

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE DES INTERFÉROMÈTRES TOUT-FIBRE : APPLICATION À
LA STABILISATION EN FRÉQUENCE DES LASERS
À SEMI-CONDUCTEURS.

XAVIER DAXHELET

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIAE DOCTOR (Ph.D.)
(GÉNIE PHYSIQUE)

© Xavier Daxhelet 1996



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale
du Canada

Acquisitions et
services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your title 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.

0-612-26417-3

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette Thèse intitulée :

ÉTUDE DES INTERFÉROMÈTRES TOUT-FIBRE : APPLICATION À LA
STABILISATION EN FRÉQUENCE DES LASERS
À SEMI-CONDUCTEURS

Présenté par : DAXHELET Xavier

en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiae Doctor

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

<u>Mme. LACROIX Suzanne</u> , Ph. D.,	président
<u>M. BURES Jacques</u> , Ph.D.,	membre et directeur de recherche
<u>M. MACIEJKO Romain</u> , Ph. D. ,	membre et co-directeur de recherche
<u>M. WU Ke</u> , Ph. D.	membre
<u>M. TÊTU Michel</u> , Ph. D.,	membre

RÉSUMÉ

Plusieurs applications en télécommunication optique cohérente, métrologie et spectroscopie à haute résolution requièrent de lasers ayant une très grande stabilité spectrale. Les plus utilisés et les moins coûteux, les lasers à semi-conducteurs sont en général instables. Le choix de la référence spectrale n'est pas seulement en fonction de la qualité de la stabilisation désirée mais aussi des applications envisagées. Ainsi les systèmes utilisant uniquement des fibres optiques, des capteurs à fibre par exemple, n'acceptent pas facilement l'utilisation de références spectrales nécessitant des couplages hors fibre de la lumière.

Dans le présent projet, nous avons donc étudié les différents interféromètres tout-fibre optique susceptibles d'être utilisés comme référence spectrale. Ces composants ont l'avantage d'être peu coûteux, compacts et intégrables à un réseau à fibres optiques par simples épissures. Trois types d'interféromètres tout-fibre ont été réalisés et caractérisés au laboratoire : l'interféromètre de Mach-Zehnder, de Fabry-Pérot et celui qui est spécifique aux guides d'onde, l'interféromètre modal. Nous avons analysé en détail leur transmission et leur comportement thermique avec, comme cas particulier, l'interféromètre modal qui présente une insensibilité thermique sous certaines conditions.

Pour faciliter la fabrication et l'étude des interféromètres modaux que sont les fibres effilées, nous avons conçu un logiciel permettant de modéliser leur transmission. Ce logiciel a permis de simuler la transmission d'une fibre effilée en fonction de l'élongation et leur transmission en fonction de la longueur d'onde de la manière la plus

réaliste jusqu'à ce jour. Il a également permis de faciliter et d'améliorer la conception et la réalisation de filtres spectraux tout-fibre.

Nous avons effectué une étude expérimentale de la sensibilité thermique de l'interféromètre modal qu'est la fibre effilée, pour différentes réductions de diamètre. Puis, nous avons observé l'insensibilité thermique que présente ce type d'interféromètre sous certaines conditions.

Les coupleurs 2×2 sont des composants faisant partie intégrante des deux premiers types d'interféromètre soit les Mach-Zehnder et les Fabry-Perot. Pour étudier en détail les différents couplages entre supermodes ainsi leur comportement thermique, une nouvelle méthode numérique a été conçue. Cette méthode utilise la décomposition des champs sur la base des modes guidés d'une fibre de référence. Elle a permis pour la première fois de calculer de manière complète les coefficients de couplage et le critère d'adiabaticité ainsi que les supermodes d'ordre supérieur tels que LP_{31} et LP_{12} . Cette méthode permet également de calculer les supermodes de coupleur $1 \times N$.

Des expériences sommaires de stabilisation de laser ont été effectuées avec l'interféromètre de Mach-Zehnder et celui de Fabry-Pérot. Pour le premier, deux types d'asservissement ont été utilisés : le contrôle à commande extrémale qui fixe la fréquence du laser sur un extremum de transmission et le contrôle à valeur de consigne qui compare la transmission avec une valeur prédéfinie. La stabilisation utilisant l'interféromètre de Fabry-Pérot a été réalisée par la méthode de contrôle à commande extrémale. Ces résultats sont en fait relatifs, les valeurs absolues dépendent de la stabilité thermique des interféromètres.

ABSTRACT

Several applications in coherent optic telecommunications, metrology and high definition spectroscopy require a high spectral stability. Semiconductor lasers are in general unstable. To lock the emission frequency, we must use different techniques of servo-control. In the present project, we have studied different types of all-fiber interferometers that can be used as spectral references for frequency stabilization of 1,55 μm DFB semiconductor lasers. These components are compact and low cost. Three types of interferometers have been studied and realized in the laboratory : Mach-Zehnder, Fabry-Pérot and modal interferometers. We have analyzed in detail their transmissions and their thermal properties, particularly the modal interferometer that presents a thermal insensitivity under certain conditions.

Software has been developed to model tapered fibers. The results calculated on their transmissions are the best obtained. This software has also facilitated the design of all-fiber filters. We have made an experimental study of the thermal sensitivity of modal interferometers for different inverse taper ratios. We observed the thermal insensitivity of this device under special conditions.

2×2 couplers are components used in the fabrication of the two first types of interferometers: the Mach-Zehnder and the Fabry-Perot. To study the coupling between supermodes and their thermal behavior, we develop a novel numerical method. We propose a method based on a series expansion using guided modes of an optical fiber. To test the method, it is applied to a three-layer optical-fiber and the results are compared to the exact analytical solutions. The error in the calculation of the modal effective indices is found to be less than 10^{-6} . This method allows the modeling of

symmetric 2×2 completely fused fiber couplers. Effective indices and polarization corrections are compared with results obtained by the Field Correction Method. The adiabaticity criterion is calculated for these couplers.

We stabilise a semiconductor laser on the transmission extremum of Mach-Zehnder and Fabry-Perot interferometers. The results obtained are relative to the thermal stability of the interferometers.

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer des remerciements à mes directeurs de recherche MM. Jacques Bures et Romain Maciejko, professeurs titulaires ainsi qu'à Mme Suzanne Lacroix, professeur et François Gonthier, chercheur invité au département de génie physique de l'École Polytechnique de Montréal, pour leurs conseils et leur disponibilité tout au long de cette recherche. Je remercie également Michel Têtu, membre externe du jury, pour sa première lecture et ses commentaires qui ont permis d'améliorer grandement la qualité du contenu de cette thèse ainsi que Arnaud Symon pour ses courbes expérimentales sur les coupleurs. Et enfin, je remercie mon épouse Carole Lajoie pour son support et sa patience tout au long de mes études.

TABLES DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iv
ABSTRACT	vi
REMERCIEMENTS	viii
LISTE DES ANNEXES	xii
LISTE DES TABLEAUX	xiv
LISTE DES FIGURES	xiv
LISTE DES SYMBOLES	xxvi
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I LES INTERFÉROMÈTRES CLASSIQUES TOUT-FIBRE	10
1.1. Sensibilité thermique	10
1.2. Sensibilité à la pression	15
1.3. Calcul de l'interfrange	17
1.4. Interféromètre de Mach-Zehnder tout-fibre	18
1.4.1. L'interfrange	22
1.4.2. Calcul de la sensibilité thermique	23
1.4.3. Mach-Zehnder tout-fibre compensé	24
1.5. Interféromètres de Fabry-Pérot en fibre	26
1.5.1. Interféromètres de Fabry-Pérot linéaire à miroirs	27
1.5.2. Interféromètres de Fabry-Pérot à couplage transverse	28
1.5.3. Interféromètre de Fabry-Pérot à couplage direct	30
1.5.4. Interféromètre de Fabry-Pérot à couplage indirect	34
1.5.5. Interféromètre de Fabry-Pérot en transmission	37
1.5.6. Calcul de la sensibilité thermique	39
1.5.7. Réponse temporelle des résonateurs	41
1.6. Interféromètre de Michelson tout-fibre	45
1.7. Réflecteur tout-fibre (interféromètre de Sagnac)	46

CHAPITRE II	MODÉLISATION DES FIBRES EFFILÉES ET APPLICATIONS	49
2.1	Calcul des modes	50
2.1.1	Fibre à deux couches.	51
2.1.2.	Fibres à N couches	54
2.2	Calcul des coefficients de couplage.....	59
2.3	Calcul du profil des fibres effilées	61
2.4	Calcul des transmissions des fibres effilées.....	64
2.4.1	Calcul de la courbe d'étirage	65
2.4.2	Calcul des coefficients de couplage	69
2.4.3	Calcul de la répartition des modes	71
2.4.4	Calcul de la transmission spectrale	72
2.5	Modélisation des filtres spectraux tout-fibre	75
2.6	Résultats expérimentaux des filtres spectraux.	83
CHAPITRE III	SENSIBILITÉ THERMIQUE DES INTERFÉROMÈTRES MODAUX TOUT-FIBRE	86
3.1	Théorie des interféromètres modaux	86
3.1.1	Transmission des interféromètres modaux	87
3.1.2	Calcul de l'interfrange	90
3.2.	Sensibilité thermique des interféromètres bimodaux	92
3.3	Stabilité thermique des interféromètres multimodaux.....	95
3.4	Résultats expérimentaux	100
3.4.1	Fabrication d'une fibre effilée.....	100
3.4.2	Propriétés thermiques.....	102
3.5	Simulation de la réponse thermique des fibres effilées	107
CHAPITRE IV	MODÉLISATION DES COUPLEURS 2×2	110
4.1	Méthode de développement en série de modes (MDSM)	110
4.2	Test sur les fibres à trois couches	116

4.3 Calcul des modes des coupleurs 2×2	120
4.2.1 Calcul des indices effectifs	120
4.2.2 Corrections de polarisation	124
4.4 Coefficients de couplage.....	126
4.5 Calcul de la transmission des coupleurs 2×2	129
4.6 Calcul de l'interfrange des coupleurs 2×2	136
4.7 Sensibilité thermique des coupleurs 2×2	137
CHAPITRE V RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX SUR LA STABILISATION ...	140
5.1 Caractéristiques du laser DFB utilisé	140
5.1.1. Description générale du laser	140
5.1.2. Mesure du spectre du laser	141
5.1.3. Courbe L-I	142
5.1.4. Variation de la fréquence en fonction de la température	144
5.1.5. Variation de la fréquence en fonction du courant d'injection.....	145
5.2 Circuits électroniques	148
5.2.1 Circuit de contrôle de courant.....	148
5.2.2 Circuit de contrôle de température.....	151
5.2.3 Montage du soustracteur	152
5.3 Résultats de Stabilisation	153
5.3.1 Montages expérimentaux	153
5.3.1.1 Commande extrémale.....	154
5.3.1.2 Contrôle à valeur de consigne	155
5.3.2 Stabilisation utilisant un interféromètre de Mach-Zehnder	156
5.3.2.1 Stabilisation par contrôle à valeur de consigne	157
5.3.2.2 Stabilisation par contrôle extrémale	160
5.3.3 Stabilisation utilisant un interféromètre de Fabry-Pérot	164
CONCLUSION	168
RÉFÉRENCES	172

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE A :	CHAMPS DES MODES VECTORIELS D'UNE FIBRE À	
	DEUX COUCHES	183
ANNEXE B	MÉTHODE PERTURBATIVE	186
ANNEXE C	LISTE DES PUBLICATIONS DE L'AUTEUR.....	190

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1 :	Intervalles de valeurs du paramètre U des différents types de mode	53
Tableau 2.2 :	Paramètres théoriques de fabrication d'un filtre passe-bas	77
Tableau 2.3 :	Paramètres expérimentaux de fabrication d'un filtre passe-bas	83
Tableau 3.1 :	Valeurs de la sensibilité thermique pour une fibre standard aux longueurs d'onde des télécommunications.	96
Tableau 5.1 :	Caractéristiques du laser	140
Tableau 5.2 :	Courant de seuil pour différentes valeurs de la température.	143
Tableau 5.3 :	Caractéristiques des coupleurs utilisés pour la fabrication du Mach-Zehnder.....	156

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : Variation de la sensibilité thermique du mode fondamental en fonction du rayon de la fibre pour $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.	14
Figure 1.2 : Interféromètre de Mach-Zehnder classique.	19
Figure 1.3 : Interféromètre de Mach-Zehnder tout-fibre.	19
Figure 1.4 : Représentation des deux bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder n'ayant pas la même longueur de fibre dénudée et gainée.	24
Figure 1.5 : Schéma d'un interféromètre Fabry-Pérot tout-fibre linéaire.	27
Figure 1.6 : Schéma d'un interféromètre de Fabry-Pérot à couplage transverse.	28
Figure 1.7 : Schéma d'un interféromètre de Fabry-Pérot linéaire à couplage croisé.	30
Figure 1.8 : Schéma d'un interféromètre de Fabry-Pérot tout-fibre à couplage direct.	31
Figure 1.9 : Courbe théorique de transmission d'un interféromètre de Fabry-Pérot tout-fibre à couplage direct.	32
Figure 1.10 : Courbe de la finesse de l'interféromètre de Fabry-Pérot tout-fibre à couplage direct en fonction du coefficient de couplage à la résonance.	34
Figure 1.11 : Schéma d'un interféromètre tout-fibre à couplage indirect.	34
Figure 1.12 : Courbe théorique de transmission d'un interféromètre de Fabry-Pérot tout-fibre à couplage indirect.	36
Figure 1.13 Schéma d'un interféromètre de Fabry-Pérot tout-fibre en transmission.	37

Figure 1.14 : Courbe théorique de transmittance d'un interféromètre de Fabry-Pérot tout-fibre en transmission	39
Figure 1.15 : Schéma d'un interféromètre de Fabry-Pérot tout-fibre à couplage direct.....	41
Figure 1.16 : Fonction de transfert d'un interféromètre de Fabry-Perot.	44
Figure 1.17 : Schéma d'un interféromètre de Michelson tout-fibre.	45
Figure 1.18 : Schéma d'un réflecteur tout-fibre.	46
Figure 1.19 : Courbe de la réflectibilité et la transmissibilité d'un réflecteur tout-fibre	47
Figure 2.1 : Profil d'indice de la fibre à 3 couches.....	50
Figure 2.2 : Courbes des indices effectifs des modes vectoriels d'une fibre effilée.	53
Figure 2.3 : Courbe des indices effectifs en fonction de V_{co} dans une fibre à trois couches (cœur, gaine optique et air).	57
Figure 2.4 : Courbe des indices effectifs en fonction de V_{co} dans une fibre à quatre couches (cœur, gaine optique interne, gaine optique externe et air).	57
Figure 2.5 : Courbe des indices effectifs de modes scalaires et de modes vectoriels en fonction du paramètre normalisé V dans une fibre effilée à deux couches (gaine optique et air).....	58
Figure 2.6 : Coefficients de couplage entre les trois premiers modes à symétrie circulaire pour une fibre à trois couches.	60
Figure 2.7 : Modèle de répartition de la chaleur pour la simulation du balayage.	62
Figure 2.8 : Profil de fibre effilée simulé sans balayage de la flamme avec les paramètres.	63

Figure 2.9 : Profil de fibre effilée simulé avec balayage de la flamme avec les paramètres.	63
Figure 2.10 : Rayon extérieur de la fibre en fonction de la longueur de battement Z_B pour les longueurs d'onde de $1,30\ \mu\text{m}$ et de $1,55\ \mu\text{m}$	65
Figure 2.11 Courbe d'étirage simulée d'une fibre effilée de longueur $L = 5\ \text{mm}$	66
Figure 2.12 : Courbe d'étirage expérimentale d'une fibre effilée de longueur $L = 5\ \text{mm}$ sans balayage.	66
Figure 2.13 : Évolution de la longueur de battement en fonction de l'étirage (théorie).	67
Figure 2.14 : Évolution de la longueur de battement en fonction de l'étirage (expérience).	67
Figure 2.15 : Évolution du rayon de la fibre en fonction de l'étirage (Théorie).	68
Figure 2.16 Évolution du rayon de la fibre en fonction de l'étirage (expérience).	68
Figure 2.17 : Courbe d'étirage de la fibre effilée dont le profil est montré à la Figure 2.9. Le calcul est fait avec 5 modes.	69
Figure 2.18 : Répartition des coefficients de couplage des trois premiers modes le long de la fibre effilée dont le profil est montré à la figure 2.8.	70
Figure 2.19 : Répartition des coefficients de couplage des trois premiers modes le long de la fibre effilée dont le profil est montré à la figure 2.9.	70
Figure 2.20 : Répartition de la puissance dans les quatre premiers modes de la fibre effilée montré aux figures 2.8 et 2.18.	71
Figure 2.21 : Répartition de la puissance dans les quatre premiers modes de la fibre effilée montré aux figures 2.9 et 2.19.	72

Figure 2.22 : Transmission simulée de la fibre effilée dont le profil est montré à la Figure 2.8 en fonction de la longueur d'onde.	73
Figure 2.23 : Transmission expérimentale en fonction de la longueur d'onde de la fibre effilée dont la courbe d'étirage est montré à la Figure 2.12.	73
Figure 2.24 : Transmission de la fibre effilée dont le profil est montré à la Figure 2.9 en fonction de la longueur d'onde.	74
Figure 2.25 : Longueurs de battement Z_B entre les trois premiers modes pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, en fonction du rayon de la fibre.	76
Figure 2.26 : Profils simulés d'un filtre spectral lors des différentes étapes de sa fabrication.	77
Figure 2.27 : Courbe d'étirage simulée d'un filtre passe-bas.	78
Figure 2.28 : Distribution des pentes normalisées le long du profil de filtre.	79
Figure 2.29 : Distribution des coefficients de couplage entre les trois premiers modes le long du profil du filtre ($\lambda = 1,3 \mu\text{m}$).	80
Figure 2.30 : Courbe de la transmission simulée du filtre passe-bas en fonction de la longueur d'onde pour les différentes étapes de fabrication.	81
Figure 2.31 : Distribution des quatre premiers modes le long du filtre passe-bas à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$	81
Figure 2.32 : Distribution des quatre premiers modes le long du filtre passe-bas à $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$	82
Figure 2.33 : Comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques sur la transmission d'un filtre spectral passe-bas.	84
Figure 2.34 : Courbes d'étirage expérimentales et théoriques des deux premières structures du filtre passe-bas.	84

