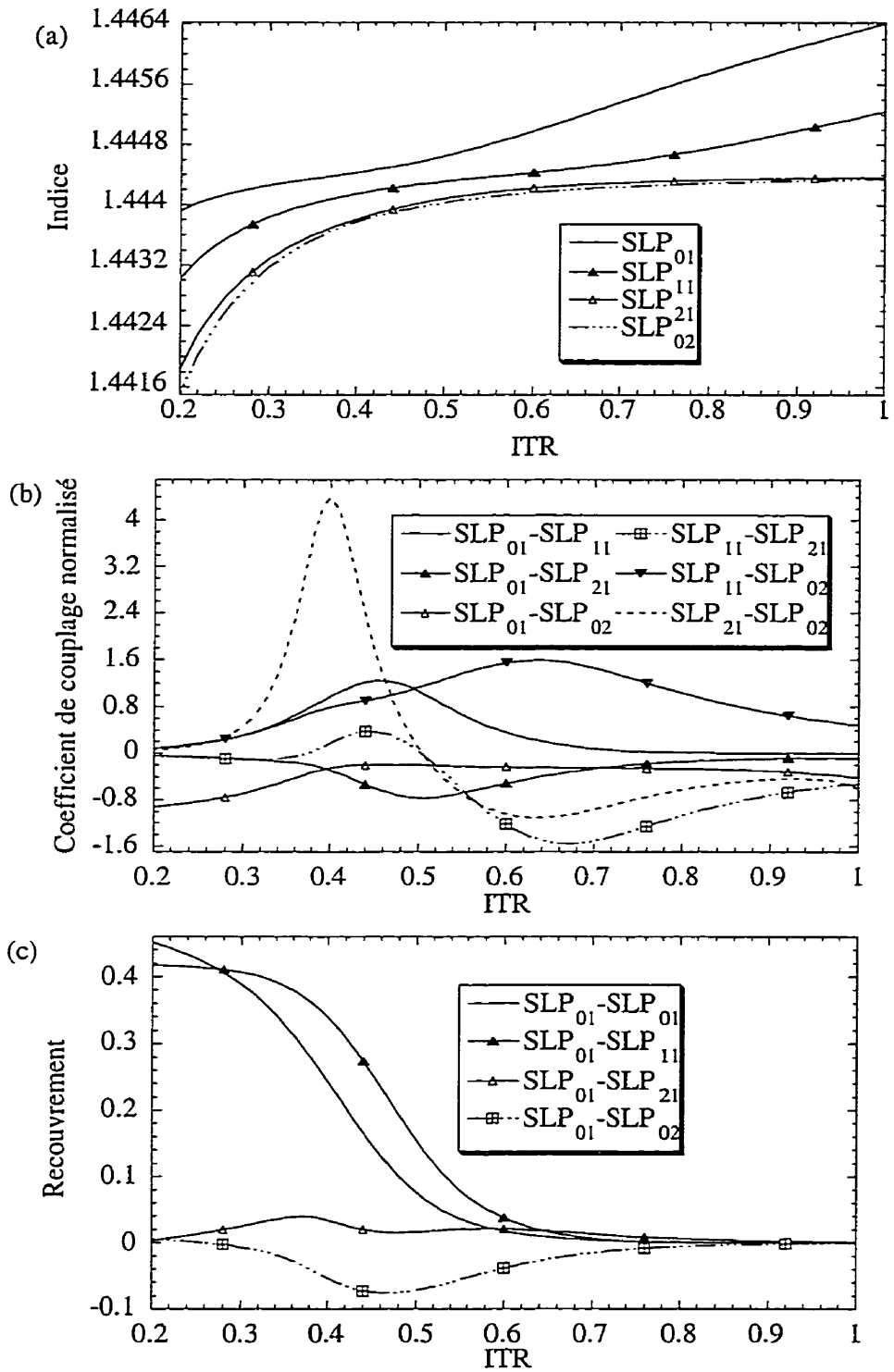


Figure 6.5 (a) Indices effectifs des supermodes, (b) coefficients de couplage et (c) recouvrements sur la demie-gaine pour le coupleur du tableau 6.1.

A la figure 6.5 sont donnés les indices effectifs des supermodes en fonction de l'ITR, ainsi que les coefficients de couplage et les valeurs des intégrales de recouvrement sur la demie-gaine de la structure. Ce calcul suppose d'une part que seulement la deuxième fibre est photosensible et d'autre part que les dopants photosensibles ne diffusent pas beaucoup lors de la fusion. Le couplage entre les supermodes SLP_{01} et SLP_{11} est assez faible qu'un "coupleur nul" est envisageable.

Pour réaliser le coupleur nul, les paramètres d'étirage sont les suivants: largeur de torche de 5 mm avec balayage sur 10 mm. Après une élongation de 27 mm on obtient le profil de la figure 6.6, sur laquelle sont superposés les intensités des quatre premiers supermodes non couplés par réseau lorsque le coupleur est excité à l'entrée par SLP_{01}.

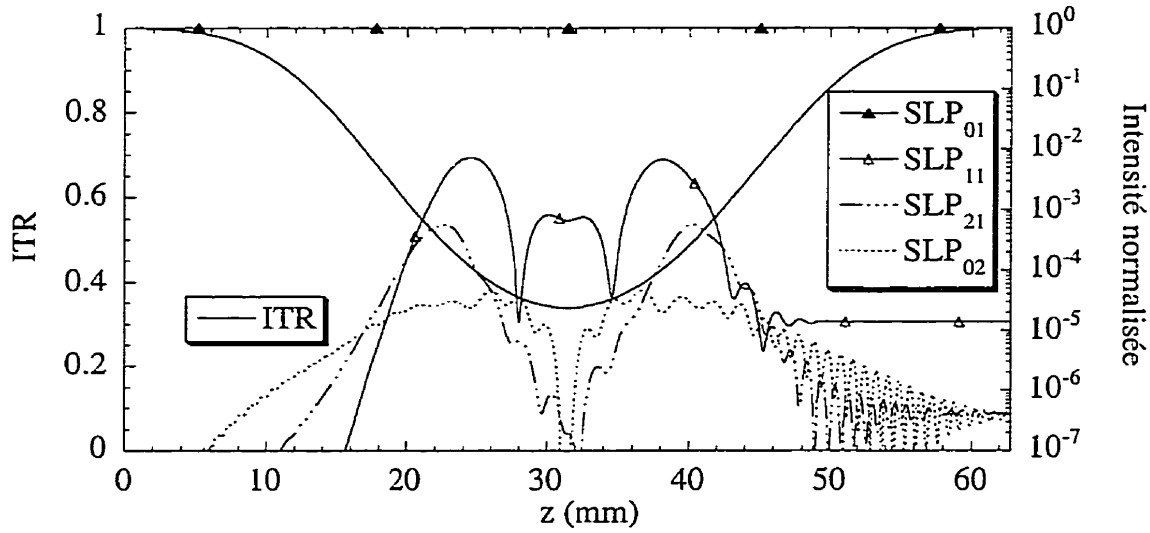


Figure 6.6 Profil en ITR et intensités non assistées par réseau des supermodes

Quoique le profil soit assez plat en z, les pentes font en sorte que la longueur de battement entre SLP_{01} et SLP_{11} que l'on doit compenser pour effectuer le couplage assisté par réseau n'est pas constante, tel que montré à la figure 6.7. Pour cette raison, la

partie du coupleur qui sera perturbé périodiquement doit être à un ITR auquel la longueur de battement varie le moins possible en ITR. Pour cette raison on n'étirera pas davantage, le maximum de la période de battement se situant à ITR=0.42.