Figure 3.1 : Représentation schématique d'un interféromètre modal avec ces deux segments extrêmes unimodaux et son segment médian multimode.	87
Figure 3.2 : Courbe de l'interfrange entre LP_{01} et LP_{02} en fonction de V_{co} pour une fibre standard à deux couches.	91
Figure 3.3 : Courbe de δn_{eff} en fonction du paramètre normalisé V_{co} pour une fibre à saut d'indice de 3 couches.	93
Figure 3.4 : Courbe de la sensibilité thermique d'une fibre à trois couches pour un interféromètre modal.	94
Figure 3.5 : Sensibilité thermique des trois premiers couples de modes à symétrie circulaire pour une fibre à trois couches.	96
Figure 3.6 : Sensibilité thermique entre les trois premiers modes pour une fibre à deux couches.	99
Figure 3.7 : Transmission en longueur d'onde d'un interféromètre modal tout-fibre.	101
Figure 3.8 : Frange achromatique pour une fibre effilée. Nous pouvons voir que tout de suite après cette frange, le deuxième mode est de moins en moins guidé.	102
Figure 3.9 : Déplacement expérimental d'une frange d'une fibre effilée en fonction de la température.	103
Figure 3.10 : Déplacement de la fréquence du maximum de transmission en fonction de la température.	103
Figure 3.11 : Courbe expérimentale de la transmission (en unité arbitraire) en fonction de la longueur d'onde pour deux chauffages différents.	104

Figure 3.12 Comparaison entre la mesure expérimentale et la théorie du déplacement des franges en fonction de la longueur d'onde pour une différence $\Delta T = 525^\circ\text{C}$.	105
Figure 3.13 Comparaison entre la mesure expérimentale et la théorie de l'interfranges en fonction de la longueur d'onde.	106
Figure 3.14 : Profil simulé de la fibre effilée insensible en température avec sa pente normalisée.	107
Figure 3.15 : Simulation de la réponse thermique d'une fibre effilée.	108
Figure 3.16 Répartition de la puissance dans les deux premiers modes à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.	109
Figure 4.1 : Représentation des profils d'indice du guide réel et du guide de référence. Les parties hachurées représentent la différence entre les deux profils.	112
Figure 4.2 : Différence entre les indices effectifs calculés par la méthode décrite au chapitre 2 et la présente méthode avec 30 modes.	117
Figure 4.3 : Convergence de l'indice effectif du mode fondamental en fonction du nombre de modes de référence pour différents inverses du taux de réduction	117
Figure 4.4 : Champ du supermode LP_{01} d'une fibre à trois couches.	118
Figure 4.5 : Champ du supermode LP_{02} d'une fibre à trois couches.	119
Figure 4.6 : Profil transversal du coupleur 2x2 fusionné étudié.	120
Figure 4.7 : Indices effectifs des six premiers supermodes d'un coupleur 2x2 complètement fusionné calculés par la méthode de série de modes.	121
Figure 4.8 : Champs des trois premiers supermodes pair d'un coupleur 2x2 complètement fusionné.	122

Figure 4.9 : Champs des trois premiers supermodes impairs d'un coupleur 2×2 complètement fusionné.	123
Figure 4.10 Évolution du paramètre Q_{zb} de correction de polarisation en fonction de ITR.	125
Figure 4.11 : Courbe des coefficients de couplage normalisés en fonction de la réduction du rayon.	127
Figure 4.12 : Critère d'adiabaticité en fonction de la réduction du rayon.	128
Figure 4.13 : Profil longitudinal et pentes normalisées d'un coupleur 2×2 sans balayage avec une flamme de 5 mm de large.	130
Figure 4.14 : Profil longitudinal et pentes normalisées d'un coupleur 2×2 sans balayage avec une flamme de 2 mm de large.	130
Figure 4.15 : Comparaison entre les pentes normalisées d'un coupleur étiré avec une flamme de 5 mm et le critère d'adiabaticité.	131
Figure 4.16 : Comparaison entre les pentes normalisées d'un coupleur étiré avec une flamme de 2 mm et le critère d'adiabaticité.	131
Figure 4.17 : Courbe simulée d'étirage d'un coupleur 2×2 sans balayage avec une flamme de 5 mm de large.	132
Figure 4.18 : Courbe simulée d'étirage d'un coupleur 2×2 avec une flamme de 5 mm de large (représentation des supermodes du coupleur).	133
Figure 4.19 : Courbe d'étirage expérimentale d'un coupleur 2×2 sans balayage ne présentant pas trop de couplage.	133
Figure 4.20 : Courbe simulée d'étirage d'un coupleur 2×2 avec une flamme de 2 mm de large.	134
Figure 4.21 : Courbe simulée d'étirage d'un coupleur 2×2 avec une flamme de 2 mm de large (représentation des supermodes du coupleur).	135

Figure 4.22 : Courbe d'étirage expérimentale d'un coupleur 2×2 sans balayage avec couplage moyen.	135
Figure 4.23 : Interfrange en longueur d'onde en fonction du paramètre normalisé V_{co} pour un coupleur 2×2 calculée par la méthode de série de modes.	137
Figure 4.24 Sensibilité thermique d'un coupleur 2×2 en fonction de ITR calculée par la méthode de série de modes.	138
Figure 5.1 : Schéma du boîtier du laser Fujitsu et ses divers constituants.	141
Figure 5.2 : Spectre en longueur d'onde du laser DFB Fujitsu utilisé lorsque le courant d'injection est de 35 mA.	142
Figure 5.3 : Courbe L-I du laser DFB utilisé.	142
Figure 5.4 : Variation du courant de seuil en fonction de la température.	143
Figure 5.5 : Détail du circuit de contrôle de la température.	144
Figure 5.6 : Courbe de la longueur d'onde d'émission du laser en fonction de la température.	145
Figure 5.7 : Transmission de l'interféromètre de Mach-Zehnder en fonction du courant d'injection.	146
Figure 5.8 : Courbe de l'interfrange (en mA) en fonction du courant d'injection.	147
Figure 5.9 : Courbe de la variation de la fréquence en fonction du courant d'injection.	147
Figure 5.10 : Schéma du circuit de contrôle de courant.	149
Figure 5.11 : Schéma du circuit de contrôle de courant.	149
Figure 5.12 : Schéma du circuit intégrateur.	150
Figure 5.13 : Schéma du circuit de contrôle de température.	152

Figure 5.14 : Schéma du circuit du soustracteur.	153
Figure 5.15 : Montage expérimental pour la commande extrême.	154
Figure 5.16 : Montage expérimental pour le contrôle à valeur de consigne.	155
Figure 5.17 : Interféromètre de Mach-Zehnder tout-fibre.	156
Figure 5.18 : Transmission en fonction du courant d'injection de l'interféromètre de Mach-Zehnder tout-fibre.	157
Figure 5.19 : Courbe de la différence des voltages en fonction de la variation de la fréquence optique du laser.	158
Figure 5.20 : Dérive de la fréquence du laser en régime libre.	159
Figure 5.21 : Dérive de la fréquence d'émission du laser en régime libre et en régime stabilisé.	160
Figure 5.22 : Courbe de la dérivée de la transmission d'un interféromètre de Mach-Zehnder tout-fibre en fonction de la fréquence.	161
Figure 5.23 : Trace de la dérive de la fréquence du laser en fonction du temps en régime libre.	162
Figure 5.24 : Trace du signal d'erreur lorsque la boucle d'asservissement est fermée.	162
Figure 5.25 : Stabilité de la fréquence du laser par rapport à l'interféromètre lorsque la boucle est ouverte ou fermée.	163
Figure 5.26 : Transmission en fréquence d'un interféromètre de Fabry-Pérot tout-fibre.	164
Figure 5.27 : Courbe de la dérivée de la transmission d'un interféromètre de Fabry-Pérot tout-fibre en fonction de la fréquence.	165

Figure 5.28 : Courbe de la dérivée de la transmission d'un interféromètre de Fabry-Pérot tout-fibre en fonction de la fréquence avec effet de polarisation.	166
Figure 5.29 : Courbe de la dérive de la fréquence du laser en régime stabilisé sur interféromètre Fabry-Pérot en fonction du temps.	167

LISTE DES SYMBOLES

β	Constante de propagation
c	Vitesse de la lumière
Δ	Paramètre de saut d'indice
E	Champ électrique
F	Finesse d'un interféromètre Fabry-Perot
ϕ	Phase des interféromètres
γ	Taux de perte dans un coupleur
H	Champ magnétique
$\mathcal{H}(x)$	Fonction de Heaviside
i	Nombre imaginaire $\sqrt{-1}$
κ	Taux de couplage d'un coupleur
k	Nombre d'onde
λ	Longueur d'onde
ν	Fréquence optique
$\mathcal{N}$	Nombre d'oscillation lors de l'étirage des fibres
n_{co}	Indice du cœur de la fibre
n_{eff}	Indice effectif d'un mode d'un guide
n_{ex}	Indice du milieu extérieur
n_{go}	Indice de la gaine optique
P_{11}, P_{12}	Coefficients de Pockels
Q_{zb}	Paramètre de polarisation
$\mathcal{R}$	Coefficient de réflexion (Ré flectance)

ρ_{co}	Rayon du cœur de la fibre
ρ_{go}	Rayon de la gaine optique
$\mathcal{T}$	Coefficient de transmission (Transmittance)
T	Température
V	Paramètre normalisé d'une fibre
ω	Fréquence angulaire
Ω	vitesse de rotation angulaire
Z_B	Longueur de battement
Z_{Bx}	Longueur de battement de la polarisation x
Z_{By}	Longueur de battement de la polarisation y

INTRODUCTION

Dans cette thèse, nous allons étudier les composants tout-fibre entrant dans la fabrication de références de fréquence pour stabiliser en fréquence les lasers à semi-conducteurs aux longueurs d'onde des télécommunications. Ces composants sont l'interféromètre de Mach-Zehnder, de Fabry-Perot et l'interféromètre modal.

Les lasers à semi-conducteurs présentent un intérêt non seulement pour les réseaux de télécommunications mais aussi pour toutes sortes d'applications telles que les capteurs (en particulier les gyroscopes à fibre (Ohtsu et Araki, 1987), les capteurs de température (Konan, 1993), les capteurs de contrainte (Valis, 1990), ...), la métrologie des longueurs, les horloges atomiques, les lidars... Pour de telles applications, une grande cohérence temporelle est requise.

Une des propriétés avantageuses des lasers est leur grande cohérence temporelle. Cependant, le degré de cohérence est influencé par plusieurs sources de bruit. Depuis l'invention du laser, de nombreuses tentatives ont été faites pour optimiser cette cohérence. Ces tentatives reviennent toutes à essayer d'obtenir une source lumineuse idéale, c'est-à-dire émettant une onde électromagnétique parfaitement sinusoïdale dans la région des fréquences optiques.

Même si les lasers à semi-conducteurs sont conçus et fabriqués avec grand soin, la cohérence temporelle de ce type de laser en régime non-asservi n'est pas assez performante pour des applications telles que la télécommunication optique cohérente et les mesures optiques cohérentes. De nombreuses applications requièrent donc l'addition de circuits électroniques ou de composants optiques externes. Ainsi, un miroir externe

est utilisé pour fournir une rétroaction optique qui réduit la largeur spectrale du laser (Duan, 1989; Favre, 1982).

Une méthode alternative consiste à stabiliser la fréquence centrale d'émission du laser en contrôlant électroniquement le courant d'injection du laser ou la température. C'est ce qu'on appelle la rétroaction électrique. Cette méthode requiert l'utilisation d'une référence spectrale stable.

Une des applications utilisant les sources lasers à semi-conducteurs stabilisées en fréquence est la communication optique cohérente. Ce type de télécommunication utilise le multiplexage en fréquence qui permettrait d'augmenter considérablement les capacités de transmission des systèmes en place.

En télécommunication actuelle, les signaux envoyés par fibre optique sont des impulsions lumineuses émises dans l'une des deux fenêtres de longueur d'onde (1,3 et 1,55 μm). Autour de ces longueurs d'onde, l'absorption par les ions OH^- présents dans les fibres optiques est minimale. Bien que l'on puisse transmettre à l'aide d'une seule longueur d'onde une très grande quantité d'information (plusieurs gigabits), le débit peut être augmenté en utilisant plusieurs longueurs d'onde dans une même fenêtre de transmission. C'est ce que l'on appelle le multiplexage en longueur d'onde. Ce multiplexage peut être réalisé en utilisant des lasers de longueurs d'onde distantes de quelques nanomètres de manière à obtenir des dizaines de canaux différents dans une même fenêtre de longueur d'onde. Pour les séparer à la sortie de la ligne, on utilise des coupleurs démultiplexeurs avec éventuellement des filtres spectraux. Pour les multiplexages plus serrés où la séparation des fréquences d'émission peut être de quelques dizaines de GHz, on utilisera une méthode d'hétérodynage avec un laser de référence.

Pour obtenir de telles séparations, il faut que les lasers utilisés possèdent une très bonne stabilité en fréquence. Malheureusement, les lasers à semi-conducteurs sont généralement instables. De fait, la longueur et l'indice de réfraction de la cavité laser sont très sensibles aux variations de température. La fréquence d'émission du laser est directement liée à ces paramètres par la relation

$$\nu_m = \frac{mc}{2nL}$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, L la longueur de la cavité (sensible à la température), n l'indice de réfraction du milieu (également sensible à la température et au courant d'injection) et m est un nombre entier. Pour les lasers à rétroaction distribuée (DFB pour distributed feedback), la variation de la longueur d'onde en fonction de la température est typiquement de $0,1 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ soit en fréquence de $12 \text{ GHz}/^\circ\text{C}$ à 1550 nm . Ainsi, même si le laser est stabilisé en température ($\pm 0,01 \text{ }^\circ\text{C}$), il en résulte quand même des fluctuations en fréquence de quelques centaines de MHz, d'où la nécessité de développer des techniques de stabilisation spectrale plus efficaces.

Des oscillateurs très stables dans le domaine des fréquences micro-ondes tels que les masers et les horloges atomiques au césium et rubidium, ont déjà été développés pour des applications de communications, mesure du temps, etc.... Ces techniques de stabilisation ont été appliquées aux lasers à semi-conducteurs.

Les références spectrales utilisées sont très variées. Elles peuvent être classées en deux catégories selon le type de référence utilisée : quantiques (atomiques, moléculaires) et interférométriques. Les stabilisations utilisant des références atomiques font intervenir bien souvent deux types de détection du signal d'erreur : la mesure du signal optogalvanique et la mesure de l'absorption. L'effet optogalvanique est la variation de

l'impédance de la décharge dans une ampoule à cathode creuse causée par le passage d'un rayonnement laser dont la fréquence d'émission coïncide avec celle d'une transition atomique. C'est cette variation qui est détectée et transformée en signal d'erreur. La méthode par absorption utilise une cellule contenant un gaz dans laquelle on fait passer un rayonnement laser. Ce rayonnement est absorbé si sa fréquence d'émission coïncide avec celle d'une transition atomique. La variation de l'intensité du faisceau sortant est mesurée et transformée en signal d'erreur.

Les références moléculaires sont utilisées habituellement avec de cellules dans lesquelles on fait traverser le faisceau laser et on y mesure l'absorption. Les raies proviennent de transition de type rotation-vibration. Elles sont très nombreuses mais leur position dépend de la température et de la pression.

Les stabilisations utilisant des références interférométriques ont essentiellement la même approche que précédemment. On se sert ici de la fonction de transfert d'un interféromètre comme discriminant de fréquence soit en utilisant un extremum de transmission, soit en comparant la transmission à une valeur de référence.

Les tableaux suivants font une rétrospective de la littérature sur les différentes références spectrales utilisées pour la stabilisation de lasers à semi-conducteurs.

Tableau 1 : stabilisations utilisant des références atomiques dans les trois principales régions des télécommunications.

Références	Atome	Longueur d'onde
(Yamaguchi et Suzuki, 1982)	Ar	8408 Å
(Tsuchida, 1982)	⁸⁵ Rb-D ₂	7800 Å
(Yamaguchi et Suzuki, 1983)	Kr	7695 Å
(Hori, 1983)	Cs-D ₂	8521 Å
(Villeneuve, 1987)	Rb	7800 Å
(Webb, 1988)	Rb	794 nm
(Suzuki et Yamaguchi, 1988)	Rb	800 nm
(Shay et Chung, 1990)	Rb	800 nm
(David et Gagné, 1990)	U	800 nm
(Hashimoto et Ohtsu, 1990)	⁸⁷ Rb	780 nm
(Levesque, 1991)	⁸⁷ Rb-D ₂	780 nm
(Kozuma, 1992)	⁸⁷ Rb	780 nm
(Vanninger, 1992)	Rb	790 nm
(Chung et Tkach, 1988)	Ar	1.3276 µm
(Chung, 1988)	Ar	1.2960 µm
(Chung, 1989)	Ar	1.2960 µm
(Chung et Roxlo, 1988)	Kr	1.5339 µm
(Menocal, 1989)	Ne	1.5231 µm

Tableau 2 : stabilisations utilisant des références moléculaires dans les trois principales régions des télécommunications.

Références	Molécule	Longueur d'onde
(Tsuchida, 1982)	H ₂ O	820 nm
(Smowton, 1992)	Iodine	670 nm
(Yamaguchi, 1982)	HF	1280 nm
(Yanagawa, 1984)	NH ₃	1519,6 nm
(Yanagawa, 1985)	NH ₃	1513,7 nm
(Pevtschin, 1987)	H ₂ O	819,3 nm
(Sudo, 1989)	¹² C ₂ H ₂	1531,89 nm
(Sudo, 1989)	¹³ C ₂ H ₂	1549,49 nm
(Sudo, 1990)	C ₂ H ₂	1,52-1,54 µm
(Sakai, 1990)	C ₂ H ₂	1536 nm
(Sakai, 1991)	C ₂ H ₂	1549,5 nm
(Sakai, 1992)	C ₂ H ₂	1,51-1,55 µm
(Latrassé, 1994)	C ₂ HD et ¹³ C ₂ H ₂	1530 nm

Tableau 3 : stabilisations utilisant des références interférométriques dans les trois principales régions des télécommunications.

BFP : Fabry-Pérot solide, *BBFP* : Fabry-Pérot biréfringent solide, *FFP* Fabry-Pérot tout-fibre, *FM* : Michelson tout-fibre, *FBR* : Reflecteur de Bragg tout-fibre.

Références	Interféromètre	Longueur d'onde
(Okoshi, 1980)	BFP	828 nm
(Favre 1980)	BFP	826 nm
(Ohtsu, 1985)	BFP	1550 nm
(Reich, 1986)	BFP	0,6-30 µm
(Tsuchida, 1987)	BFP	829 nm
(Tai, 1987)	FFP	830 nm
(Ohtsu, 1987)	FFP	1,55 µm
(Chung, 1988)	BFP	800 nm
(Ohtsu, 1990)	BFP	830 nm
(Chien, 1990)	FM	830 nm
(Braasch, 1992)	BBFP	800 nm
(Woodward, 1993)	FBR	1557.8 nm

Peu de travaux en stabilisation ont tiré parti des propriétés des fibres optiques. Leur utilisation présente de nombreux avantages tels que leur compacité, leur connexion aux réseaux à fibres et leur faible coût. Les sources lasers utilisées en télécommunication sont souvent vendues déjà connectées à une fibre. Aucun dispositif de couplage de lumière entre la source et l'interféromètre telle que des lentilles ne s'avère nécessaire. Pour des applications de télécommunication tout-fibre, la stabilisation de lasers par fibre permet à la lumière de ne jamais sortir de celle-ci et par le fait même de minimiser les pertes de puissance.

Les interféromètres tout-fibre susceptibles d'être utilisés pour la stabilisation de lasers n'ont jamais été étudiés par l'analyse modal. Cette analyse tient compte de l'influence de l'environnement sur le comportement du mode fondamental plutôt que sur les indices des matériaux du guide. Cette approche est plus réaliste et est indispensable pour traiter les guides multimodes. Il a fallu donc élaborer un modèle capable de calculer la transmission des interféromètres tout-fibre en fonction de conditions environnementales telles que la température et la pression.

Un des composants indispensables des interféromètres tout-fibre est le coupleur 2x2. Pour obtenir des interféromètres de grande précision, il faut des coupleurs de grande qualité. Pour fabriquer de tels composants, il faut bien maîtriser la théorie les caractérisant. Aucune étude n'avait jusqu'à maintenant décrit de manière précise les différents couplages entre les supermodes qui limitent le transfert complet de puissance d'une fibre à l'autre. Pour se faire, cette analyse requière un très bon calcul du champ permettant son évaluation aux différents interfaces du guide. Les méthodes utilisées jusqu'ici calculaient les champs en utilisant une discrétisation rectangulaire permettant mal une évaluation en un point quelconque du domaine. Voilà pourquoi, cela nous a

amené à utiliser une méthode représentant le champ dans un espace de fonctions au lieu de l'espace ordinaire. Ce type de description permet de s'affranchir du problème des conditions frontières. Ces fonctions étant définies sur tout l'espace, le champ des modes calculés peut ainsi être évalué en tout point.

Cette thèse se divise en cinq chapitres. Le premier chapitre présente la théorie des interféromètres tout-fibre et leur caractéristiques. Nous y décrivons leur conception, leur fonction de transfert et leur sensibilité aux facteurs extérieurs tels que la température et la pression. Dans le deuxième chapitre, nous décrivons en détail la théorie et les méthodes de calcul développées pour la modélisation des fibres effilées. Une application de ce modèle est montrée pour les filtres spectraux tout-fibre avec une étude comparative avec l'expérience. Dans le troisième chapitre, nous discutons plus en détail d'un type d'interféromètres tout-fibre que sont les interféromètres modaux qui présentent, sous certaines conditions, une insensibilité thermique. Des résultats expérimentaux seront montrés pour valider la théorie. Nous y décrivons également leur design, leur fonction de transfert et leur sensibilité thermique. Le quatrième chapitre donne une description des coupleurs 2x2 fusionnés. Nous y décrivons en détail la méthode numérique utilisée pour les modéliser ainsi que les propriétés telles que le couplage entre supermodes, la dépendance en polarisation et la sensibilité thermique. En conclusion, nous ferons un bref rappel des réalisations théoriques et expérimentales. Nous résumerons les différentes comparaisons effectuées. Puis, nous discuterons des travaux futurs envisagés utilisant les différentes techniques introduites dans cette thèse. Deux annexes sont présentées à la fin de la thèse. La première rappelle les champs de modes vectoriels d'une fibre à deux couches. La dernière donne une description du calcul des supermodes d'un coupleur par une méthode perturbative donnant les

supermodes comme des combinaisons linéaires des modes des fibres individuelles. Le dernier chapitre concerne la partie expérimentale de la stabilisation. Il décrit les différentes mesures expérimentales qui caractérisent le laser DFB utilisé pour la stabilisation ainsi que les différents circuits électroniques utilisés pour le contrôle du laser. La dernière partie de ce chapitre donne les résultats expérimentaux des différentes stabilisations effectuées utilisant les interféromètres de Mach-Zehnder et Fabry-Perot.

CHAPITRE I

LES INTERFÉROMÈTRES CLASIQUES TOUT-FIBRE

Dans ce chapitre, nous allons traiter des différents types d'interféromètres tout-fibre que l'on pourrait utiliser pour la stabilisation de lasers à semiconducteurs. Nous y décrirons leur fonction transmission, le calcul de leur interférence et de leur sensibilité aux facteurs extérieurs (température, pression). La sensibilité thermique est importante pour connaître la qualité de la stabilisation que nous développerons en détail dans la section suivante.

Dans un premier temps, nous allons étudier les deux facteurs extérieurs les plus importants : la température et la pression.

1.1. Sensibilité thermique

La sensibilité thermique de la phase d'un mode se propageant dans une fibre optique est importante dans de nombreuses applications. Par exemple, elle est une source importante de bruit pour les capteurs interférométriques qui mesurent autre chose que la température.

Le déphasage d'une onde se propageant dans une fibre optique sur une longueur L est donnée par la relation

$$\phi = \beta L = k n_{eff} L = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} L \quad (1.1.1)$$

où β est la constante de propagation du mode, n_{eff} est son indice effectif et k est le nombre d'onde dans le vide.

Lorsque n_{eff} et L sont modifiés par un changement température ΔT , il en résulte un changement de phase. Ce changement est souvent interprété comme une variation de l'état d'interférence pour une longueur d'onde donnée. Dans le cadre de cette thèse, nous allons plutôt l'interpréter comme l'équivalent d'une variation de fréquence optique pour un état d'interférence donné, un extremum par exemple. Cette seconde interprétation sera utile pour mesurer la stabilité optique d'un laser lorsque celui-ci est bloqué sur un extremum de transmission d'un interféromètre.

Calculons d'abord le changement relatif de phase en faisant l'approximation du guidage faible, c'est-à-dire que l'indice effectif du mode fondamental est à peu près égal à l'indice du cœur de la fibre ($n_{\text{eff}} \approx n_{\text{co}}$) :

$$\left. \frac{\Delta\phi}{\phi} \right|_{v=\text{cte}} = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \Delta T + \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \Delta T \quad (1.1.2)$$

avec [49]

$$\begin{aligned} \frac{dn_{\text{co}}}{dT} &= 1 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \\ \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} &= 5 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \end{aligned} \quad (1.1.3)$$

En prenant comme valeur de l'indice du cœur $n_{\text{co}} = 1,45$, nous obtenons la variation relative de phase : $\frac{1}{\phi} \frac{\Delta\phi}{\Delta T} = 0,74 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$.

Maintenant, calculons l'équivalent de la variation de fréquence optique correspondant à un état d'interférence fixe :

$$\frac{d}{dT}(\phi) = \frac{d}{dT}(k n_{\text{co}} L) = \frac{d}{dT} \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{co}} L \right) = 0 \quad (1.1.4.a)$$

$$\frac{n_{\text{co}} L}{c} \frac{dv}{dT} + \frac{L}{\lambda} \frac{dn_{\text{co}}}{dT} + \frac{n_{\text{co}}}{\lambda} \frac{dL}{dT} = 0 \quad (1.1.4.b)$$

$$\frac{dv}{dT} = -\frac{c}{\lambda} \left\{ \frac{1}{n_{\text{co}}} \frac{dn_{\text{co}}}{dT} + \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right\} \quad (1.1.4.c)$$

Cette variation de fréquence optique correspondant à un même état d'interférence en fonction de la température sera appelée sensibilité thermique. Pour les valeurs des indices et de la longueur d'onde qui nous intéressent ($n_{co} = 1,45$ et $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$), nous obtenons

$$\frac{dv}{dT} = -1,43 \text{ GHz}^\circ\text{C}^{-1} \quad (1.1.5)$$

$d\phi/dT$ est relié à dv/dT par

$$\left. \frac{dv}{dT} \right|_{\phi=\text{cte}} = -\frac{c}{\lambda} \frac{1}{\phi} \left. \frac{d\phi}{dT} \right|_{v=\text{cte}} \quad (1.1.6)$$

Nous pouvons calculer la variation de phase de façon plus précise en considérant les contraintes axiale et radiale sur l'indice de réfraction dues au changement de température : (Lagakos, 1981)

$$\frac{\Delta\phi}{\phi} = \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta n}{n} = \varepsilon_z + \frac{1}{n} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_\rho \Delta T + \left(\frac{\delta n}{n} \right)_T \quad (1.1.7)$$

où ε_z est la contrainte axiale dans le cœur due au changement de longueur. Le second terme est la contribution de la variation de l'indice en fonction de la température pour une densité constante. Le dernier terme est relié à l'effet photoélastique, c'est-à-dire la variation de l'indice due au changement de densité de la silice. Il peut être exprimé en fonction des contraintes et des coefficients élasto-optiques ou coefficients de Pockels (Hocker, 1979).

$$\frac{\Delta\phi}{\phi \Delta T} = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_\rho + \frac{1}{\Delta T} \left\{ \varepsilon_z - \frac{n^2}{2} [(P_{11} + P_{12})\varepsilon_r + P_{12}\varepsilon_z] \right\} \quad (1.1.8)$$

P_{11} et P_{12} sont les coefficients de Pockels du cœur et ε_r est la contrainte radiale du cœur. Les coefficients ε_r et ε_z peuvent être assimilés au coefficient de dilatation. Les valeurs des constantes sont

$$\begin{aligned}
P_{11} &= 0,126 \\
P_{12} &= 0,27 \\
\frac{1}{n} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_\rho &= 0,68 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \\
\frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial T} &\approx \frac{\epsilon_z}{\Delta T} \approx \frac{\epsilon_r}{\Delta T} = 5 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}
\end{aligned} \tag{1.1.9}$$

Nous évaluons alors la variation relative de la phase

$$\frac{\Delta \phi}{\phi \Delta T} = 0,7 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \tag{1.1.10}$$

ce qui correspond pour $\lambda = 1,55 \text{ } \mu\text{m}$ à une sensibilité thermique de la fréquence de

$$\frac{\Delta \nu}{\Delta T} = -1,35 \text{ GHz } ^\circ\text{C}^{-1} \tag{1.1.11}$$

Ces calculs ne tiennent pas compte de la gaine protectrice de plastique qui entoure la fibre. En tenant compte des contraintes supplémentaires dues à la gaine de plastique, nous obtenons comme variation de phase (Lagakos, 1981) :

$$\frac{\Delta \phi}{\phi \Delta T} = 1,8 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \tag{1.1.12}$$

ce qui correspond à une sensibilité thermique de

$$\frac{\Delta \nu}{\Delta T} = -3,48 \text{ GHz } ^\circ\text{C}^{-1} \tag{1.1.13}$$

La présence de la gaine protectrice de plastique fait presque tripler la valeur de la sensibilité thermique.

Si nous voulons calculer de façon exacte la variation de la phase, nous devons utiliser l'indice effectif du mode se propageant dans la fibre et l'équation 1.1.7 devient

$$\frac{\Delta \phi}{\phi} = \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} \tag{1.1.14}$$

ce qui nous donne comme variation de fréquence :

$$\frac{d\nu}{dT} = -\frac{c}{\lambda} \left\{ \frac{1}{n_{\text{eff}}} \frac{dn_{\text{eff}}}{dT} + \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right\} \quad (1.1.15)$$

La variation de l'indice effectif est directement reliée à la variation du profil d'indice de la fibre. L'indice effectif et sa variation sont calculés en résolvant l'équation aux valeurs propres de la fibre (Black, in preparation). Cette équation sera décrite en détail au chapitre suivant. Pour les fibres standard de télécommunication, $d\nu/dT$ calculé selon les Équations 1.1.15 et 1.14.c donne sensiblement le même résultat car la valeur de l'indice effectif du mode est située entre celles du cœur et de la gaine optique distantes de $4,5 \cdot 10^{-3}$. Ceci a été vérifié numériquement pour différents rayons de fibre.

Nous remarquons que pour une faible réduction de rayon, la sensibilité thermique garde pratiquement la même valeur.

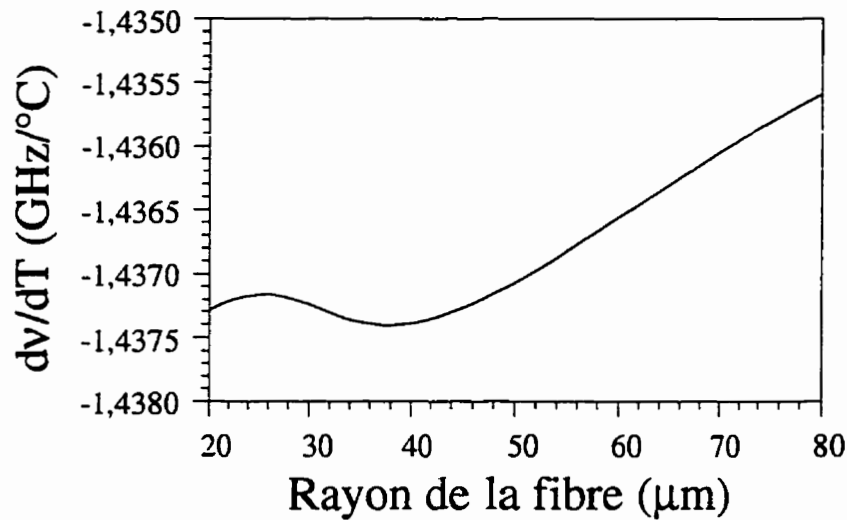


Figure 1.1 : Variation de la sensibilité thermique du mode fondamental en fonction du rayon pour une fibre optique standard des télécommunications pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

Les résultats obtenus varient selon le type de fibre utilisée. Ainsi, pour les fibres avec une gaine optique interne dopée au bore telles que les fibres à gaine semi-enterrée, la sensibilité thermique n'est plus la même étant donné que cette couche n'a pas tout à fait les mêmes propriétés que la silice. L'expansion thermique de ce matériau est

$$\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} = 10,2 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \quad (1.1.16)$$

En conclusion, la sensibilité thermique des interféromètres tout-fibre est tout-à-fait comparable à celle des références spectrales moléculaires qui est également de l'ordre de quelques GHz/°C (Pevtschin et Ezekiel, 1987).

1.2. Sensibilité à la pression

Les contraintes de pression s'exerçant sur la fibre influencent également la phase de l'onde guidée.

$$\frac{\Delta\phi}{\phi} = \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta\beta}{\beta} \quad (1.2.1)$$

Le premier terme représente l'effet d'un changement de la longueur de la fibre et peut s'écrire : (Hocker, 1979)

$$\frac{\Delta L}{L} = -(1 - 2\mu) \frac{P}{E} \quad (1.2.2)$$

où μ est le coefficient de Poisson, P la pression isotrope exercée et E le module de Young.

Le deuxième terme de l'équation.1.2.1. représente l'effet du changement de β . Ce dernier provient du changement de l'indice de la fibre et du changement du rayon du cœur ρ_{co} .

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{1}{\beta} \left(\frac{\partial\beta}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial\beta}{\partial \rho_{co}} \Delta \rho_{co} \right) \quad (1.2.3)$$

Pour une fibre monomode standard, l'indice effectif est à peu près égal à l'indice du cœur (saut d'indice de $4,5 \cdot 10^{-3}$) et par conséquent nous pouvons faire l'approximation :

$$\frac{\partial \beta}{\partial n} \approx \frac{d}{dn}(kn) = k \quad (1.2.4)$$

La variation de l'indice est donnée par l'expression [49] :

$$\Delta n = \frac{1}{2} n^3 (1 - 2\mu) (2P_{12} + P_{11}) \frac{P_r}{E} \quad (1.2.5)$$

où P_{11} et P_{12} sont les coefficients de Pockels déjà décrits plus haut.

Le second terme de l'équation 1.2.3 fait intervenir la variation de β en fonction du rayon du cœur de la fibre. Pour une fibre standard monomode, ce terme est négligeable comparativement aux autres.