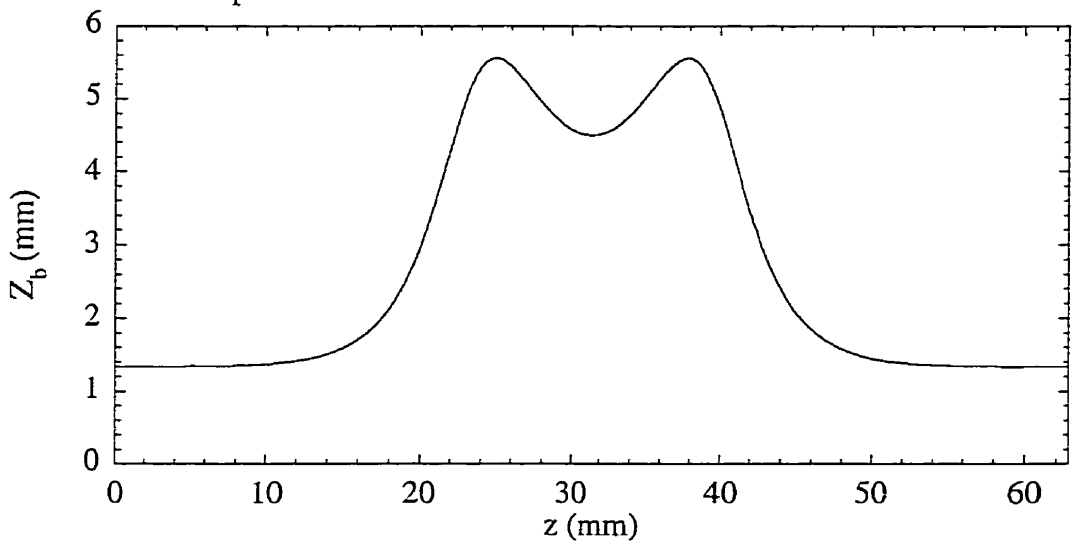


Figure 6.7 Période de battement SLP_{01}-SLP_{11} le long du coupleur. Les caractéristiques du coupleur sont données à la table 6.1.

Cette apériodicité intrinsèque du coupleur, à cause de la difficulté d'obtenir un ITR constant sur une bonne distance à cette valeur d'ITR qui implique un étirage assez court, fait en sorte qu'il est très difficile d'obtenir un couplage sélectif par réseau. Compenser l'apériodicité du coupleur par une apériodicité du réseau est une solution aussi difficilement envisageable. Par contre, on peut choisir d'utiliser un tel coupleur assisté par réseau à des fins essentiellement à large bande, par exemple la division en puissance.

Les paramètres d'inscription du réseau ont été choisis pour optimiser la division en puissance sur la bande spectrale la plus large possible. Ils sont donnés à la table 6.2.

Tableau 6.2 paramètres du réseau pour le coupleur dé/multiplexeur

Pas du réseau	4,75 mm
Largeur mi-hauteur gaussienne	5 cm sur toute la longueur du coupleur
Modulation d'indice	1.3×10^{-4}

Le réseau que l'on inscrit dans le coupleur aura une largeur d'inscription qui est elle-même pondérée par le recouvrement, fonction de l'ITR. Etant donné que cette apodisation intrinsèque n'offre pas nécessairement les propriétés voulues à la réponse du coupleur, le réseau est choisi avec une apodisation additionnelle. La figure 6.8 montre le recouvrement en fonction de z de SLP_{01} et SLP_{11} sur la demie-gaine. Sa forme restreint la zone de couplage au centre du coupleur. Si la photosensibilité du réseau en est une de cœur, on s'attend à un creux au centre si le profil descend assez bas en ITR, dû au fait que les modes de gaine sont progressivement moins confinés dans les cœurs du guide d'onde à ITR décroissant. La figure 6.9 montre la forme de la modulation d'indice δ_n du réseau en fonction de z.

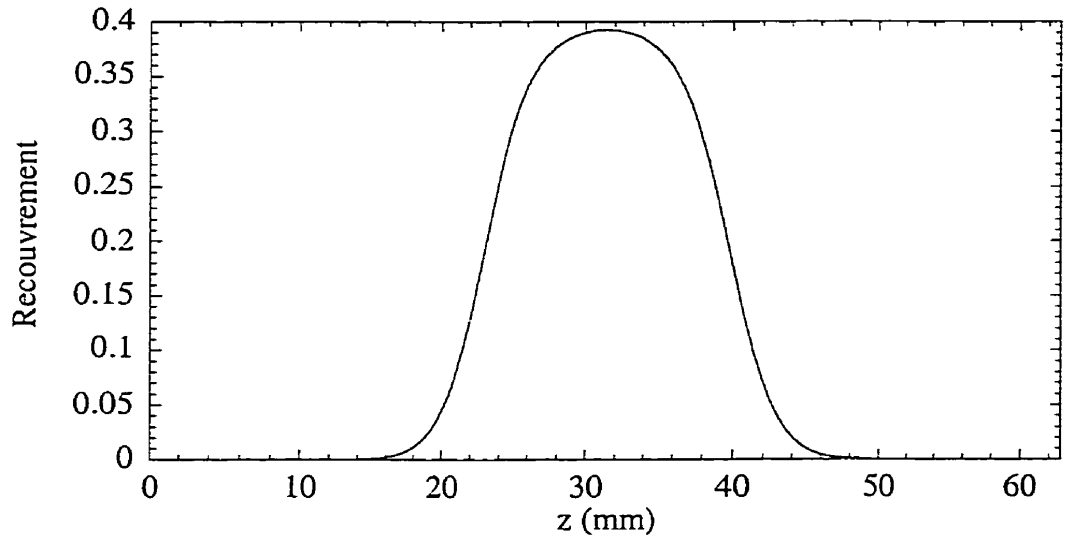


Figure 6.8 Recouvrement en fonction de z de SLP_{01}-SLP_{11}. Les caractéristiques du coupleur sont données à la table 6.1.

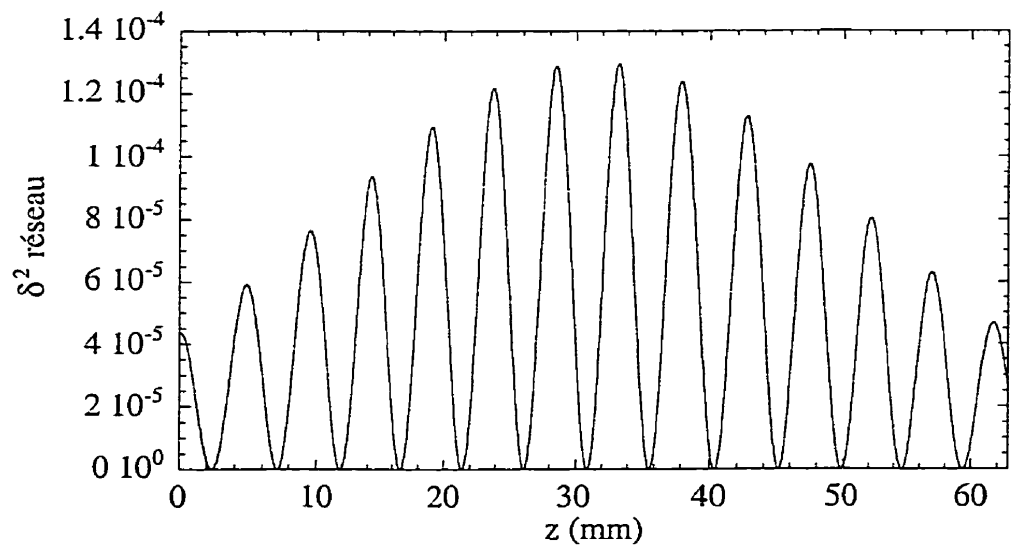


Figure 6.9 Modulation d'indice δ_n du réseau. Les caractéristiques du réseau sont données au tableau 6.2.

La figure 6.10 montre les intensités des supermodes couplés entre eux par le réseau et la réponse spectrale obtenue.