Mettons maintenant tous les termes ensemble.

$$\frac{\Delta \phi}{\phi} = -(1 - 2\mu) \frac{P_r}{E} + \frac{1}{2} n^2 (1 - 2\mu) (2P_{12} + P_{11}) \frac{P_r}{E} \quad (1.2.6.a)$$

$$\frac{\Delta \phi}{\phi} = (1 - 2\mu) \left(\frac{1}{2} n^2 (2P_{12} + P_{11}) - 1 \right) \frac{P_r}{E} \quad (1.2.6.b)$$

Utilisons les valeurs des différentes constantes pour la silice :

$$\begin{aligned} E &= 7,0 \times 10^{10} \text{ N.m}^{-2} \\ \mu &= 0,17 \\ P_{11} &= 0,126 \\ P_{12} &= 0,27 \end{aligned} \quad (1.2.7)$$

Si $P_z = P_r = P$, il en résulte comme changement de phase :

$$\frac{\Delta \phi}{\phi} = -2,83 \times 10^{-12} P \quad (1.2.8)$$

où la pression en exprimer en pascal, ce qui correspond en terme de variation de fréquence à

$$\frac{\Delta \nu}{P} = 547 \text{ Hz Pa}^{-1} \quad (1.2.9)$$

Cette variation peut paraître grande lorsque l'on pense que la pression atmosphérique peut varier de plusieurs kPa. Mais en fait, les interféromètres peuvent être emballés de manière hermétique, sous vide par exemple, de telle sorte que la pression à l'intérieur de l'emballage ne varie presque pas.

De plus, nous pouvons remarquer que la sensibilité à la pression est parfois jumelée à celle de la température. En effet, quand il y a variation de température dans un emballage hermétique, il y a également variation de pression.

1.3. Calcul de l'interfrange

Pour les interféromètres classiques, les interfranges en fréquence $\Delta \nu$ et en longueur d'onde et $\Delta \lambda$ sont :

$$\Delta \nu = \frac{c}{n \Delta L} \quad \text{et} \quad \Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{n \Delta L}, \quad (1.3.1)$$

où n est l'indice du milieu et ΔL est la différence de chemin entre les deux bras de l'interféromètre.

Mais pour les interféromètres tout-fibre, l'indice n est remplacé par l'indice effectif du mode fondamental de la fibre.

$$\Delta \lambda \frac{d}{d\lambda}(\beta \Delta L) = 2\pi \quad (1.3.2.a)$$

$$-\frac{\lambda^2}{c} \Delta \nu \frac{d}{d\lambda}(\beta \Delta L) = 2\pi \quad (1.3.2.b)$$

et donc,

$$\Delta \nu = \frac{c}{\Delta L \left\{ n_{\text{eff}} - \lambda \frac{dn_{\text{eff}}}{d\lambda} \right\}} \quad (1.3.3)$$

En général, le terme contenant la variation de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde est très faible comparé à la grandeur de l'indice. Pour les interféromètres tout-fibre monomode, $n_{\text{eff}} = n_{\text{co}}$ et l'interfrange peut s'écrire approximativement

$$\Delta \nu = \frac{c}{n_{\text{co}} \Delta L}, \quad (1.3.4)$$

Cette expression est identique à celle d'un interféromètre classique (1.3.1).

Nous rappelons la correspondance entre l'interfrange en fréquence et en longueur d'onde qui est

$$\Delta \nu = -\frac{c}{\lambda^2} \Delta \lambda \quad (1.3.5)$$

1.4. Interféromètre de Mach-Zehnder tout-fibre

Un interféromètre de Mach-Zehnder est constitué de deux bras parcourus dans le même sens par une partie de la lumière incidente. Les deux bras n'ayant pas la même longueur, les deux faisceaux se déphasent l'un par rapport à l'autre et interfèrent aux sorties .

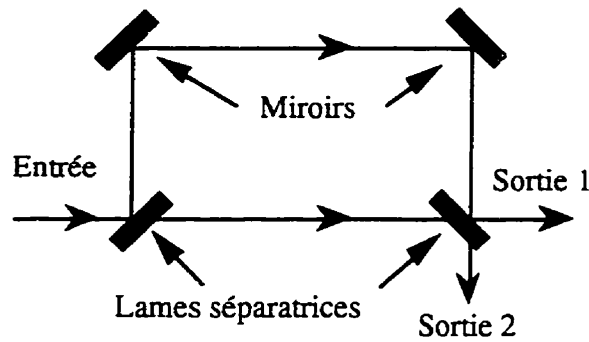


Figure 1.2 : Interféromètre de Mach-Zehnder classique.

Dans la version tout-fibre, les lames séparatrices sont remplacées par deux coupleurs dont les sorties et entrées sont reliées. Une analyse détaillée de ces coupleurs sera faite au chapitre 4. La figure 1.4 nous montre le schéma d'un tel interféromètre.

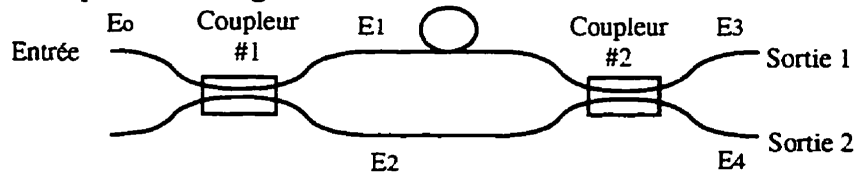


Figure 1.3 : Interféromètre de Mach-Zehnder tout-fibre.

Ainsi, les fibres reliant les deux coupleurs constituent les deux bras de l'interféromètre.

Pour le calcul de la fonction de transfert de cet interféromètre, nous allons utiliser le modèle simple du coupleur 2×2. La matrice de transfert de ce type de coupleur peut s'écrire (Lacroix et Gonthier, 1994)

$$T_{2 \times 2}(\alpha) = \sqrt{1 - \gamma} \exp(i\bar{\alpha}) \begin{bmatrix} \cos \alpha & i \sin \alpha \\ i \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \quad (1.4.1)$$

avec

$$\begin{aligned} \bar{\alpha} &= \int_0^L \frac{\beta_{01}(z) + \beta_{11}(z)}{2} dz \\ \alpha &= \int_0^L \frac{\beta_{01}(z) - \beta_{11}(z)}{2} dz \end{aligned} \quad (1.4.2)$$

où β_{01} et β_{11} sont respectivement les constantes de propagation des deux premiers supermodes guidés par le coupleur soient les modes LP_{01} et LP_{11} et γ le taux de perte de puissance du coupleur. Le calcul de ces surpermodes sera détaillé au chapitre 4.

Notons γ_1, γ_2 les pertes de puissance dans les deux coupleurs. Les champs dans les deux fibres à la sortie du premier coupleur s'écrivent :

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} = T_1 \begin{pmatrix} E_0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.4.3)$$

et donc avec (1.4.1)

$$\begin{cases} E_1 = \sqrt{1 - \gamma_1} e^{i\bar{\alpha}_1} \cos \alpha_1 E_0 \\ E_2 = i\sqrt{1 - \gamma_1} e^{i\bar{\alpha}_1} \sin \alpha_1 E_0 \end{cases} \quad (1.4.4)$$

Nous notons un déphasage de $\pi/2$ entre l'onde incidente et l'onde couplée. Nous pouvons définir un taux de couplage en puissance κ tel que

$$\kappa = \sin^2 \alpha \quad (1.4.5)$$

Le coupleur divise la puissance en deux parties égales lorsque $\alpha = (2n+1)\pi/4$ où n est un entier. Les champs dans les deux fibres, après le deuxième coupleur, s'écrivent :

$$\begin{pmatrix} E_3 \\ E_4 \end{pmatrix} = T_2(\alpha_2) \begin{pmatrix} e^{i\beta L_1} & 0 \\ 0 & e^{i\beta L_1} \end{pmatrix} T_1(\alpha_1) \begin{pmatrix} E_0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.4.6)$$

où en développant

$$\begin{cases} E_3 = \sqrt{1 - \gamma_1} \sqrt{1 - \gamma_2} e^{i(\bar{\alpha}_1 + \bar{\alpha}_2)} [e^{i\beta L_1} \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 - e^{i\beta L_2} \sin \alpha_2 \sin \alpha_1] E_0 \\ E_4 = i\sqrt{1 - \gamma_1} \sqrt{1 - \gamma_2} e^{i(\bar{\alpha}_1 + \bar{\alpha}_2)} [e^{i\beta L_1} \cos \alpha_1 \sin \alpha_2 + e^{i\beta L_2} \cos \alpha_2 \sin \alpha_1] E_0 \end{cases} \quad (1.4.7)$$

Les transmittances des deux sorties sont données par les expressions :

$$\begin{cases} \mathcal{T}_1 = (1 - \gamma_1)(1 - \gamma_2) [\cos^2 \alpha_1 \cos^2 \alpha_2 + \sin^2 \alpha_1 \sin^2 \alpha_2 - \\ \quad 2 \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 \sin \alpha_1 \sin \alpha_2 \cos \beta \Delta L] \\ \mathcal{T}_2 = (1 - \gamma_1)(1 - \gamma_2) [\cos^2 \alpha_2 \sin^2 \alpha_1 + \cos^2 \alpha_1 \sin^2 \alpha_2 + \\ \quad 2 \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 \sin \alpha_1 \sin \alpha_2 \cos \beta \Delta L] \end{cases} \quad (1.4.8)$$

où $\Delta L = L_1 - L_2$ est la différence de longueur des deux bras. Cette expression peut également s'écrire en terme du taux de couplage.

$$\begin{cases} \mathcal{T}_1 = (1 - \gamma_1)(1 - \gamma_2) [(1 - \kappa_1)(1 - \kappa_2) + \kappa_1 \kappa_2 - \\ \quad 2\sqrt{(1 - \kappa_1)(1 - \kappa_2)} \kappa_1 \kappa_2 \cos \beta \Delta L] \\ \mathcal{T}_2 = (1 - \gamma_1)(1 - \gamma_2) [(1 - \kappa_1)(1 - \kappa_2) + \kappa_1 \kappa_2 + \\ \quad 2\sqrt{(1 - \kappa_1)(1 - \kappa_2)} \kappa_1 \kappa_2 \cos \beta \Delta L] \end{cases} \quad (1.4.9)$$

Si les deux coupleurs sont identiques, les transmittances deviennent :

$$\begin{cases} \mathcal{T}_1 = (1 - \gamma)^2 [\cos^4 \alpha + \sin^4 \alpha - 2 \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha \cos \beta \Delta L] \\ \mathcal{T}_2 = (1 - \gamma)^2 2 \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha (1 + \cos \beta \Delta L) \end{cases} \quad (1.4.10)$$

ou encore

$$\begin{cases} \mathcal{T}_1 = (1 - \gamma)^2 [1 - 2 \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha (1 + \cos \beta \Delta L)] \\ \mathcal{T}_2 = (1 - \gamma)^2 2 \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha (1 + \cos \beta \Delta L) \end{cases} \quad (1.4.11)$$

Une des propriétés de l'interféromètre de Mach-Zehnder, comme de tous les interféromètres à deux ondes, est que les transmissions des sorties sont complémentaires. Cela se vérifie à l'aide de l'équation 1.4.11 :

$$\mathcal{T}_1 + \mathcal{T}_2 = (1 - \gamma_1)(1 - \gamma_2) \quad (1.4.12)$$

Ce qui est égal à l'intensité totale transmise par l'interféromètre.

La somme des transmissions des deux sorties ne dépend donc pas de la différence de phase entre les bras. Considérons maintenant la différence entre les deux transmissions :

$$\mathcal{T}_1 - \mathcal{T}_2 = (1 - \gamma_1)(1 - \gamma_2) [\cos 2\alpha_1 \cos 2\alpha_2 - \sin 2\alpha_1 \sin 2\alpha_2 \cos(\beta\Delta L)] \quad (1.4.13)$$

Si α_1 et α_2 égale $\pi/4$, c'est-à-dire que les coefficients κ_1 et κ_2 valent $1/2$, alors la différence devient :

$$\mathcal{T}_1 - \mathcal{T}_2 = -(1 - \gamma_1)(1 - \gamma_2) \cos(\beta\Delta L) \quad (1.4.14)$$

La différence des intensités sortant des deux bras varie sinusoïdalement avec β . Cette propriété nous sera utile pour la stabilisation du laser utilisant ce type d'interféromètre.

1.4.1. L'interfrange

Comme calculé dans la section précédente, l'interfrange en fréquence $\delta\nu$ d'un interféromètre de Mach-Zehnder tout-fibre s'écrit :

$$\delta\nu = \frac{c}{\Delta L \left\{ n_{eff} - \lambda \frac{dn_{eff}}{d\lambda} \right\}} \quad (1.4.15)$$

Pour ce type d'interféromètre, la variation de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde est très faible comparée à sa grandeur. L'interfrange devient, pour des indices voisins de 1,45 :

$$\delta\nu = \frac{c}{\Delta L n_{co}} = \frac{0,207}{\Delta L} \text{ GHz} \quad (1.4.16)$$

1.4.2. Calcul de la sensibilité thermique

Comme montré dans la section précédente, pour calculer la sensibilité thermique, il faut annuler la dérivée de la phase en fonction de la température T de manière à obtenir la variation de fréquence correspondant au changement de phase.

$$\frac{d}{dT} \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} \Delta L \right) = 0 \quad (1.4.17.a)$$

$$\frac{dv}{dT} = -\frac{c}{\lambda} \left\{ \frac{1}{n_{\text{eff}}} \frac{dn_{\text{eff}}}{dT} + \frac{1}{\Delta L} \frac{d\Delta L}{dT} \right\} \quad (1.4.17.b)$$

La variation thermique de la différence des longueurs des fibres dépend de chacun des deux bras.

$$\frac{1}{\Delta L} \frac{d\Delta L}{dT} = \frac{1}{L_1 - L_2} \left(\frac{dL_1}{dT} - \frac{dL_2}{dT} \right) \quad (1.4.18)$$

A priori, les deux bras sont thermiquement indépendants. S'ils fluctuent dans le même sens et en sachant que $\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} = 5 \times 10^{-7}$ [49], alors :

$$\frac{1}{\Delta L} \frac{d\Delta L}{dT} = 5 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \quad (1.4.19)$$

Par contre, s'ils fluctuent dans des sens contraires, alors :

$$\frac{1}{\Delta L} \frac{d\Delta L}{dT} = \frac{L_1 + L_2}{\Delta L} 5 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}, \quad (1.4.20)$$

ce qui augmente fortement la sensibilité si L_1 et L_2 sont grands devant leur différence. Il est donc préférable que les bras de cet interféromètre soient constitués de fibres courtes.

La variation thermique de l'indice effectif du mode de la fibre est approximativement égale à la variation de l'indice du cœur de la fibre. La sensibilité thermique devient :

$$\frac{dv}{dT} = -\frac{c}{\lambda} \left\{ \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} + \frac{1}{\Delta L} \frac{d\Delta L}{dT} \right\} \quad (1.4.21)$$

Si les deux bras fluctuent dans le même sens et en sachant que $\frac{dn}{dT} = 1 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ [49] et $n \approx 1,45$ alors

$$\frac{dv}{dT} \approx -\frac{c}{\lambda} (7,397 \times 10^{-6}) \quad (1.4.22)$$

Pour $\lambda = 1,55 \text{ } \mu\text{m}$, la sensibilité est de $1,43 \text{ GHz / } ^\circ\text{C}$ cf (1.1.5).

Par contre si la température des deux bras fluctue en sens contraire, nous obtenons pour $l_1 = 1 \text{ m}$ et $l_2 = 1,04 \text{ m}$

$$\frac{dv}{dT} \approx -\frac{c}{\lambda} (3,55 \times 10^{-5}) \quad (1.4.23)$$

Pour $\lambda = 1,55 \text{ } \mu\text{m}$, la sensibilité est de $6,87 \text{ GHz / } ^\circ\text{C}$.

1.4.3. Mach-Zehnder tout-fibre compensé

Grâce aux sensibilités thermiques différentes entre les fibres gainées et non-gainées, il serait possible de compenser la fluctuation thermique en jouant avec la longueur des fibres avec et sans gaine protectrice (figure 1.5).

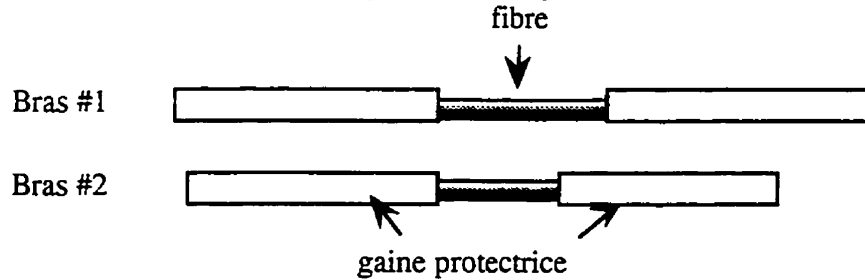


Figure 1.4 : Représentation des deux bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder n'ayant pas la même longueur de fibre dénudée et gainée.

Supposons que le bras #n a une longueur L_{nf} de fibre dénudée et L_{ng} de fibre gainée. La phase de l'interféromètre s'écrit :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_f L_{1f} + n_g L_{1g} - n_f L_{2f} - n_g L_{2g}) \quad (1.4.24)$$

où n_f et n_g sont les indices de la fibre sans et avec gaine protectrice. Les valeurs de ces indices sont les mêmes. Mais ils ont des comportements thermiques différents, c'est-à-dire que leurs dérivées en fonction de la température diffèrent à cause des contraintes mécaniques qui sont différentes (voir 1.1).

Calculons maintenant la variation thermique de la phase,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dT} \varphi = k \left\{ \frac{dn_f}{dT} (L_{1f} - L_{2f}) + \frac{dn_g}{dT} (L_{1g} - L_{2g}) \right. \\ \left. + n_f \left(\frac{d}{dT} L_{1f} - \frac{d}{dT} L_{2f} \right) + n_g \left(\frac{d}{dT} L_{1g} - \frac{d}{dT} L_{2g} \right) \right\} \end{aligned} \quad (1.4.25)$$

En utilisant les relations donnant les coefficients de dilatation de la fibre sans et avec gaine protectrice, nous avons

$$\alpha = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \quad (1.4.26)$$

Comme la température varie également dans chaque bras, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dT} \varphi = k \left\{ \frac{dn_f}{dT} (L_{1f} - L_{2f}) + \frac{dn_g}{dT} (L_{1g} - L_{2g}) \right. \\ \left. + n_f \alpha_f (L_{1f} - L_{2f}) + n_g \alpha_g (L_{1g} - L_{2g}) \right\} \end{aligned} \quad (1.4.27)$$

ou encore

$$\begin{aligned} \frac{d}{dT} \varphi = k \left\{ \left[\frac{dn_f}{dT} + n_f \alpha_f \right] (L_{1f} - L_{2f}) \right. \\ \left. + \left[\frac{dn_g}{dT} + n_g \alpha_g \right] (L_{1g} - L_{2g}) \right\} \end{aligned} \quad (1.4.28)$$

En prenant les valeurs données par les équations 1.1.10 et 1.1.12 [50], nous pouvons écrire :

$$\frac{d}{dT} \varphi = k \left\{ 0,7 \times 10^{-5} n_f (L_{1f} - L_{2f}) + 1,8 \times 10^{-5} n_g (L_{1g} - L_{2g}) \right\} \quad (1.4.29)$$

En connaissant la différence de longueur ΔL entre les deux bras.

$$\Delta L = L_{1f} + L_{1g} - (L_{2f} + L_{2g}) \quad (1.4.30)$$

L'équation 1.4.29 peut alors s'écrire avec $n_f = n_g$:

$$\frac{d}{dT} \varphi = kn \left\{ 0,7 \times 10^{-5} \Delta L + 2,5 \times 10^{-5} (L_{1g} - L_{2g}) \right\} \quad (1.4.31)$$

La condition à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ pour que la variation de la phase soit nulle est :

$$L_{1g} - L_{2g} = -0,28 \Delta L \quad (1.4.32)$$

Nous remarquons que c'est le bras le plus court qui doit avoir la fibre gainée la plus longue. En annulant la variation de la phase, l'interféromètre devient insensible à la température.

Ainsi, il est possible d'obtenir un système de compensation thermique pour les interféromètres de Mach-Zehnder tout-fibre.

1.5. Interféromètres de Fabry-Pérot en fibre

Cette catégorie d'interféromètres présente un grand nombre de possibilités d'utilisation. Cinq types de FFP (Fiber Fabry-Perot) vont être décrits dont deux sont des Fabry-Pérot tout-fibre à miroirs. Expérimentalement, nous n'utiliserons qu'un seul type.

Le premier FFP fabriqué est constitué d'un bout de fibre à faces clivées et traitées. Le deuxième est l'interféromètre Fabry-Pérot à couplage transverse constitué d'un coupleur dont les faces clivées de l'une des fibres sont rendues réfléchissantes. Le troisième est l'interféromètre Fabry-Pérot à couplage direct d'une fibre à laquelle on fusionne une autre fibre repliée en boucle. Le quatrième est à couplage indirect, l'interféromètre étant constitué d'une seule fibre repliée et fusionnée à elle-même.

Enfin, le dernier est constitué de deux coupleurs et dont le deuxième sert de sortie pour la puissance.

1.5.1. Interféromètres de Fabry-Pérot linéaire à miroirs

Le premier type est le plus couramment utilisé surtout pour les applications telles que les capteurs tout-fibre [3, 53]. Il est simplement constitué d'un bout de fibre dont les deux extrémités clivées sont traitées pour les rendre réfléchissantes. La figure 1.6 nous montre un tel interféromètre.

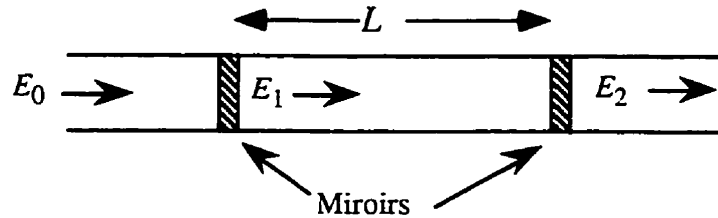


Figure 1.5 : Schéma d'un interféromètre Fabry-Pérot tout-fibre linéaire.

Les relations entre les différents champs électriques s'écrivent :

$$\begin{cases} E_1 = t_1 E_0 + r_2 r_1 e^{2i\beta L} E_1 \\ E_2 = t_2 e^{i\beta L} E_1 \end{cases} \quad (1.5.1)$$

où t_i et r_i sont respectivement les coefficients de transmission et de réflexion du $i^{\text{ème}}$ miroir. Le coefficient de transmission en intensité est :

$$\mathcal{T} = \left| \frac{E_2}{E_0} \right|^2 = \frac{t_1^2 t_2^2}{(r_1 r_2 - 1)^2} \frac{1}{1 + \frac{4r_1 r_2}{(r_1 r_2 - 1)^2} \sin^2(\beta L)} \quad (1.5.2)$$

Cet interféromètre se comporte exactement comme un interféromètre de Fabry-Pérot classique. Son inconvénient, qui est celui de tous les interféromètres Fabry-Pérot avec miroir, est qu'une partie de la lumière est réfléchiée par l'interféromètre et revient

vers la source. Ceci peut générer une grande instabilité de la source laser par rétroaction optique aléatoire. Pour y remédier, on peut utiliser un isolateur optique. Par contre, lorsqu'on stabilise le laser sur un minimum de réflexion, le retour est toujours minimisée et de plus la transmission est maximum, ce qui permet de l'utiliser pour diverses applications.

1.5.2. Interféromètres de Fabry-Perot à couplage transverse

Le deuxième type est également un interféromètre de Fabry-Perot avec miroir (Brierley et Urquhart, 1987; Urquhart, 1987). Il est constitué d'un coupleur dont l'une des fibres a ses extrémités clivées et miroitées. La figure 1.7. montre un interféromètre Fabry-Perot à couplage transverse.

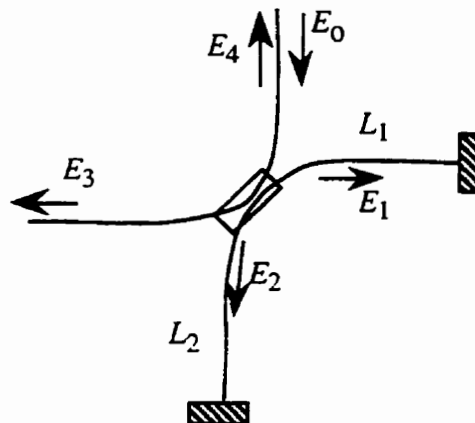


Figure 1.6 : Schéma d'un interféromètre de Fabry-Perot à couplage transverse.

Cet interféromètre requiert un coupleur ayant un très faible taux de couplage. Lorsque la lumière entre dans l'interféromètre, elle y reste prisonnière.

Les différents champs électriques se propageant dans le dispositif sont :

$$\begin{cases} E_1 = \sqrt{1-\gamma} e^{i\bar{\alpha}} \cos \alpha r_2 e^{2i\beta L_2} E_2 \\ E_2 = i\sqrt{1-\gamma} e^{i\bar{\alpha}} \sin \alpha E_0 + \sqrt{1-\gamma} e^{i\bar{\alpha}} \cos \alpha r_1 e^{2i\beta L_1} E_1 \\ E_3 = i\sqrt{1-\gamma} e^{i\bar{\alpha}} \sin \alpha r_1 e^{2i\beta L_1} E_1 + \sqrt{1-\gamma} e^{i\bar{\alpha}} \cos \alpha E_0 \\ E_4 = i\sqrt{1-\gamma} e^{i\bar{\alpha}} \sin \alpha r_2 e^{2i\beta L_2} E_2 \end{cases} \quad (1.5.3)$$

Les coefficients de transmission par la sortie 3 et de réflexion en intensité s'écrivent :

$$\begin{cases} \mathcal{T} = \left| \frac{E_3}{E_0} \right|^2 = (1-\gamma) \cos^2 \alpha \frac{\left[(1-(1-\gamma)r_1 r_2)^2 + 4(1-\gamma)r_1 r_2 \sin^2(\beta L + \bar{\alpha}) \right]}{\left[(1-A)^2 + 4A \sin^2(\beta L + \bar{\alpha}) \right]} \\ \mathcal{R} = \left| \frac{E_4}{E_0} \right|^2 = \frac{(1-\gamma)^2 \sin^2 \alpha r_2^2}{\left[(1-A)^2 + 4A \sin^2(\beta L + \bar{\alpha}) \right]} \end{cases} \quad (1.5.4)$$

où

$$A = (1-\gamma) \cos^2 \alpha r_1 r_2, \quad (1.5.5)$$

où γ les pertes du coupleur, r_i le coefficient de réflexion en amplitude du miroir i , β la constante de propagation et L la longueur de la fibre. En terme du taux de couplage κ , l'équation 1.5.4 s'écrit

$$\begin{cases} \mathcal{T} = \left| \frac{E_3}{E_0} \right|^2 = (1-\gamma) \sqrt{1-\kappa} \frac{\left[(1-(1-\gamma)r_1 r_2)^2 + 4(1-\gamma)r_1 r_2 \sin^2(\beta L + \bar{\alpha}) \right]}{\left[(1-A)^2 + 4A \sin^2(\beta L + \bar{\alpha}) \right]} \\ \mathcal{R} = \left| \frac{E_4}{E_0} \right|^2 = \frac{(1-\gamma)^2 \kappa r_2^2}{\left[(1-A)^2 + 4A \sin^2(\beta L + \bar{\alpha}) \right]} \end{cases} \quad (1.5.6)$$

La finesse de ce Fabry-Perot peut s'écrire

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta \nu}{\delta \nu} = \frac{\pi \sqrt{\kappa r_1 r_2}}{1 - \kappa r_1 r_2}, \quad (1.5.7)$$

où $\delta \nu$ est la largeur à mi-hauteur du pic. Des finesesses de 540 ont déjà été obtenues avec cet interféromètre (Brierley et Urquhart, 1987).

Il existe une deuxième configuration possible pour ce type d'interféromètre. Au lieu de rendre réfléchissantes les extrémités d'une seule fibre du coupleur, on peut utiliser les deux fibres de façon symétrique. Le coefficient de couplage de cet interféromètre doit être proche de l'unité pour qu'une fois entrée, la lumière reste prisonnière de la cavité. La figure 1.8. nous montre ce dispositif.

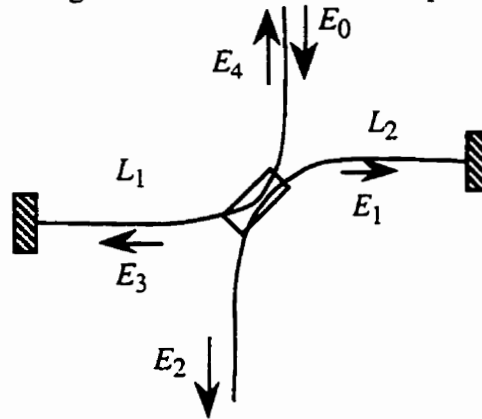


Figure 1.7 : Schéma d'un interféromètre de Fabry-Perot linéaire à couplage croisé.

Comme c'était le cas pour l'interféromètre linéaire sans coupleur, ces interféromètres renvoient une partie de la lumière vers la source, ce qui nécessite l'utilisation d'un isolateur optique.

1.5.3. Interféromètre de Fabry-Perot à couplage direct

Cet interféromètre ne requiert aucun traitement réfléchissant. Il est simplement constitué d'un coupleur dont l'entrée et la sortie appartenant à une même fibre sont connectées (Zhang et Lit, 1988).

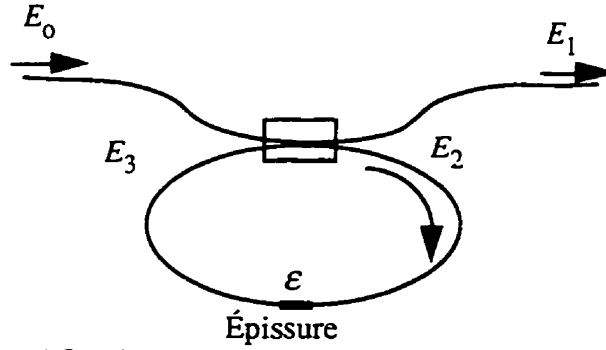


Figure 1.8 : Schéma d'un interféromètre de Fabry-Perot tout-fibre à couplage direct.

Le coupleur utilisé dans ce cas, doit posséder un faible coefficient de couplage.

Les différents champs électriques se propageant dans l'interféromètre peuvent s'écrire comme suit (Zhang et Lit, 1988) :

$$\begin{cases} E_1 = \sqrt{1 - \gamma} e^{i\bar{\alpha}} \cos \alpha E_0 + i \sqrt{1 - \gamma} e^{i\bar{\alpha}} \sin \alpha E_3 \\ E_2 = \sqrt{1 - \gamma} e^{i\bar{\alpha}} \cos \alpha E_3 + i \sqrt{1 - \gamma} e^{i\bar{\alpha}} \sin \alpha E_0 \\ E_3 = \sqrt{1 - \varepsilon} e^{i\beta L} E_2 \end{cases} \quad (1.5.8)$$

Le coefficient de transmission en puissance s'écrit :

$$\mathcal{T} = \left| \frac{E_1}{E_0} \right|^2 = \frac{(1 - \gamma) \left\{ \left[\sqrt{(1 - \varepsilon)(1 - \gamma)} - \cos \alpha \right]^2 + 4A \sin^2 \left(\frac{\beta L + \bar{\alpha}}{2} \right) \right\}}{\left\{ [A - 1]^2 + 4A \sin^2 \left(\frac{\beta L + \bar{\alpha}}{2} \right) \right\}} \quad (1.5.9)$$

où

$$A = \sqrt{(1 - \gamma)(1 - \varepsilon) \cos^2 \alpha}, \quad (1.5.10)$$

γ les pertes du coupleur, ε la perte de l'épissure, β la constante de propagation et L la longueur de l'anneau. Nous remarquons la présence dans la phase du coefficient $\bar{\alpha}$ correspondant à la valeur moyenne des phases des deux supermodes. Nous allons estimer sa valeur par un modèle simple. Comme nous le verrons dans le chapitre 4, la

valeur des indices effectifs des supermodes est de l'ordre de l'indice du verre soit 1,45.

D'après l'équation 1.4.2,

$$\bar{\alpha} = \int_0^L \frac{\beta_{01}(z) + \beta_{11}(z)}{2} dz = \frac{2\pi}{\lambda} 1,45 L \approx 5900 \times L(\text{mm}) \text{ rad} \quad (1.5.11)$$

Cette phase est difficilement contrôlable et est fixe pour chaque coupleur.

La figure 1.10 nous montre la fonction de transfert en fonction de la phase pour différentes valeurs du coefficient de couplage et des pertes provenant du coupleur et de l'épissure. Cet interféromètre ne possède qu'une seule sortie. Lorsque la puissance sortant par celle-ci est minimum, la lumière est entièrement diffusée par le coupleur et l'épissure, la diffusion de la fibre étant négligeable.

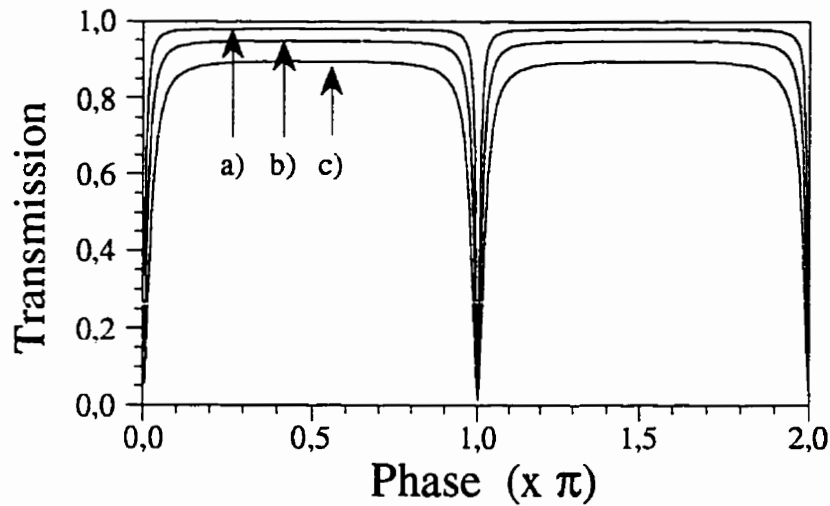


Figure 1.9 : Courbe théorique de transmission d'un interféromètre de Fabry-Pérot tout-fibre à couplage direct pour a) $\varepsilon = 0,02$, $\gamma = 0,02$ et $\sin^2 \alpha = 0,05$, b) $\varepsilon = 0,02$, $\gamma = 0,05$ et $\sin^2 \alpha = 0,1$, c) $\varepsilon = 0,02$, $\gamma = 0,1$ et $\sin^2 \alpha = 0,15$ avec $\bar{\alpha} = 0$

Une des propriétés des interféromètres Fabry-Pérot en transmission est que pour une certaine valeur du coefficient de couplage, nous pouvons obtenir une transmission

quasiment nulle à la résonance. En effet, il suffit d'annuler le numérateur de l'équation 1.5.9. Cela est possible si

$$\begin{aligned} \sqrt{(1-\varepsilon)(1-\gamma)} - \cos \alpha &= 0 \\ \Downarrow \\ \kappa_r = \sin^2 \alpha_r &= 1 - (1-\varepsilon)(1-\gamma) \end{aligned} \quad (1.5.11)$$

Ainsi, si le coefficient de couplage satisfait cette condition, le contraste est alors maximum. Cependant, lors de la fabrication, il n'est pas facile d'ajuster en même temps le coefficient de couplage et les pertes du coupleur mais nous pouvons toujours induire des pertes après coup dans la boucle.

À la résonance, la largeur à mi-hauteur du pic est donnée par la relation :

$$\delta f_{1/2} = \frac{2}{\pi} \frac{c}{nL} \sin^{-1} \left[\frac{\kappa_r}{2\sqrt{1-\kappa_r}} \right] \quad (1.5.12)$$

La finesse de ce type de Fabry-Perot est donnée par la relation :

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta f}{\delta f_{1/2}} = \frac{\pi}{2 \sin^{-1} \left[\frac{\kappa_r}{2\sqrt{1-\kappa_r}} \right]}, \quad (1.5.13)$$

ou encore, si le taux de couplage est faible,

$$\mathcal{F} \approx \frac{\pi}{\kappa_r} \quad (1.5.14)$$

La figure 1.11 nous montre la finesse en fonction du coefficient de couplage à la résonance.