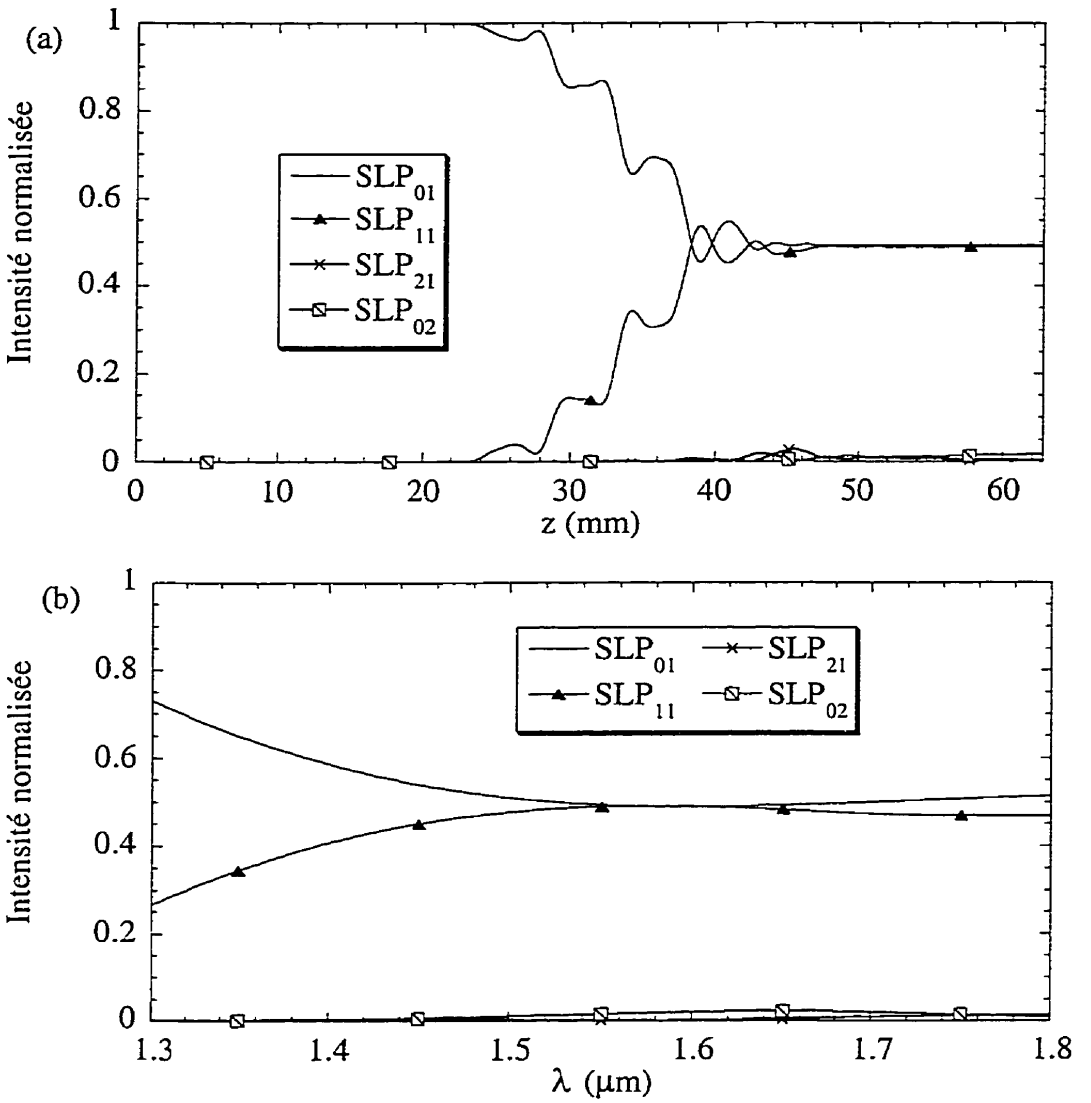


Figure 6.10 (a) Intensité des supermodes couplés par réseau et (b) réponse spectrale du composant

Cette réponse plate en longueur d'onde est possible premièrement parce que les indices effectifs des deux premiers supermodes sont très voisins dans la région de

couplage, ce qui engendre une période de battement très longue, tel que montré à la figure 6.7. Aussi, la réponse est plate à cause de la forme de son apodisation intrinsèque, qui est dûe à la photosensibilité de la gaine. Si tel n'est pas le cas, il devient beaucoup plus difficile d'effectuer la division en puissance sur une large bande sans oscillations dû au fait que l'apodisation intrinsèque du coupleur, c'est-à-dire profil de l'intégrale de recouvrement selon z, connaît des variations plus importantes selon l'ITR. Sur la figure 6.11 est montré la valeur de l'intégrale de recouvrement avec intégration sur la demie-gaine et aussi sur le cœur pour un coupleur fait d'une fibre SMF28™ et d'une fibre de rayon 3,34 μm avec un saut d'indice de 0,00575, valeurs typiques les fibres photosensibles.

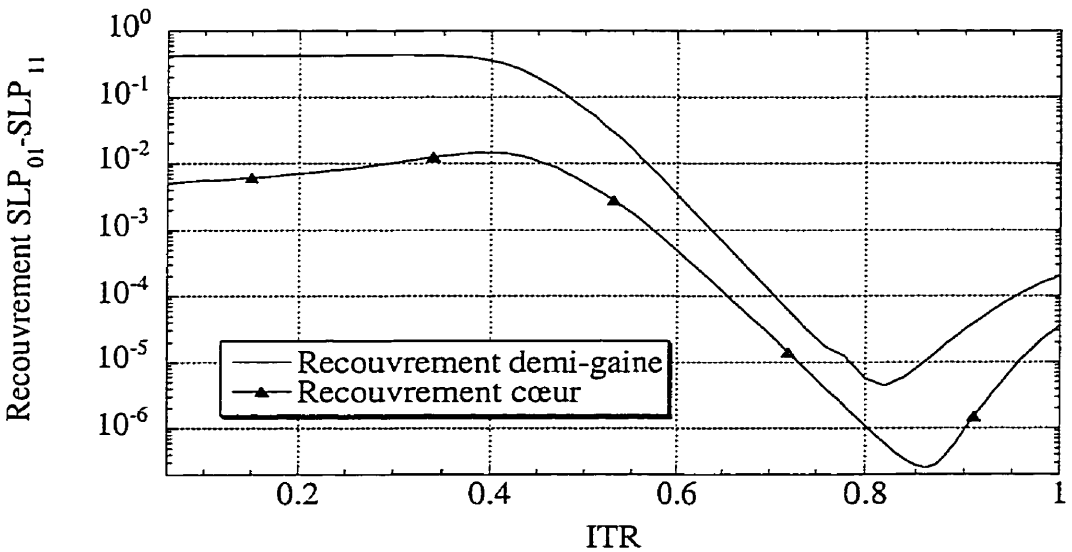


Figure 6.11 Intégrale de recouvrement SLP_{01}-SLP_{11} sur la demie-gaine et sur le cœur pour le coupleur fait d'une fibre SMF28™ et l'autre de rayon 3,34 μm avec un saut d'indice de 0,00575

Le coefficient de couplage étant inversement proportionnel à la longueur d'onde, il est plus facile de compenser cette dépendance avec une gaine photosensible, car la

décroissance de l'intégrale de recouvrement aux basses valeurs d'ITR est moins prononcée que dans le cas d'une fibre avec seulement le cœur photosensible.

Il est aussi à noter que les coefficients de couplage sont beaucoup plus petits dans le cas de coupleurs faits à partir de fibres à cœurs photosensibles, car l'aire de recouvrement est moindre.

Le dernier coupleur assisté par réseau étudié est un coupleur dé/multiplexeur. Pour obtenir une sélectivité assez étroite en longueur d'onde, il est nécessaire d'avoir un composant très étiré afin de tirer profit de la grande différence d'indice effectif entre SLP_{01} et SLP_{11} à valeurs basses d'ITR (c.f. Équation 6.1.15). Le profil longitudinal du composant est montré à la figure 6.12, et a un ITR au centre de 0,0056, soit un diamètre de 1 μm. Le composant est aussi très long pour pouvoir avoir un diamètre assez constant selon z et ainsi éviter les effets d'apériodicité intrinsèque du coupleur.