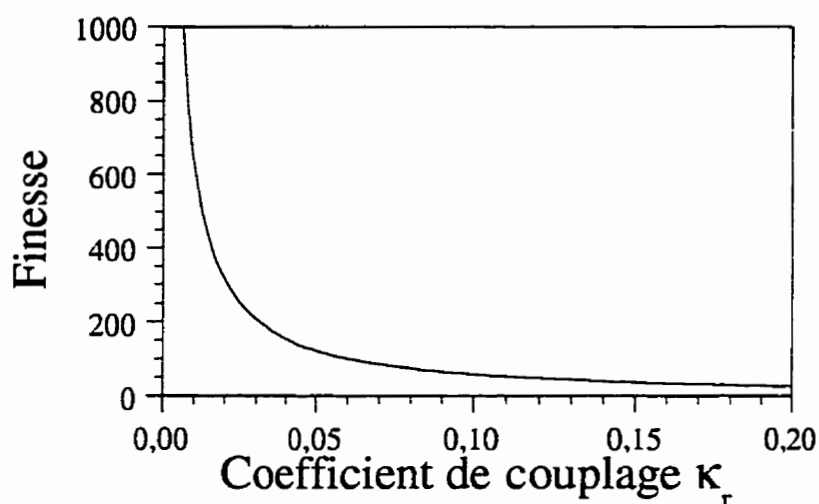


Figure 1.10 : Courbe de la finesse de l'interféromètre de Fabry-Perot tout-fibre à couplage direct en fonction du coefficient de couplage à la résonance.

Il est possible d'obtenir des finesesses très grandes avec des coupleurs possédant un très faible coefficient de couplage.

1.5.4. Interféromètre de Fabry-Perot à couplage indirect

Le deuxième interféromètre en anneau est celui à couplage indirect. Il est constitué d'une seule fibre qu'on a bouclée et fusionnée pour former un coupleur (Stokes, 1982).

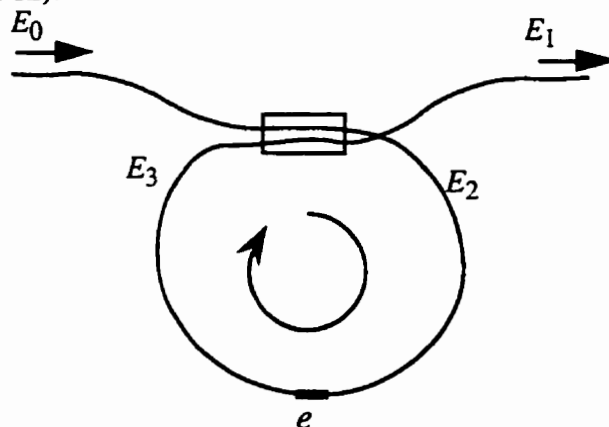


Figure 1.11 : Schéma d'un interféromètre tout-fibre à couplage indirect.

Pour cet interféromètre, le coefficient de couplage doit être, contrairement à l'autre, le plus proche possible de l'unité.

Les différents champs électriques se propageant dans la fibre peuvent s'écrire comme (Zhang et Lit, 1988) :

$$\begin{cases} E_1 = i\sqrt{1-\gamma}e^{i\bar{\alpha}} \sin \alpha E_0 + \sqrt{1-\gamma}e^{i\bar{\alpha}} \cos \alpha E_3 \\ E_2 = i\sqrt{1-\gamma}e^{i\bar{\alpha}} \sin \alpha E_3 + \sqrt{1-\gamma}e^{i\bar{\alpha}} \cos \alpha E_0 \\ E_3 = \sqrt{1-\varepsilon} e^{i\beta L} E_2 \end{cases} \quad (1.5.15)$$

Le coefficient de transmission en intensité d'un tel interféromètre s'écrit :

$$\mathcal{T} = \frac{(1-\gamma) \left[\left(\sqrt{1-\gamma} \sqrt{1-\varepsilon} + \sin \alpha \right)^2 - 4A \sin^2 \left(\frac{\beta L + \bar{\alpha}}{2} - \frac{\pi}{4} \right) \right]}{(A+1)^2 - 4A \sin^2 \left(\frac{\beta L + \bar{\alpha}}{2} - \frac{\pi}{4} \right)} \quad (1.5.16)$$

où

$$A = \sqrt{1-\gamma} \sqrt{1-\varepsilon} \sin \alpha$$

où γ les pertes du coupleur, ε la perte de l'épissure, β la constante de propagation et L la longueur de l'anneau.

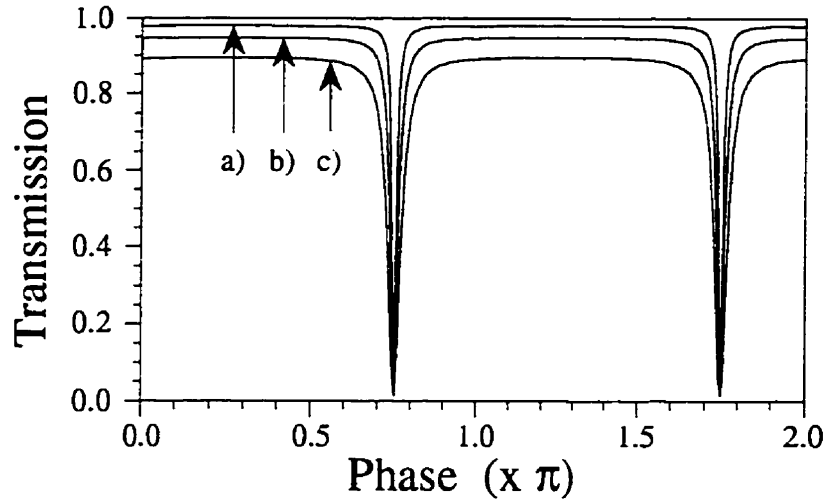


Figure 1.12 : Courbe théorique de transmission d'un interféromètre de Fabry-Perot tout-fibre à couplage indirect pour a) $\varepsilon = 0,02$, $\gamma = 0,02$ et $\sin^2 \alpha = 0,95$, b) $\varepsilon = 0,02$, $\gamma = 0,05$ et $\sin^2 \alpha = 0,9$, c) $\varepsilon = 0,02$, $\gamma = 0,1$ et $\sin^2 \alpha = 0,85$.

Ici également, pour certaines valeurs du taux de couplage, nous pouvons obtenir une transmission quasiment nulle à la résonance. En effet, elle s'annulera avec le numérateur de l'équation 2.5.15. La condition s'écrit :

$$\begin{aligned} \sqrt{(1-\varepsilon)(1-\gamma)} - \sin \alpha &= 0 \\ \Downarrow \\ \kappa_r = \sin^2 \alpha &= (1-\varepsilon)(1-\gamma) \end{aligned} \tag{1.5.17}$$

Ce type d'interféromètre est également souvent utilisé pour diverses applications. Un de ses avantages est qu'il est possible de ne pas avoir d'épissure en faisant le coupleur sur une seule fibre. Cela permet de limiter les pertes. Par contre, le coefficient de couplage doit être proche de l'unité, ce qui signifie un coupleur plus long, un temps de fabrication plus long et un taux de perte du coupleur éventuellement plus grand.

1.5.5. Interféromètre de Fabry-Perot en transmission

L'interféromètre de Fabry-Perot en transmission est comparable aux précédents. Il est constitué de deux coupleurs qui servent de portes d'entrée et de sortie. Lorsque la condition de résonance décrite plus haut est satisfaite, toute la puissance non absorbée sort par le deuxième coupleur. La fonction de transmission est alors comparable à celle des interféromètres Fabry-Perot classiques.

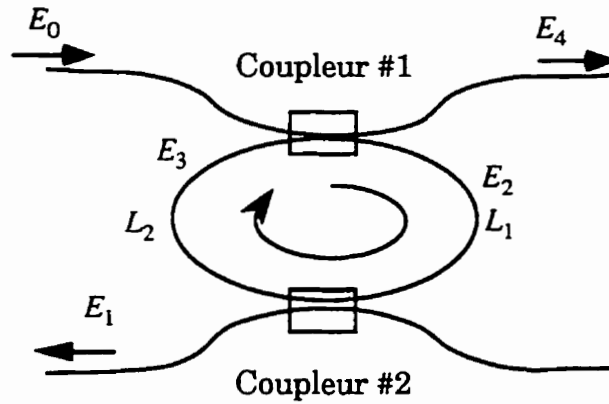


Figure 1.13 : Schéma d'un interféromètre de Fabry-Perot tout-fibre en transmission.

Les champs électriques aux différentes fibres s'écrivent comme :

$$\begin{cases} E_1 = i\sqrt{1-\gamma_2}e^{i\bar{\alpha}_2} \sin \alpha_2 e^{i\beta L_1} E_2 \\ E_2 = \sqrt{1-\gamma_1}e^{i\bar{\alpha}_1} \cos \alpha_1 E_3 + i\sqrt{1-\gamma_1}e^{i\bar{\alpha}_1} \sin \alpha_1 E_0 \\ E_3 = \sqrt{1-\gamma_2}e^{i\bar{\alpha}_2} \cos \alpha_2 e^{i\beta L_2} E_2 \\ E_4 = \sqrt{1-\gamma_1}e^{i\bar{\alpha}_1} \cos \alpha_1 E_0 + i\sqrt{1-\gamma_1}e^{i\bar{\alpha}_1} \sin \alpha_1 E_3 \end{cases} \quad (1.5.18)$$

où L est la longueur totale de la boucle. La transmittance pour la sortie du deuxième coupleur s'écrit le coefficient de couplage en puissance $\kappa = \sin^2 \alpha$:

$$\mathcal{T} = \left| \frac{E_4}{E_0} \right|^2 = \frac{(1-\gamma_1)(1-\gamma_2)\kappa_1\kappa_2}{\left[(1-A)^2 + 4A \sin^2 \left(\frac{\beta L + \bar{\alpha}_1 + \bar{\alpha}_2}{2} \right) \right]} \quad (1.5.19)$$

où

$$A = \sqrt{(1 - \gamma_1)(1 - \gamma_2)(1 - \kappa_1)(1 - \kappa_2)}, \quad (1.5.20)$$

et γ_i sont les pertes du $i^{\text{ème}}$ coupleur, β la constante de propagation et $L = L_1 + L_2$ la longueur de l'anneau.

La transmittance par la sortie 4 est

$$\begin{aligned} \tau_4 &= \left| \frac{E_4}{E_0} \right|^2 \\ &= \frac{(1 - \gamma_1)(1 - \gamma_2) \left\{ \left[\sqrt{(1 - \gamma_1)(1 - \gamma_2)} - \sqrt{(1 - \kappa_1)(1 - \kappa_2)} \right]^2 \right.}{\left\{ [A - 1]^2 + 4A \sin^2 \left(\frac{\beta L + \bar{\alpha}_1 + \bar{\alpha}_2}{2} \right) \right\}} \\ &\quad \left. + 4A \sin^2 \left(\frac{\beta L + \bar{\alpha}_1 + \bar{\alpha}_2}{2} \right) \right\}} \end{aligned} \quad (1.5.21)$$

où

$$A = \sqrt{(1 - \gamma_1)(1 - \gamma_2)(1 - \kappa_1)(1 - \kappa_2)} \quad (1.5.22)$$

La transmission par la sortie 1 est montrée à la figure 1.15 pour différentes valeurs de couplage.

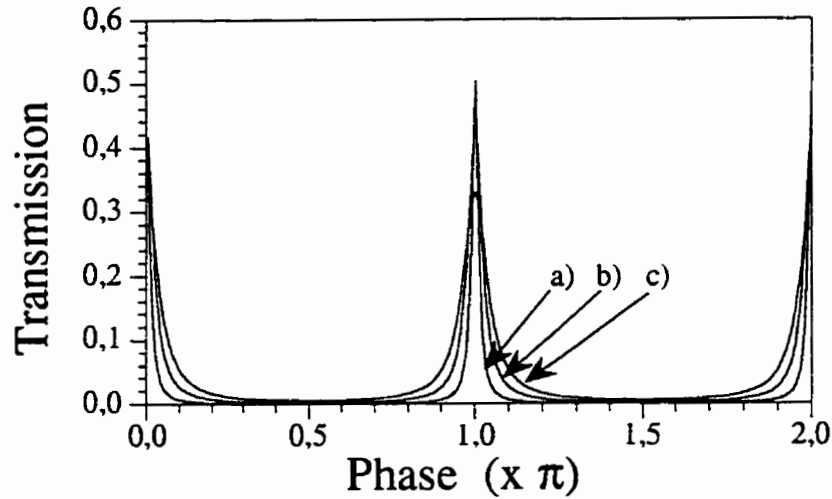


Figure 1.14 : Courbe théorique de transmittance d'un interféromètre de Fabry-Perot tout-fibre en transmission pour a) $\gamma_1 = \gamma_2 = 0,02$, $\kappa_1 = 0,05$ et $\kappa_2 = 0,05$, b) $\gamma_1 = \gamma_2 = 0,05$ et $\kappa_1 = \kappa_2 = 0,10$, c) $\gamma_1 = \gamma_2 = 0,10$ et $\kappa_1 = \kappa_2 = 0,15$.

Encore ici, pour certaines valeurs du coefficient de couplage, nous pouvons obtenir une transmittance maximale à la résonance. En effet, cette amplitude sera maximum si le numérateur de l'équation 1.5.21 peut s'annuler. Cela est possible si :

$$\begin{aligned} \sqrt{(1-\gamma_2)(1-\kappa_2)(1-\gamma_1)} - \sqrt{1-\kappa_1} &= 0 \\ \Downarrow \\ \kappa_r &= 1 - (1-\gamma_2)(1-\kappa_2)(1-\gamma_1) \end{aligned} \quad (1.5.23)$$

1.5.6. Calcul de la sensibilité thermique

La différence de phase des interféromètres Fabry-Perot tout-fibre dépend de leur structure. Prenons le cas du Fabry-Perot tout-fibre à couplage direct, la phase de cet interféromètre est

$$\phi = \beta L + \bar{\alpha} \quad (1.5.24)$$

Le terme $\bar{\alpha}$ représente la moyenne des phases des supermodes, c'est la valeur moyenne le long du coupleur des constantes de propagation multipliée par la longueur du coupleur.

$$\bar{\alpha} = \frac{\bar{\beta}_1 + \bar{\beta}_2}{2} L_c \approx knL_c \quad (1.5.25)$$

où L_c est la longueur du coupleur et n est l'indice de la silice. Et donc la phase de l'interféromètre devient

$$\phi \approx kn(L + L_c) \quad (1.5.26)$$

La sensibilité thermique se calcule de la même façon que dans le cas précédent :

$$\frac{d\nu}{dT} = -\frac{c}{\lambda} \left\{ \frac{1}{n_{eff}} \frac{dn_{eff}}{dT} + \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right\} \quad (1.5.27)$$

Contrairement aux interféromètres de Mach-Zehnder, la cavité résonante des interféromètres Fabry-Perot tout-fibre, n'est constituée que d'une seule fibre. La variation thermique de la longueur de celle-ci est alors donnée par la relation :

$$\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} = 5 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \quad (1.5.28)$$

La variation thermique de l'indice de la fibre est $\frac{dn}{dT} = 1 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. La sensibilité thermique de ces dispositifs est pour $n \approx 1,45$

$$\frac{d\nu}{dT} \approx -\frac{c}{\lambda} (7,397 \times 10^{-6}) \quad (1.5.29)$$

Elle prend comme valeur pour $\lambda = 1,55 \text{ } \mu\text{m}$ de $-1,43 \text{ GHz / } ^\circ\text{C}$.

1.5.7. Réponse temporelle des résonateurs

Dans cette partie, nous allons discuter de la réponse temporelle des interféromètres de type Fabry-Perot. L'analyse de cette réponse est importante si le signal d'entrée varie en fonction du temps, ce qui est le cas des bruit AM et FM que nous voulons mesurer.

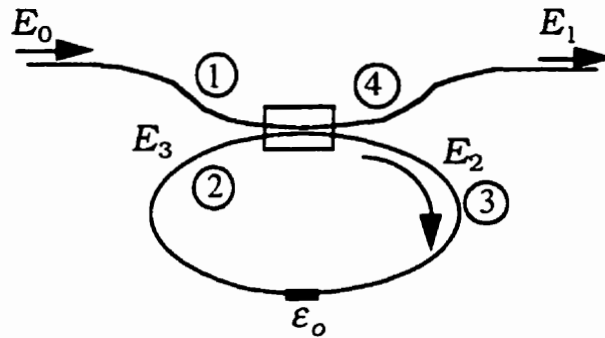


Figure 1.15 : Schéma d'un interféromètre de Fabry-Pérot tout-fibre à couplage direct.

Prenons comme exemple, l'interféromètre de Fabry-Pérot tout-fibre en anneau à couplage direct décrit par la figure 1.15. Pour celui-ci, l'onde incidente se divise en deux parties : une qui continue dans la même fibre (branche 4) et une autre qui se couple dans la boucle (branche 3). Cette dernière y reste relativement longtemps dépendant de la finesse de l'interféromètre. À chaque passage dans le coupleur, une partie de l'onde de la cavité s'échappe par la sortie 4. Cette onde sortante est déphasée d'un ou de plusieurs tours par rapport à celle provenant de l'entrée 1 et qui n'entre pas dans la boucle. Si la fréquence et l'amplitude du champ entrant sont constantes, les déphasages le sont aussi. Par contre, si le champ entrant subit des variations de fréquence et d'amplitude, les ondes sortantes présentent des différences de phase variables : elles n'interfèrent plus de la même manière.

Intuitivement, nous pouvons dire que lorsque l'onde de la boucle parcourt un tour en un temps supérieur à la période de variation de fréquence, cette onde n'est plus en corrélation avec celle qui entre. Donc une dégradation de la cohérence temporelle s'en suit.