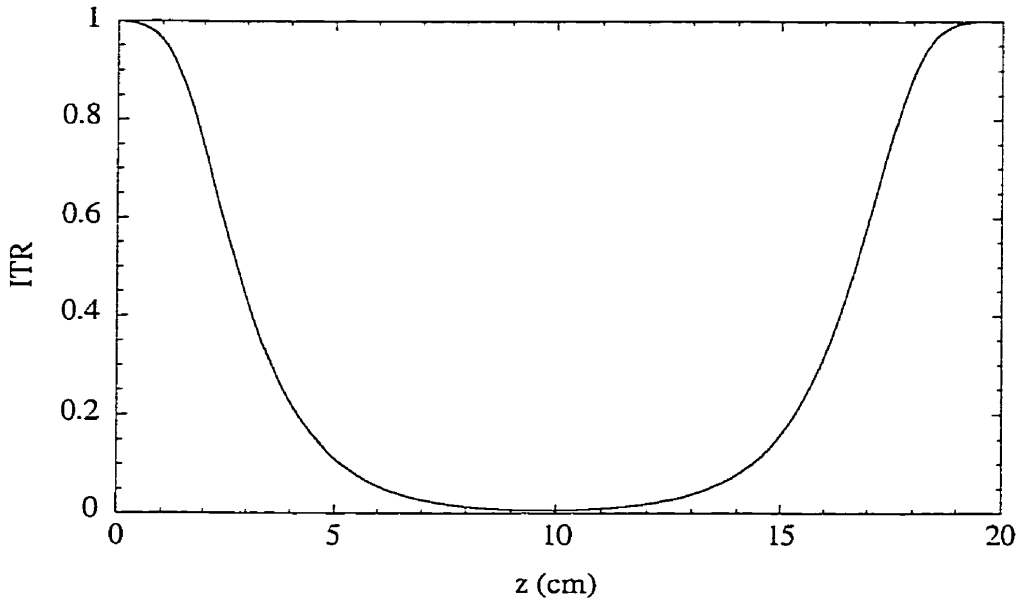


Fig. 6.12 Profil du coupleur dé/multiplexeur

Le réseau inscrit au centre du coupleur a les caractéristiques données à la table 6.3. Le réseau est assez court et d'une modulation d'indice importante, ce qui élargit la réponse (c.f. Équation 6.1.15) mais est nécessaire pour éviter les effets d'apériodicité intrinsèque en utilisant une région de d'ITR quasi-constante. Le réseau est aussi apériodique avec cette apériodicité choicie de sorte à compenser celle du coupleur.

Tableau 6.3 Paramètres du réseau pour le coupleur dé/multiplexeur

Pas du réseau	5.977 μm
Largeur mi-hauteur gaussienne	2.331 mm
Apériodicité	2 nm/cm
Longueur	3 mm
Modulation d'indice	$1{,}05 \times 10^{-3}$

L'apériodicité du réseau est choisie pour compenser autant que possible celle intrinsèque au coupleur. La réponse en longueur d'onde du coupleur est donnée à la figure 6.13. La largeur mi-hauteur de la réponse à la branche 2 est de 7.6 nm.

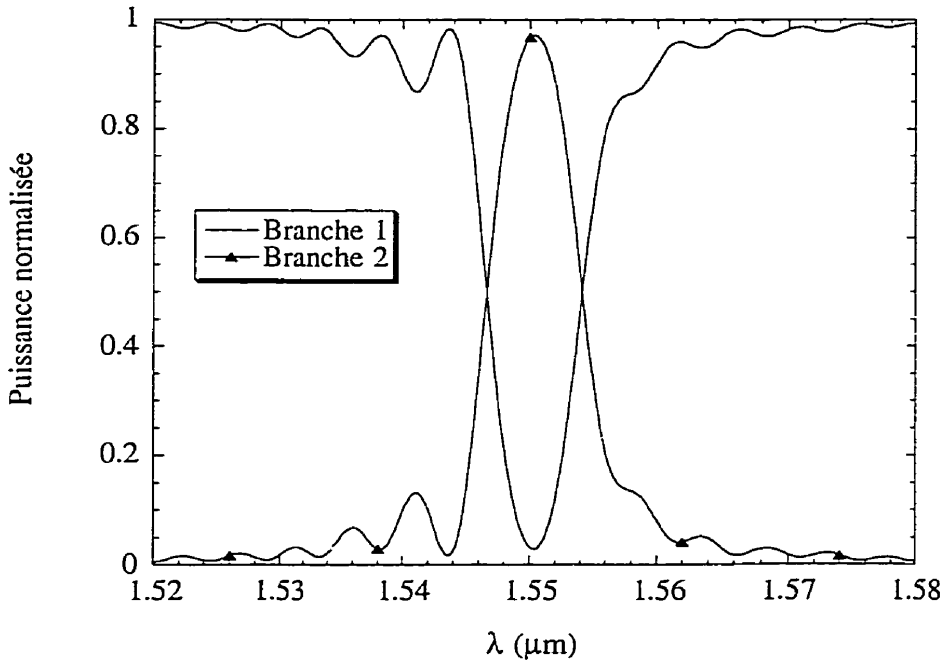


Fig. 6.13 Réponse en longueur d'onde du coupleur dé/multiplexeur assisté par réseau

On constate donc que les coupleurs asymétriques nuls moyennement étirés assistés par réseau peuvent servir à la division de puissance large-bande en longueur d'onde, tandis qu'un coupleur asymétrique nul très étiré s'accommode bien au multiplexage/démultiplexage serré en longueur d'onde lorsqu'assisté par un réseau à pas court.

Chapitre 7: La jonction X

7.1 Description de la jonction X

La jonction X est constitué de l'épissure d'un coupleur asymétrique avec un coupler symétrique. Le principe de fonctionnement repose sur la convergence de forme des supermodes du coupleur asymétrique avec ceux du coupleur symétrique à très bas ITR lorsque l'asymétrie ne porte que sur les cœurs.

En effet, lorsque l'ITR diminue à des valeurs basses, les cœurs d'un coupleur symétrique ou asymétrique disparaissent pratiquement et les supermodes deviennent ceux de la gaine pure, c'est-à-dire ceux de la fibre à deux couches que représente le milieu gaine-air ambiant.

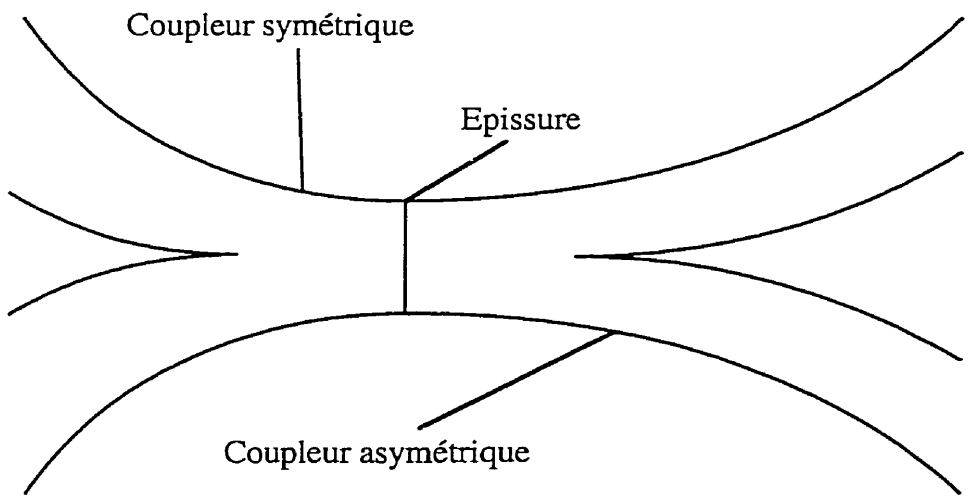


Figure 7.1: La jonction X

L'épissure au milieu du coupleur risque sûrement d'occasionner des difficultés de réalisation pratique. Le but de l'étude de la jonction X étant de montrer la faisabilité théorique du composant idéal au point de vue matériaux, ces difficultés n'ont pas étés abordés dans le cadre de ce mémoire.

Le recouvrement à l'épissure des supermodes du coupleur asymétrique sur ceux du coupleur symétrique est d'autant meilleur que l'épissure se trouve dans une région de faible ITR. Ainsi, si l'on peut, dans la partie coupleur asymétrique, faire propager le supermode fondamental sans qu'il ne se couple à d'autres supermodes, il excitera à l'épissure le supermode fondamental du coupleur symétrique. Celui-ci se sépare à la sortie du coupleur asymétrique nul de façon égale sur chaque branche, tandis que le supermode fondamental du coupleur asymétrique ne s'excite que par une seule branche. La réponse en longueur d'onde de la division en puissance sera aussi plate que l'on peut se permettre une symétrie relative du champ dans la partie coupleur asymétrique tout en ayant une propagation unimodale.

7.2 Pertes à l'épissure

Le coupleur asymétrique étudié en vue d'une épissure avec un coupleur symétrique est assez asymétrique qu'un profil adiabatique quant aux supermodes fondamentaux peut en être tiré, c'est-à-dire coupleur nul, sur une longueur en z relativement courte. Le profil d'indice choisi possède les caractéristiques données à la table 7.1.

	rayon	saut d'indice
Cœur 1	3,0 μm	0,0045

Tableau 7.1 Caractéristiques des fibres du coupleur fait de fibres ayant des diamètres de gaine différents pour la jonction X.

	rayon	saut d'indice
Cœur 1	3,0 μm	0,0045
Cœur 2	4,5 μm	0,0045
Fibre 1 (avant fusion)	41,7	-
Fibre 2 (avant fusion)	62,5 μm	-

L'indice de la gaine est de 1,444418 à λ=1,55 μm.

La figure 7.2 montre le supermode fondamental du coupleur symétrique et celui du coupleur asymétrique à divers ITR. On constate la convergence vers le mode fondamental de la fibre deux-couches avec la diminution de l'ITR.

On calcule les pertes à l'épissure en supposant que cette épissure est un collage bout-à-bout des fibres parfaitement clivées et qui n'occasionne aucune perte du à des imperfections de surface. La projection du supermode d'un coupleur sur son correspondant à une épissure se fait par simple produit scalaire, dont le carré représente la fraction de puissance transmise d'un supermode à l'autre:

$$f_p = \frac{\left(\int_{A\infty} \Psi_1 \Psi_2 dA\right)^2}{\int_{A\infty} \Psi_1^2 dA \int_{A\infty} \Psi_2^2 dA} \tag{7.1.1}$$

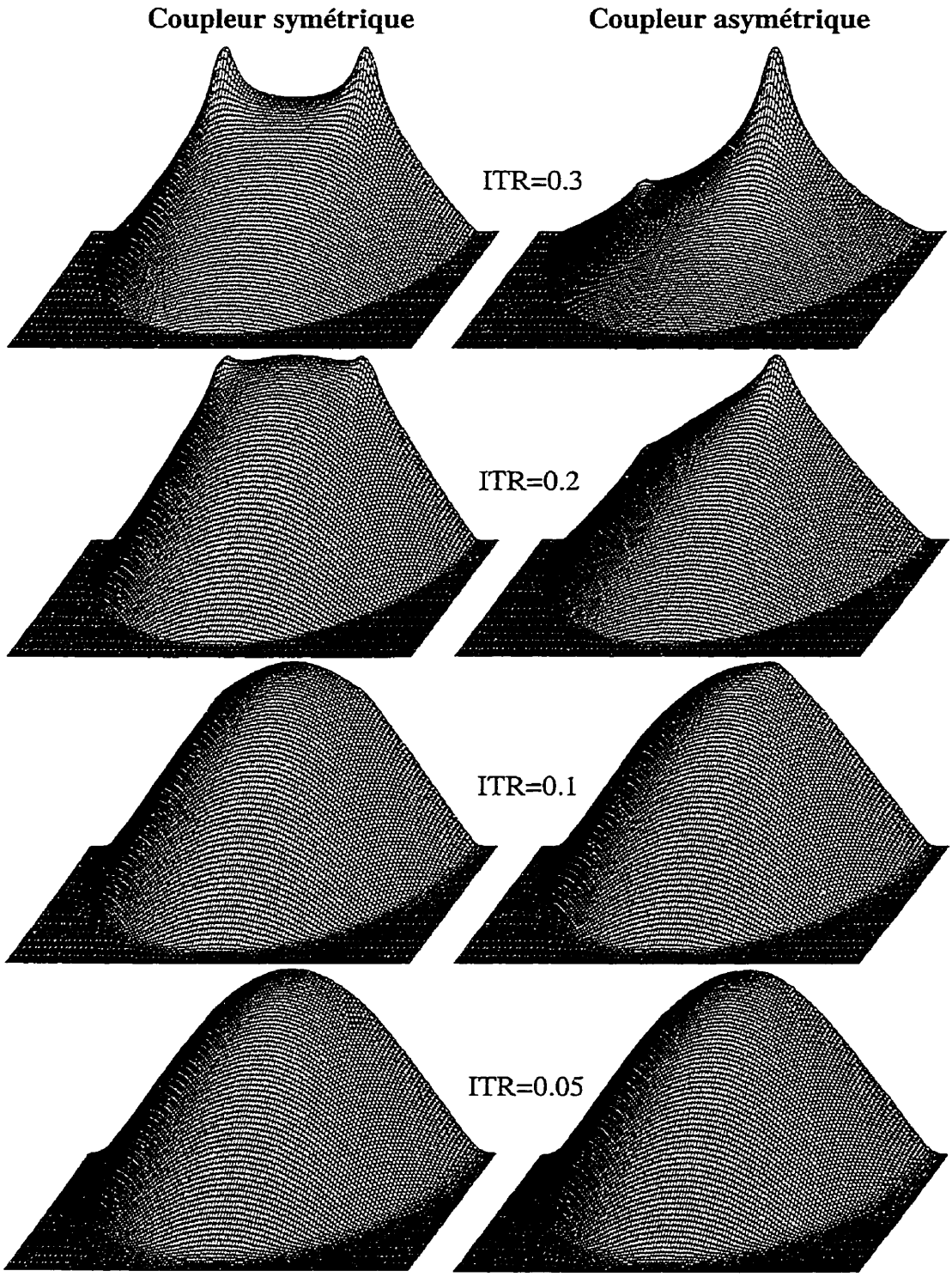


Figure 7.2 Supermodes du coupleur symétrique (SMF28™, Δn_{co}=0,0045, r_{co}=4.5 μm) et asymétrique. Le coupleur asymétrique est caractérisé à la table 7.1.