Les variations d'amplitude sont générées par le bruit et la modulation volontaire du laser. Dans le cadre de cette thèse, le bruit AM sera négligé et donc seule la modulation du courant d'injection entraîne une variation de l'amplitude du signal émis. Le champ électrique de l'onde entrante peut s'écrire :

$$E(t) = E_o(t) e^{i2\pi\nu_o t} \quad (1.5.30)$$

où ν_o est la fréquence optique du laser. L'amplitude du champ électrique sera considérée comme sinusoïdale et donc :

$$E_o(t) = E_c + E_m \cos(2\pi f_m t) \quad (1.5.31)$$

où E_c est la partie constante, E_m et f_m sont respectivement l'amplitude et la fréquence de modulation. À partir des équations 1.5.8, l'intensité sortant de l'interféromètre Fabry-Pérot tout-fibre est

$$I(t) = \left| \sqrt{(1-\gamma)(1-\kappa)} E_o(t) - (1-\gamma)\kappa \times \sum_{n=1}^{\infty} \left(\sqrt{(1-\gamma)(1-\kappa)} \right)^{n-1} E_o\left(t - n \frac{L}{c}\right) \right|^2 \quad (1.5.32)$$

Le bruit FM et la modulation volontaire du courant engendrent une modulation de la fréquence d'émission du laser. Pour comprendre le processus, considérons le cas d'un signal ayant une modulation en fréquence purement sinusoïdale,

où ν_o est la fréquence optique du laser, ν_m est l'amplitude de modulation et f_m est la fréquence de modulation. Le champ électrique incident est donc décrit par :

$$E_o(t) = E_o \exp \left\{ i \left[2\pi\nu_o t + \frac{\nu_m}{f_m} \sin(2\pi f_m t) \right] \right\} \quad (1.5.34)$$

En mettant cette dernière équation dans 1.5.32, nous obtenons (Ohtsu et Tabuchi, 1988) :

$$I(t) = I_c + I_m(f_m) \cos(2\pi f_m t + \phi(f_m)) \quad (1.5.35)$$

où I_m est l'amplitude de modulation du signal sortant, ϕ est la phase de modulation et I_c est une intensité constante. Dans cette équation, nous pouvons voir que l'amplitude et la phase de modulation dépendent de la fréquence de modulation. L'interféromètre de Fabry-Perot agit en fait comme un filtre passe-bas. Lorsque que la fréquence f_m devient plus grande que l'intervalle entre les ordres $\Delta\nu_{FP}$ du Fabry-Perot, l'amplitude chute. La fonction de transfert peut être approximée par la relation (Ohtsu et Tabuchi, 1988) :

$$H_{FP}(f) = \frac{1}{1 + \frac{f_m}{2\pi f_{FP}}} \quad (1.5.36)$$

où f_{FP} est la fréquence de coupure du Fabry-Perot et peut être évaluée comme :

$$f_{FP} = \Delta\nu_{FP} / 3,5 \quad (1.5.37)$$

La figure 1.17. représente l'approximation de la fonction de transfert.

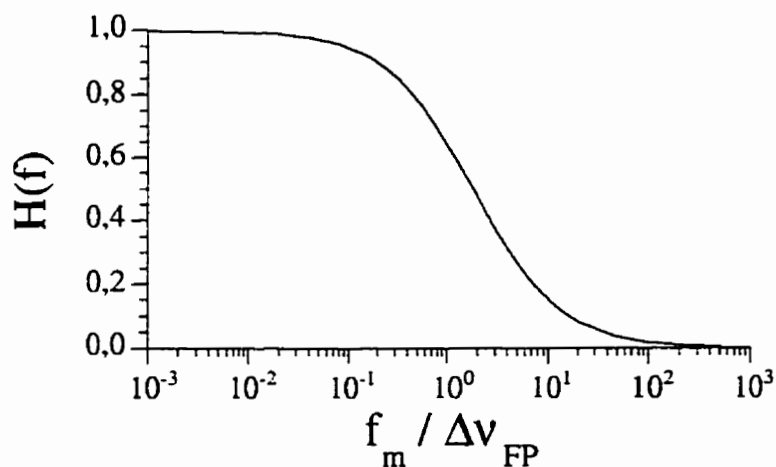


Figure 1.16 Fonction de transfert d'un interféromètre de Fabry-Perot.

En conclusion, un interféromètre de Fabry-Pérot tout-fibre, est un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est de l'ordre de grandeur de l'intervalle spectral libre de l'interféromètre. Pour nos applications de stabilisation, où cet intervalle est de l'ordre de quelques centaines de mégahertz, la fréquence de coupure de nos interféromètres est de loin supérieure à la fréquence de coupure de notre circuit électronique.

1.6. Interféromètre de Michelson tout-fibre

Nous pouvons également concevoir un interféromètre de Michelson tout-fibre qui serait constitué d'un coupleur et de deux miroirs posés aux extrémités des deux fibres sortant d'un même côté du coupleur.

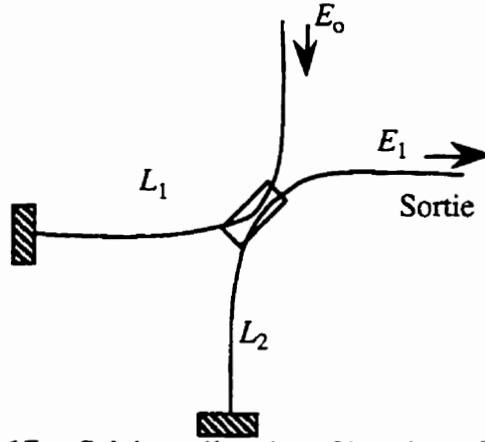


Figure 1.17 : Schéma d'un interféromètre de Michelson tout-fibre.

Nous pouvons écrire que [56] :

$$E_1 = i(1 - \gamma)e^{2i\alpha} \cos \alpha \sin \alpha E_0 e^{i\beta L_1} + (1 - \gamma)e^{2i\alpha} \cos \alpha \sin \alpha E_0 e^{i\beta L_2} \quad (1.6.1)$$

La transmission d'un tel interféromètre s'écrit :

$$\mathcal{T} = 4(1 - \gamma)^2 \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha \left[1 + \cos(\beta(L_1 - L_2)) \right] \quad (1.6.2)$$

où encore

$$\mathcal{T} = (1 - \gamma)^2 \sin^2 2\alpha \left[1 + \cos(2\beta(L_1 - L_2)) \right] \quad (1.6.3)$$

où γ les pertes du coupleur, ϵ la perte de l'épaisseur, β la constante de propagation et L_1 et L_2 les longueurs des deux bras.

1.7. Réflecteur tout-fibre (interféromètre de Sagnac)

Reprenons le cas des interféromètres en anneau mais au lieu de souder deux fibres provenant de part et d'autre du coupleur, nous connectons maintenant les deux fibres de sortie du coupleur. Dans cette configuration, la lumière entre dans l'anneau par les deux entrées. Il y a donc deux faisceaux qui parcourent la boucle en sens inverse. La figure 1.19 illustre ce dispositif.

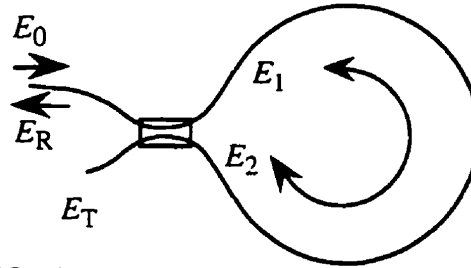


Figure 1.18 : Schéma d'un réflecteur tout-fibre.

Comme ces deux faisceaux parcourent la même distance, ils arrivent nécessairement en phase au coupleur.

Nous pouvons écrire les expressions des champs électriques dans différentes régions du réflecteur

$$\begin{cases} E_1 = i\sqrt{1-\gamma} e^{i\bar{\alpha}} \sin \alpha \sqrt{1-\varepsilon} e^{i\beta L} E_0 \\ E_2 = \sqrt{1-\gamma} e^{i\bar{\alpha}} \cos \alpha \sqrt{1-\varepsilon} e^{i\beta L} E_0 \\ E_R = \sqrt{1-\gamma} e^{i\bar{\alpha}} \cos \alpha E_1 + i\sqrt{1-\gamma} e^{i\bar{\alpha}} \sin \alpha E_2 \\ E_T = i\sqrt{1-\gamma} e^{i\bar{\alpha}} \sin \alpha E_1 + \sqrt{1-\gamma} e^{i\bar{\alpha}} \cos \alpha E_2 \end{cases} \quad (1.7.1)$$

Le coefficient de transmission et de réflexion d'un tel interféromètre s'écrivent :

$$\begin{aligned} \mathcal{R} &= (1-\gamma)^2 (1-\varepsilon) \sin^2 2\alpha \\ \mathcal{T} &= (1-\gamma)^2 (1-\varepsilon) \cos^2 2\alpha \end{aligned} \quad (1.7.2)$$

où γ est le taux de pertes du coupleur, ε la perte de l'épissure, β la constante de propagation et L la longueur de l'anneau. Dans l'équation 1.7.2, les coefficients de transmission et de réflexion ne dépendent pas de la constante de propagation du mode. La réponse spectrale de cet interféromètre ne dépend que de la variation en longueur d'onde des coefficients de couplage du coupleur.

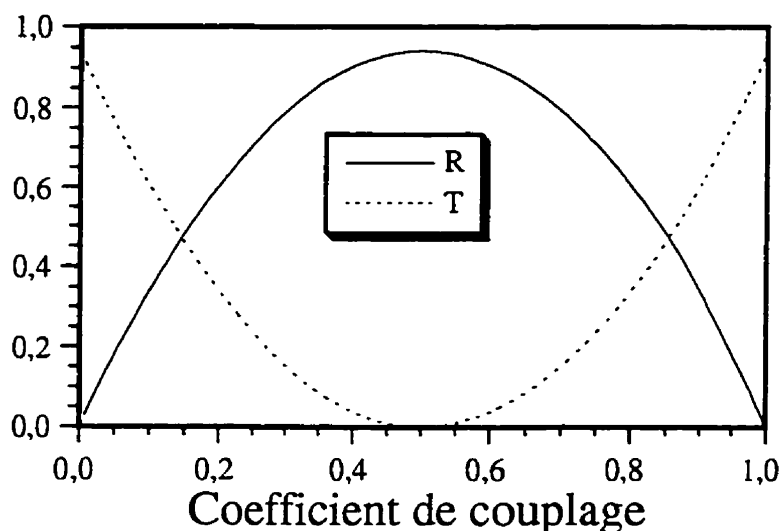


Figure 1.19 : Courbe de la réflectance et la transmittance d'un réflecteur tout-fibre. $\varepsilon = 0.02$, $\gamma = 0.02$.

Pour la valeur $\alpha = \pi/4$, nous obtenons une réflexion presque totale dépendant des pertes.

Ce type d'interféromètre est utilisé pour la conception de gyroscopes. Les faisceaux tournant en sens inverse se déphasent légèrement l'un par rapport à l'autre lorsque l'interféromètre subit une rotation, c'est ce qu'on appelle l'effet Sagnac (Lefèvre, 1988). Ce léger déphasage est directement proportionnel à la vitesse de rotation de l'interféromètre. Cela s'écrit par la relation suivante :

$$\Delta\Phi = \frac{8\pi^2 R^2 \Omega}{\lambda c} \quad (1.7.3)$$

où R est le rayon de la boucle, Ω la vitesse angulaire de rotation, λ la longueur d'onde de la source et c la vitesse de la lumière. Seul, cet interféromètre n'est pas de grande utilité pour la stabilisation de laser à semi-conducteurs car il n'est pas très sélectif, mais il pourrait jouer le rôle de miroir dans un résonateur.

CHAPITRE II

MODÉLISATION DES FIBRES EFFILÉES ET APPLICATIONS

Dans le chapitre précédent, nous avons analysé en détail les interféromètres tout-fibre classiques. Ils sont utilisés dans de nombreuses applications telles que les capteurs, les composants multiplexeurs/démultiplexeurs et les fibres lasers. Ils sont constitués de fibres standard unimodales. Certains de ces interféromètres peuvent être réalisés avec un autre composant tout-fibre, la fibre effilée. Pour pouvoir réaliser de tels composants et tirer partie de leurs propriétés, il nous faut un modèle réaliste permettant de comprendre et de prévoir leurs comportements spectral et thermique. Ce modèle est celui des modes couplés. Dans ce chapitre, nous allons donc décrire cette théorie et la méthode utilisée pour modéliser les structures effilées. Nous allons définir les différents paramètres pour l'étude de ces composants. Les filtres spectraux en fibre effilés sont analysés comme exemple en fin de chapitre.

Tous les calculs effectués sur les fibres sont fait à partir d'un type unique de fibre : celle de marque Corning à deux couches de silice (cœur, gaine optique) dont le profil d'indice est montré à la figure 2.1. Le milieu extérieur est l'air et il est considéré comme la troisième couche du guide.

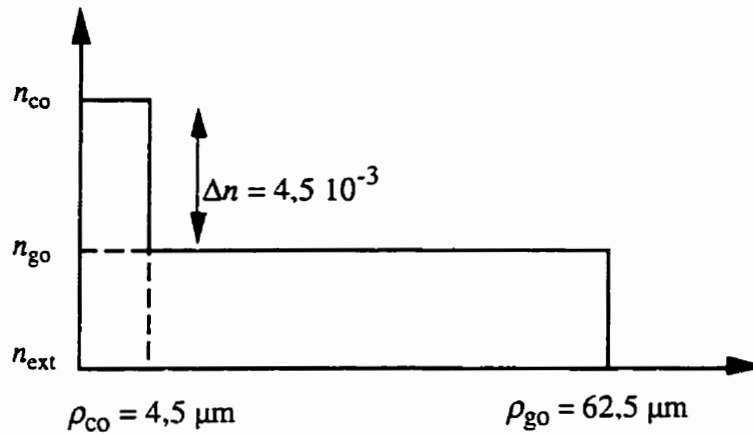


Figure 2.1 : Profil d'indice de la fibre à 3 couches utilisé tout au long de cette thèse.

2.1 Calcul des modes

Le champ électromagnétique se propageant dans un guide satisfait l'équation d'onde décrivant ce guide. Cette équation est vectorielle et s'écrit pour les champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{H}$ sous la forme (Snyder et Love, 1983) :

$$\begin{aligned} \left\{ \bar{\nabla}^2 + k^2 n^2(x, y, z) \right\} \vec{E} &= -\nabla \left\{ \vec{E} \cdot \bar{\nabla}, \ln n^2(x, y, z) \right\} \\ \left\{ \bar{\nabla}^2 + k^2 n^2(x, y, z) \right\} \vec{H} &= (\nabla \times \vec{H}) \times \bar{\nabla}, \ln n^2(x, y, z) \end{aligned} \quad (2.1.1)$$

où k est le nombre d'onde et n est la fonction qui décrit le profil d'indice du guide. Si le guide est uniforme longitudinalement, cette équation possède des vecteurs propres. Ceux-ci correspondent aux modes. Si on néglige les modes de radiation, le champ total se propageant dans le guide peut alors être écrit comme une combinaison linéaire des modes guidés :

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \sum_j a_j \hat{e}_j(x, y) \exp(i\beta_j z) \\ \vec{H} &= \sum_j b_j \hat{h}_j(x, y) \exp(i\beta_j z) \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

où $\hat{e}_j$ est le champ électrique normalisé du $j^{\text{ème}}$ mode, $\hat{h}_j$ son champ magnétique normalisé et $\beta_j = kn_{\text{eff}}$, sa constante de propagation. Chacun de ces modes est une solution de l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \{\bar{\nabla}_t^2 + k^2 n^2(x, y) - \beta_j^2\} \hat{e}_j &= -\{\bar{\nabla}_t + i\beta_j \hat{z}\} \{\hat{e}_j \cdot \bar{\nabla}_t \ln n^2(x, y)\} \\ \{\bar{\nabla}_t^2 + k^2 n^2(x, y) - \beta_j^2\} \hat{h}_j &= -\{\bar{\nabla}_t \ln n^2(x, y)\} \times \{\{\bar{\nabla}_t + i\beta_j \hat{z}\} \times \hat{h}_j\} \end{aligned} \quad (2.1.3)$$

Pour les fibres optiques utilisées dans ce projet, le profil d'indice possède une symétrie circulaire et l'indice de réfraction est constant pour chacune des couches. Par conséquent, les dérivées du logarithme de l'indice deviennent une fonction de Dirac aux interfaces. Pour chaque couche, la solution de ces équations pour les champs électrique et magnétique est une combinaison linéaire de fonctions de Bessel. Les constantes de propagation sont données en calculant les valeurs propres de la relation imposant la continuité à l'interface des composantes e_ϕ et e_z et de toutes les composantes du champ magnétique.

2.1.1 Fibre à deux couches.

Il est relativement facile de résoudre ces équations pour une fibre comportant seulement deux couches : cœur et gaine optique pour les fibres standard ou gaine optique et air pour les fibres effilées. Nous pouvons définir le paramètre normalisé V caractérisant cette fibre.

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \rho_{co} \sqrt{n_{co}^2 - n_{go}^2} \quad (2.1.4)$$

Les modes guidés sont caractérisés par les paramètres normalisés U et W définis par

$$U = \frac{2\pi}{\lambda} \rho_{co} \sqrt{n_{co}^2 - n_{eff}^2} \quad W = \frac{2\pi}{\lambda} \rho_{co} \sqrt{n_{eff}^2 - n_{go}^2}$$

$$R = \frac{r}{\rho_{co}}$$
(2.1.5)

Les composantes des champs sont données pour les modes HE_{vm} , EH_{vm} , TE_{om} et TM_{om} sont décrites dans l'Annexe A.