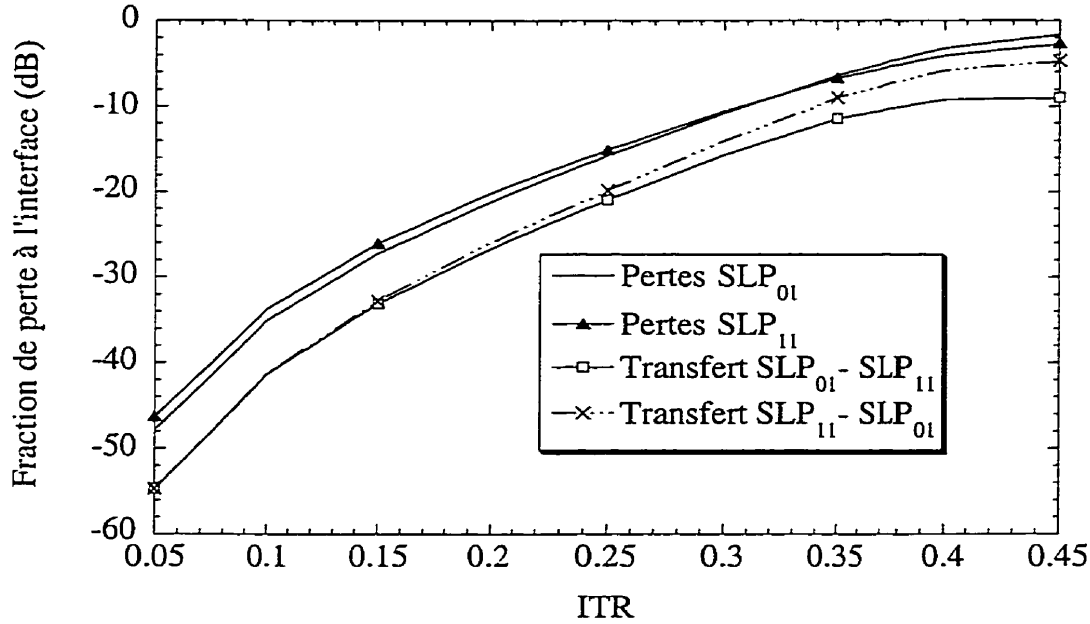


Figure 7.3 Fraction de pertes à l'épissure des supermodes SLP_{01} et SLP_{11} du coupleur asymétrique par rapport à chaque supermode correspondant du coupleur symétrique et fraction de la puissance transférée l'un l'autre

La figure 7.3 montre la fraction de pertes à l'épissure du supermode du coupleur asymétrique par rapport au supermode correspondant du coupleur symétrique en fonction de l'ITR ainsi que la fraction de puissance transférée aux supermodes de parité opposée. Les pertes à bas ITR sont minimes et ne représentent donc pas la majeure partie des pertes du composant.

7.3 Adiabaticité de la partie asymétrique du coupleur

L'autre souci qui importe sur le design est l'adiabaticité de la partie asymétrique du composant. Etant donné que le coupleur asymétrique est nul, son design doit être assez asymétrique que l'adiabaticité puisse être respectée.

Le critère d'adiabaticité est plus restrictif pour le coupleur asymétrique que pour le coupleurs symétriques, lequel par symétrie des supermodes ne supporte aucun couplage entre les deux premiers supermodes. Par contre, le coupleur asymétrique a un couplage entre ses deux premiers supermodes qui est non-négligeable. La figure 7.4 montre la pente normalisée de la partie du coupleur correspondante au coupleur asymétrique superposé aux critères d'adiabaticité SLP_{01}-SLP_{11}, SLP_{01}-SLP_{21} et SLP_{01}-SLP_{02} du coupleur asymétrique.

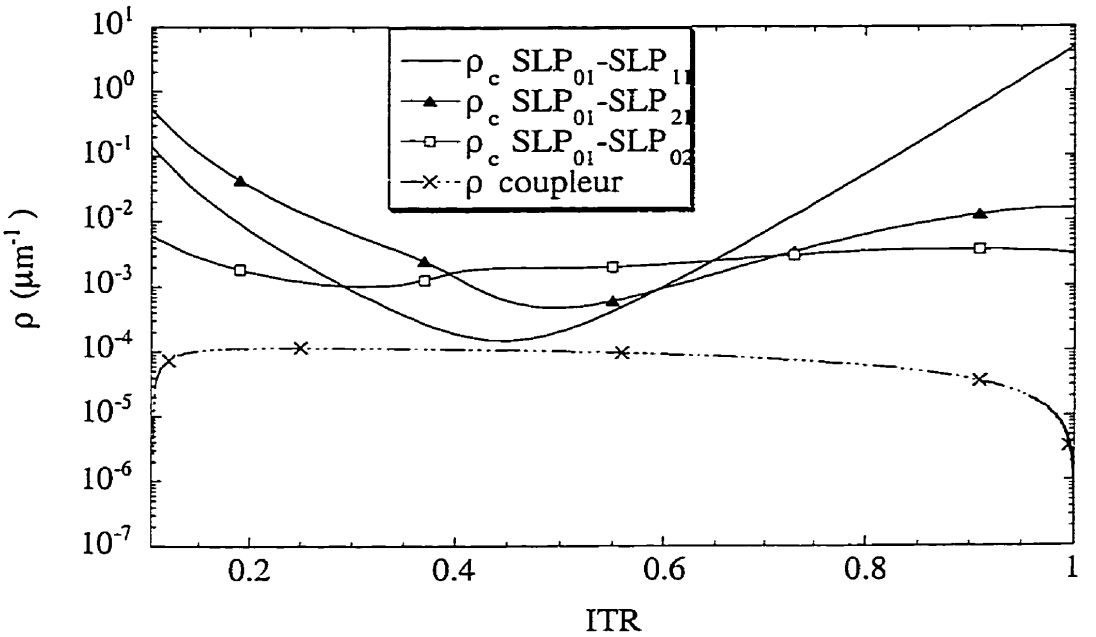


Figure 7.4 Profil de la pente normalisée du composant et critères d'adiabaticité

Le profil a été étiré avec comme paramètres une torche de 5 mm balayant sur 10 mm. Le profil d'ITR en fonction de z de la partie asymétrique est montré à la figure 7.5, descendant jusqu'à un ITR de 0,103 sur 33,45 mm.

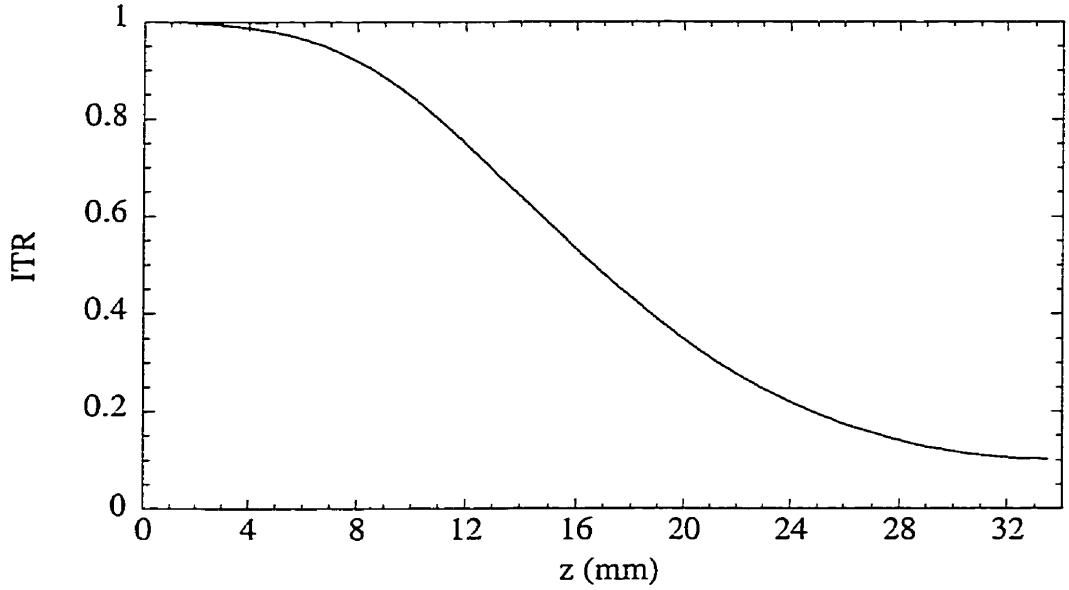


Figure 7.5 Profil d'ITR de la partie asymétrique

Pour ce profil, l'adiabaticité est respectée. Aussi, le caractère plat de la pente normalisée de la partie asymétrique en fonction de l'ITR implique que le couplage sera aussi négligeable à d'autres longueurs d'onde, par l'équivalence longueur d'onde-ITR telle qu'expliquée à l'équation 3.3.13.

Le comportement en longueur d'onde du composant comporte deux volets: premièrement le couplage entre supermodes, ensuite le comportement à l'épissure. Les pertes à l'épissure étant très basses à un ITR voisin de 0.1 comme le montre la figure 7.3, seul le couplage entre supermodes occasionnera un déséquilibre dans l'équipartition de la puissance. La figure 7.6 montre l'intensité des supermodes SLP_{11}, SLP_{21} et SLP_{02} générés par les pentes du coupleur avec seulement SLP_{01} à l'entrée.

On constate que seulement environ 1% de la puissance se couple vers SLP_{11}. Il est à noter qu'une partie de cette puissance sera aussi partagée entre les deux branches de sortie par battement entre SLP_{01} et SLP_{11} dans la partie symétrique du coupleur, ce qui occasionnera une petite dépendance spectrale des pertes.

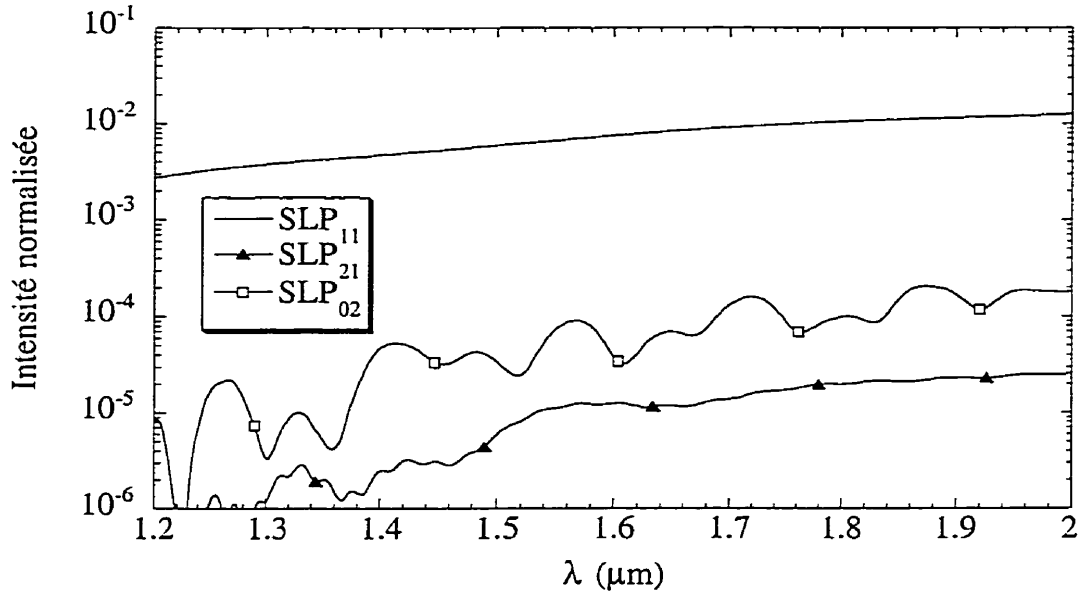


Figure 7.6 Intensité des supermodes SLP_{01}, SLP_{11} et SLP_{02} à l'épissure lorsque le composant est excité par la branche 1 du coupleur asymétrique

Ce composant, quoiqu'impliquant plusieurs difficultés au point de vue réalisation pratique, surtout en ce qui concerne l'étirage d'un composant qui comporte une épissure en son centre, permet d'effectuer la division très large-bande en puissance.

Conclusion

Ce mémoire a permis de mieux comprendre les coupleurs asymétriques en fibres fusionnées sous divers aspects. En premier lieu, la forme des supermodes d'un coupleur asymétrique en fibres fusionnées sont montrés pour divers coupleurs, diverses valeurs d'ITR et incluant les supermodes de cœur et ceux de gaine. Ensuite, la dépendance de la forme des supermodes de cœur est expliquée par rapport aux divers paramètres de longueur d'onde, distance entre les cœurs, et étalement hors du cœur des modes de fibres individuelles.

Les mécanismes de couplage des supermodes de cœur les uns vers les autres et aussi vers les supermodes de gaine représentant des pertes du coupleur sont montrés par les courbes des coefficients de couplage et d'indice effectif de divers coupleurs et aussi les courbes d'étirage. L'approximation soudaine met en relief certains comportements d'un guide d'onde effilé via les exemples de la commutation supermodale et le coupleur quasi-symétrique. L'approximation soudaine dans le cas de la commutation supermodale permet d'élucider les mécanismes d'échange de puissance dans le cas de guides ayant des indices effectifs qui se croisent en ITR. Dans le cas de coupleurs quasi-symétriques, l'approximation soudaine permet de concilier les mécanismes de couplage avec la resymétrisation des supermodes à valeurs d'ITR faibles. Dans le cas de coupleur asymétriques, on peut à travers cette approximation prévoir la quantité maximale de puissance transférable d'une fibre à l'autre.

Les courbes d'étirage montrent les différents coupleurs possibles: sous-couplés, sur-couplés, adiabatiques/non-adiabatiques, et nuls. Les composants ainsi simulés

peuvent être caractérisés quant à l'adiabaticité par une comparaison entre les courbes d'adiabaticité et la courbe de pente normalisée du composant.

Les coupleurs sous-couplés, sur-couplés et adabatiques sont utiles pour la division en puissance. Pour cette application et celle de multiplexage/démultiplexage, il est possible et envisageable de fabriquer des coupleurs nuls assistés par réseau avec des fibres photosensibles. Deux designs sont proposés en ce sens. Quoique ces composants sont d'une réalisation relativement facile, ils ne permettent pas une division en puissance sur une largeur specrtale assez étendue pour surpasser les standards établis des coupleurs en fibres fusionnées.

Le coupleur asymétrique diviseur en puissance assisté par réseau est moyennement étiré et comporte une apodisation et une apériodicité intrinsèques et une longue période de battement entre les deux supermodes fondamentaux qui permet d'obtenir par l'ajout d'un réseau codirectionnel à pas longs une réponse large en longueur d'onde et assez plate. Quant au coupleur multiplexeur/démultiplexeur, il est très étiré et comporte une région qui varie peu en ITR pour éviter les effets d'apériodicité intrinsèque du coupleur. Le réseau est inscrit dans une région de faible ITR en vue d'obtenir une réponse serrée en longueur d'onde.

Enfin, les designs proposés dans ce mémoire incluent celle de la jonction X. Cette dernière est issue de l'épissure entre un coupleur asymétrique nul et un coupleur symétrique qui lorsque très étirée a un comportement spectral théorique quasi-indépendant de la longueur d'onde. Le design proposé pour la jonction X comporte une quantité négligeable de pertes vers les supermodes d'ordre supérieur et aussi une quantité

négligeable de pertes par superposition imparfaite des supermodes du coupleur asymétrique avec ceux du coupleur symétrique à l'épissure.

Pour les besoins de division en puissance, le design du coupleur assisté par réseau permet une division en puissance sur une plage spectrale d'environ 0,4 µm, ce qui est le standard dans la division en puissance des coupleurs en fibres optiques fusionnées. Quant à la fonction X, elle permet une division en puissance sur une largeur à toutes fins pratiques infinie.

Pour les besoins de dé/multiplexage, le coupleur très étiré assisté par réseau permet de dé/multiplexer sur une largeur spectrale de 7.6 nm, ce qui est un résultat décevant par rapport aux standards établis mais on peut prévoir d'obtenir de résultats beaucoup plus fins avec des réseaux inscrits dans des composants à profils longitudinaux plus constants.

Bibliographie

[1] S. LACROIX, F. GONTHIER, J. BURES, "Modeling of symmetric 2 x 2 fused-fiber couplers", Applied Optics, Vol. 33, No. 36, 20 Decembre 1994.

[2] A. KUMAR, S. GHADIRLI, K. THYAGARAJAN, "Performance of a dual-mode-single-mode waveguide coupler as a modal filter", Applied Optics, Vol. 31, No. 24, 20 Août 1992.

[3] A. YARIV, "Coupled-mode Theory for Guided-Wave Optics", IEEE Journal of Quantum Optics, Vol. QE-9, No.9, septembre 1973.

[4] H. S. HUANG, H,-C. CHANG, "Analysis of Optical Fiber Directional Coupling Based on the HE_{11} Modes-Part II: The Nonidentical-Core Case", Journal of Lightwave Technology, vol. 8, No. 6, Juin 1990.

[5] L. LERNER, "Calculation of modal power transfer in tapered asymmetric single mode couplers", Optics Communications, vol. 100, 1993.

[6] A. TAKAGI, K. JINGUJI, M. KAWACHI, "Design and Fabrication of Broad-Band Silica-Based Optical Waveguide couplers with Asymmetric Structure", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 28, No. 4, Avril 1992.

[7] A. S. KEWITSCH, G.A. RAKULJIC, P. A. WILLEMS, A. YARIV, "An all-fiber, Zero Insertion Loss, Add/Drop Filter for Wavelength Division Multiplexing", OSA Technical Digest Series Volume 17 : "Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Fibers and Waveguides: Applications and Fundamentals", 1997.

[8] J. LAUZON, A. CHANDONNET,C. XU, W.P. HUANG, "Grating-assisted fused-fibre filter", ECOC 97, Conference Publication No. 448, Septembre 1997.

[9] R. GRIFFIN, J.D. LOVE, P.R.A. LYONS, D.A. THORNCRAFT, S.C. RASHLEIGH, "Asymmetric Multimode Couplers", Journal of Lightwave Technology, Vol. 9, No. 11, Novembre 1991.

[10] C. VASSALLO, "Optical Waveguide Concepts", Elsevier Science Publishers, 1991.

[11] A.W. SNYDER, J.D. LOVE, "Optical Waveguide Theory", Chapman and Hall, 1983.

[12] H.A. VAN DER VORST, "BI-CGSTAB: a fast and smoothly converging variant of BI-CG for the solution of nonsymmetric linear systems", SIAM J. Sci. Stat. Comput., Mars 1992.

[13] F. GONTHIER, A. HÉNAULT, S. LACROIX, R.J. BLACK, J. BURES, "Mode coupling in nonuniform fibers: comparison between coupled-mode theory and finite-difference beam-propagation method simulations", J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 8, No. 2, Fevrier 1991.

[14] X. DAXHELET, S. LACROIX, F. GONTHIER, "Fibre mode expansion for 2-D waveguide calculations", Optical and Quantum Electronics, Vol. 29, 1997.

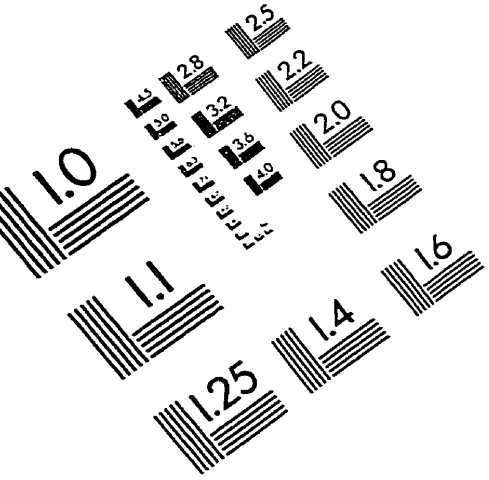
[15] J.D. LOVE, W.M. HENRY, W.J. STEWART, R.J. BLACK, S. LACROIX, F. GONTHIER, "Tapered single-mode fibres and devices, Part 1: Adiabaticity criteria", IEE proceedings-J, Vol. 138, No. 5, Octobre 1991.

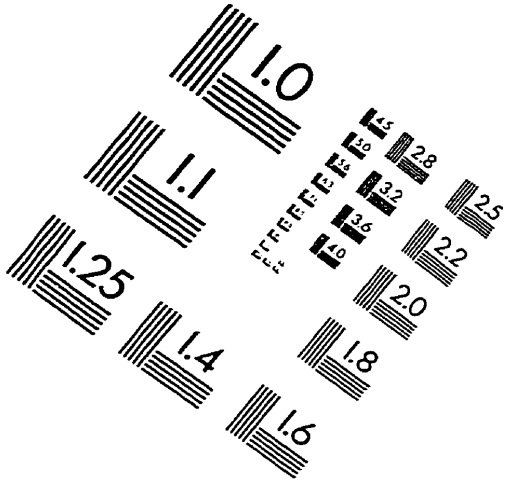
[16] R.J. BLACK, S. LACROIX, F. GONTHIER, J.D. LOVE, "Tapered single-mode fibres and devices, Part 2: Experimental and theoretical quantification", IEE proceedings-J, Vol. 138, No. 5, Octobre 1991.

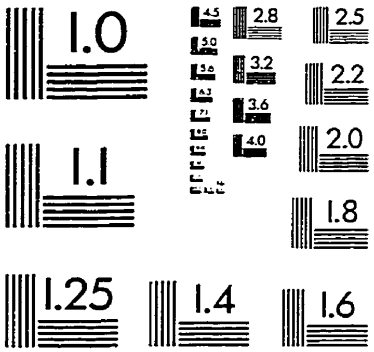
[17] R.J. BLACK, F. GONTHIER, S. LACROIX, J. LAPIERRE, J. BURES,"Tapered fibers: an overview",Proceedings of SPIE, Vol. 839, "Components for Fiber Optic Applications II", 1987.

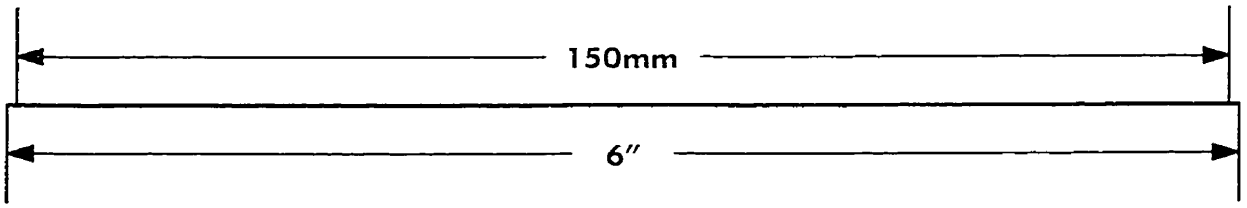
[18] George ARFKEN, "Mathematical methods for phycisists", Third edition, Academic Press, 1985.

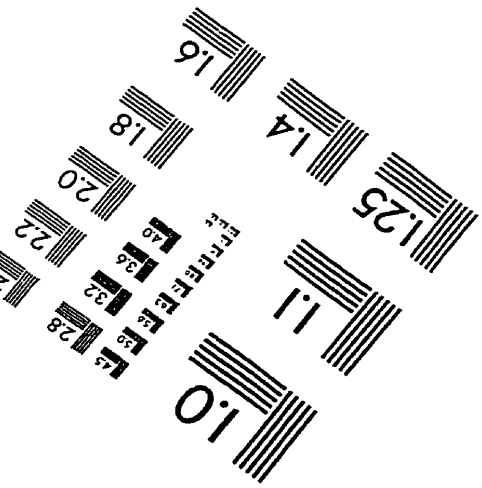
IMAGE EVALUATION TEST TARGET (QA-3)

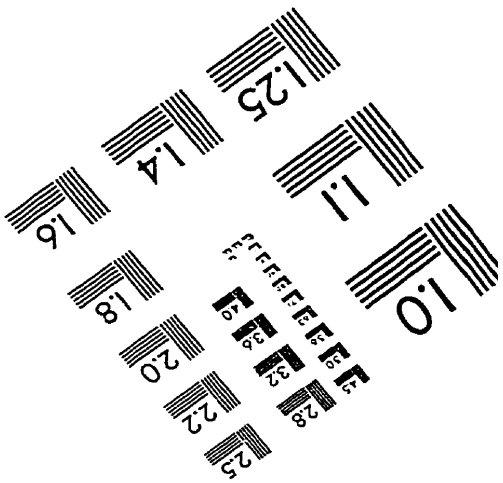












APPLIED IMAGE, Inc
1653 East Main Street
Rochester, NY 14609 USA
Phone: 716/482-0300
Fax: 716/288-5989

© 1993, Applied Image, Inc., All Rights Reserved