En tenant compte de la continuité des composantes tangentes aux interfaces des champs, les équations aux valeurs propres déterminant les modes sont pour les modes HE et EH

$$\left\{ \frac{J'_v(U)}{UJ_v(U)} + \frac{K'_v(W)}{WK_v(W)} \right\} \left\{ \frac{J'_v(U)}{UJ_v(U)} + \frac{n_{go}^2 K'_v(W)}{n_{co}^2 WK_v(W)} \right\} = \left(\frac{v\beta}{kn_{co}} \right)^2 \left(\frac{V}{UW} \right)^4 \quad (2.1.6)$$

où J est une fonction de Bessel de première espèce et K de Bessel modifiée de première espèce. En posant,

$$X = \frac{J'_v(U)}{UJ_v(U)}, Y = \frac{K'_v(W)}{WK_v(W)}, A = \frac{n_{go}^2}{n_{co}^2} \text{ et } B = \left(\frac{v\beta}{kn_{co}} \right)^2 \left(\frac{V}{UW} \right)^4, \quad (2.1.7)$$

nous obtenons une nouvelle formulation de l'équation aux valeurs propres.

$$X = \frac{-(A+1)Y \pm \sqrt{(A+1)^2 Y^2 - 4(A Y^2 - C)}}{2} \quad (2.1.8)$$

L'équation avec le signe (-) résout les modes HE et celle avec le signe (+), les modes EH.

Pour les modes TE, l'équation aux valeurs propres est

$$\frac{J'_1(U)}{UJ_0(U)} + \frac{K_1(W)}{WK_0(W)} = 0 \quad (2.1.9)$$

et pour les modes TM,

$$\frac{J_1(U)}{UJ_0(U)} + \frac{n_{cl}^2 K_1(W)}{n_{co}^2 WK_0(W)} = 0 \quad (2.1.10)$$

La recherche d'un mode particulier est facilitée par l'intervalle de valeurs que peut avoir son paramètre normalisé U . Pour deux modes de même type, ces intervalles ne se recoupent pas, ce qui facilite les calculs.

Tableau 2.1 : Intervalles de valeurs du paramètre U des différents types de mode

Mode	Coupure ($U=0$)	U_{∞}
TE_{0m}, TM_{0m}	$J_0(U) = 0$	$J_1(U) = 0$
HE_{1m}	$J_1(U) = 0$	$J_0(U) = 0$
EH_{nm}	$J_n(U) = 0$	$J_{n+1}(U) = 0$
HE_{nm}	$\frac{U}{n-1} \frac{J_{n-2}(U)}{J_{n-1}(U)} = \frac{-2\Delta}{1-2\Delta}$	$J_{n-1}(U) = 0$

La figure 2.2 montre les indices effectifs des huit premiers modes guidés dans une fibre effilée en fonction du paramètre normalisé V défini par la relation 2.1.4.

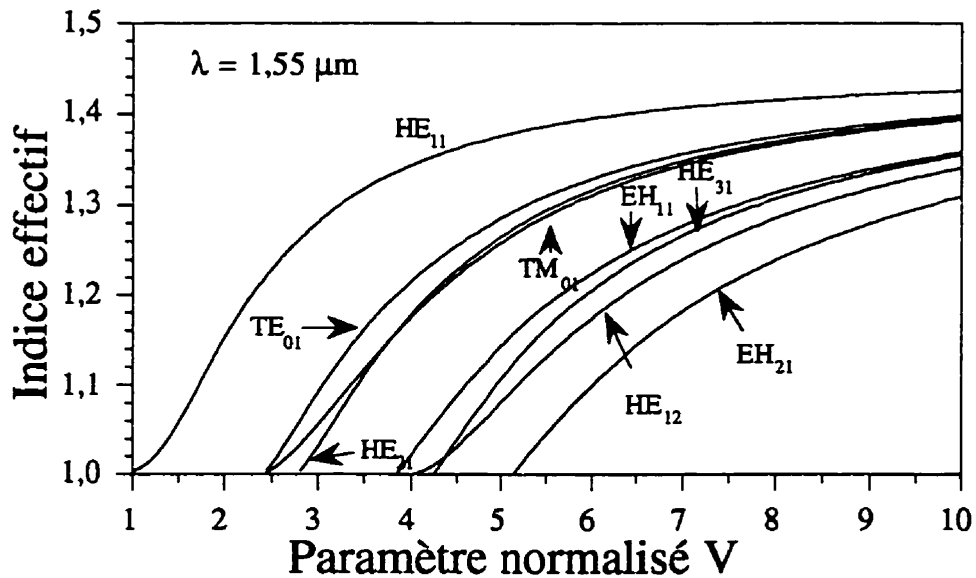


Figure 2.2 : Courbes calculée des indices effectifs des modes vectoriels d'une fibre effilée. Le milieu extérieur est l'air.

Nous remarquons que les courbes des indices effectifs de modes de type différent peuvent se croiser et certains modes ont la même valeur de V pour la coupure.

2.1.2. Fibres à N couches

Pour les guides possédant plus de deux couches, le problème vectoriel est beaucoup plus complexe. Cependant, si la différence d'indice des différentes couches permettant le guidage est faible ($\Delta n < 10^{-2}$), l'équation vectorielle peut être remplacée, sans trop d'erreur, par une équation scalaire qui ne tient pas compte de la polarisation de la lumière (direction des champs). L'équation 2.1.3 devient

$$\{\nabla_t^2 + k^2 n^2(x, y) - \beta_j^2\} \Psi = 0, \quad (2.1.11)$$

ce qui est beaucoup plus simple à résoudre. Nous avons donc utilisé cette approche pour calculer les modes de fibres possédant plus de deux couches (en comptant le milieu extérieur). Cela est justifiable par le fait que le saut d'indice entre le cœur et la gaine optique est d'environ $4,5 \times 10^{-3}$. Bien que la différence d'indice entre la gaine optique et l'air soit grande, lorsque le mode est loin de sa coupure, le champ à cette interface est pratiquement nul et l'effet de polarisation (effet vectoriel) est relativement faible. Si nous devons tenir compte de cet effet, nous pouvons utiliser des relations approximatives qui calculent les corrections de polarisation sur les constantes de propagation (Snyder et Love, 1983).

$$\begin{aligned} \beta_x^2 &= \beta^2 - \frac{\int_A \frac{\partial \psi(x, y)}{\partial x} \psi(x, y) \frac{\partial \ln n^2(x, y)}{\partial x} dA}{\int_A \psi^2(x, y) dA} \\ \beta_y^2 &= \beta^2 - \frac{\int_A \frac{\partial \psi(x, y)}{\partial y} \psi(x, y) \frac{\partial \ln n^2(x, y)}{\partial y} dA}{\int_A \psi^2(x, y) dA} \end{aligned} \quad (2.1.12)$$

Lorsque la fibre est à saut d'indice, la dérivée du logarithme de l'indice est encore une fois un delta de Dirac et l'intégration se fait uniquement le long des interfaces. Nous

pouvons remarquer que dans ce cas, plus le champ du mode est petit à l'interface, plus les corrections sont négligeables.

Les fibres optiques possèdent en général une symétrie circulaire, c'est-à-dire que le profil d'indice ne varie que radialement. Pour chacune des couches, nous pouvons donc écrire l'équation scalaire précédente en coordonnées cylindriques :

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + k^2 n_i^2(r) - \tilde{\beta}^2 \right\} \Psi(r, \varphi) = 0 \quad (2.1.13)$$

Il est possible de séparer les variables r et φ et le champ scalaire peut s'écrire :

$$\Psi(r, \varphi) = F_l(r) \begin{cases} \cos(l\varphi) \\ \sin(l\varphi) \end{cases} \quad (2.1.14)$$

Pour les fibres à saut d'indice, la fonction radiale est une combinaison de fonctions de Bessel (Love, 1991).

$$F_l(r) = \begin{cases} A_i J_l \left(U_i \frac{r}{\rho_i} \right) + B_i Y_l \left(U_i \frac{r}{\rho_i} \right) & \beta < k n_i \\ A_i K_l \left(W_i \frac{r}{\rho_i} \right) + B_i I_l \left(W_i \frac{r}{\rho_i} \right) & \beta > k n_i \end{cases} \quad (2.1.15)$$

où Y est la fonction de Bessel de deuxième espèce et I de Bessel modifiée de deuxième espèce. Les paramètres U_i , W_i sont définis comme

$$U_i = \rho_i \sqrt{k^2 n_i^2 - \beta^2} ; W_i = \rho_i \sqrt{\beta^2 - k^2 n_i^2} \quad (2.1.16)$$

et le paramètre normalisé de la couche s'écrit

$$V_i = k \rho_i \sqrt{n_i^2 - n_{i+1}^2} \quad \text{si } n_i^2 > n_{i+1}^2 \\ V_i = k \rho_i \sqrt{n_{i+1}^2 - n_i^2} \quad \text{si } n_i^2 < n_{i+1}^2 \quad (2.1.17)$$

ρ_i et n_i étant respectivement le rayon et l'indice de réfraction de la $i^{\text{ème}}$ couche. Il est bien entendu qu'il faut que le champ soit fini à $r = 0$ et à $r = \infty$. Donc dans la première et la dernière couche, les coefficients devant les fonctions de Bessel divergentes sont nuls

par définition. Dans la théorie scalaire, le champ et sa dérivée sont continus aux interfaces. En posant le coefficient de la première couche égal à l'unité, nous pouvons calculer de proche en proche les constantes A et B pour chaque couche. Si la constante de propagation β est exactement la valeur propre, le champ de la dernière couche et sa dérivée sont continus avec celui de la couche précédente. Cette continuité est le critère d'exactitude de la solution.

Nous avons conçu un logiciel permettant le calcul des paramètres des différents modes pour une fibre à saut d'indice ayant jusqu'à dix couches. Ce logiciel calcule non seulement les indices effectifs ou les constantes de propagation mais également les coefficients de couplage entre les modes, la sensibilité thermique, la dispersion, les champs des modes ainsi que l'élongation et la transmission d'une fibre effilée. Toutes les courbes théoriques sur les fibres effilées présentées dans cette thèse sont calculées à l'aide de ce logiciel. De plus, son emploi est facilité par l'utilisation de dialogues et de menus.

La figure 2.3 présente la courbe des indices effectifs des quatre premiers modes en fonction du paramètre du cœur V_{co} pour une fibre à une seule gaine optique. Pour une fibre standard et à la longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu m$, $V_{co} \approx 2,1$.

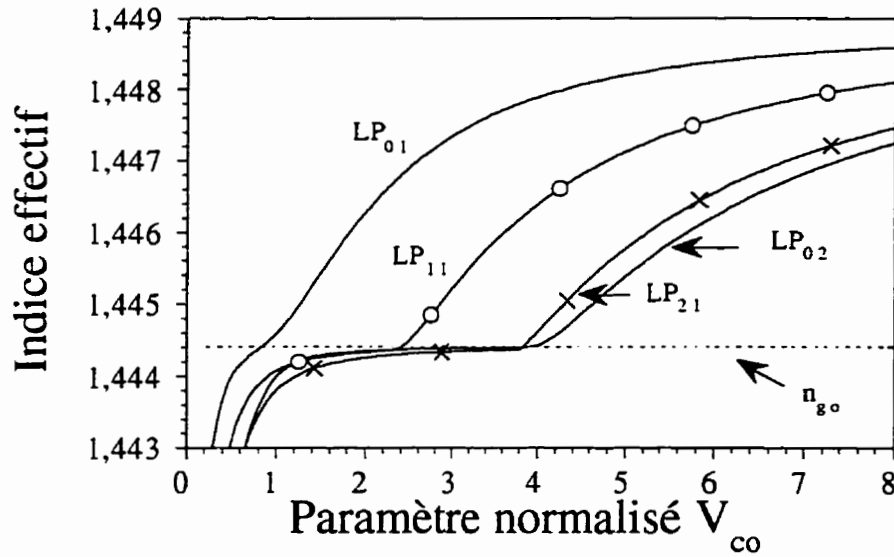


Figure 2.3 : Courbe des indices effectifs en fonction de V_{co} dans une fibre à trois couches (cœur, gaine optique et air). Calculs effectués pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

La figure suivante nous montre la courbe des indices effectifs de quelques modes en fonction du paramètre V_{co} pour une fibre à gaine semi enterrée, c'est-à-dire dont la gaine interne possède un indice de réfraction inférieur à la gaine optique externe.

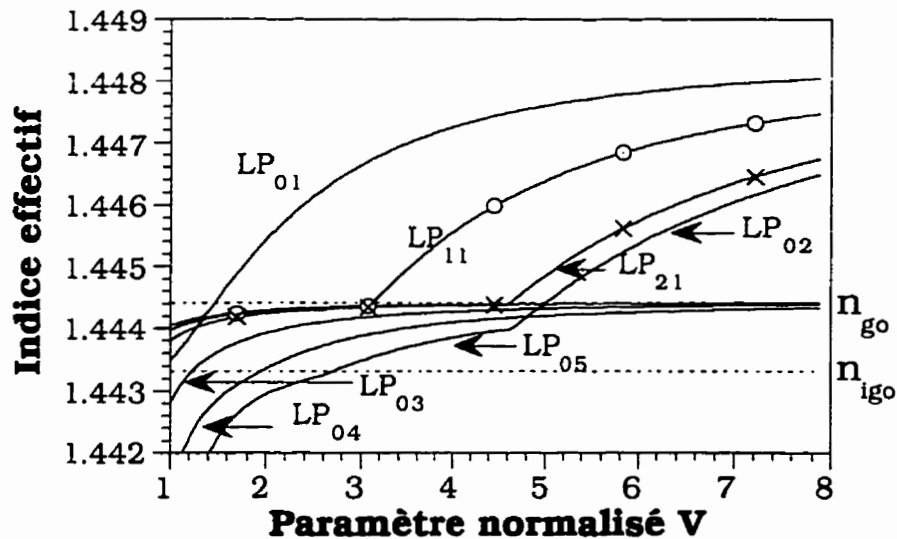


Figure 2.4 : Courbe des indices effectifs en fonction de V_{co} dans une fibre à quatre couches (cœur, gaine optique interne, gaine optique externe et air). Calculs effectués pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

Pour les deux figures précédentes, les modes encore guidés par le cœur peuvent également être calculés sans trop d'erreur en considérant la fibre comme un guide à deux couches. Cependant, pour les fibres effilées à petit diamètre, l'approximation du guidage faible n'est plus valable. La figure 2.5 présente la différence entre les quatre premiers modes scalaires et leurs correspondants vectoriels. Nous pouvons voir que, pour V plus petit que dix, les modes vectoriels (présentés également à la figure 2.2) ne correspondent plus aux modes scalaires.

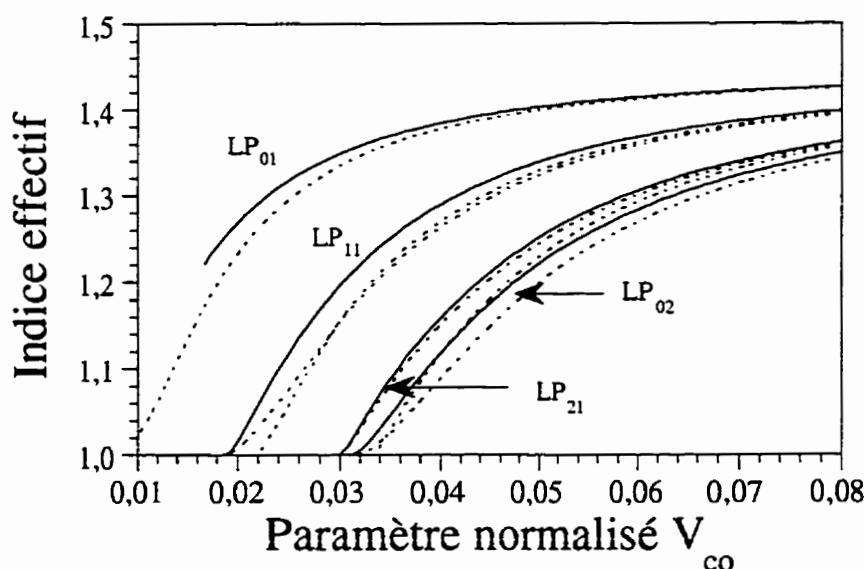


Figure 2.5 : Courbe des indices effectifs de modes scalaires (en trait plein) et de modes vectoriels (en trait discontinu) en fonction du paramètre normalisé V dans une fibre effilée à deux couches (gaine optique et air).

Le mode LP_{11} par exemple est une combinaison de trois modes : TE_{01} , TM_{01} et HE_{21} . Le mode LP_{21} est une combinaison de deux modes : EH_{11} , HE_{31} . Pour le cas de la fibre effilée à petit diamètre, les modes vectoriels ne sont plus dégénérés et battent entre eux lors de leur propagation.

Nous pouvons en conclure que pour les fibres très effilées ($V_{co} < 0,1$), il faut absolument utiliser la théorie vectorielle pour que les résultats correspondent à la réalité.

2.2 Calcul des coefficients de couplage

Lorsque la fibre n'est plus uniforme longitudinalement comme c'est le cas pour les fibres effilées, le champ électromagnétique se propageant dans la fibre ne peut plus être décomposé sur une base de modes globaux mais plutôt sur une base de modes locaux. L'équation d'onde décrite par l'équation 2.1.3 ne possède plus de vecteurs propres. Par contre, il est possible de définir localement une base de modes et de considérer leurs couplages avec ceux de la base suivante. C'est ce que l'on appelle la théorie de modes couplés. Pour plus de simplicité, nous ne considérons que la théorie scalaire. Cette approximation est valable tant que les champs sont faibles à l'interface externe (là où le saut d'indice est le plus grand $\approx 0,5$).

En négligeant les réflexions, localement, le champ électrique Ψ peut s'écrire en terme des modes locaux ψ comme :

$$\Psi(x, y, z) = \sum_m b_m(z) \psi_m(x, y, \beta(z)), \quad (2.2.1)$$

où la variation longitudinale des coefficients des b_j est donnée par (Black, 1991)

$$\frac{db_m}{dz} - i\beta_m b_m = \sum_n C_{mn} b_n \quad (2.2.2)$$

C_{mn} est le coefficient de couplage entre le mode m et le mode n . Ce coefficient est défini par (Snyder et Love, 1983)

$$C_{nm} = \frac{1}{2n_{co}} \frac{1}{\delta n_{eff}} \frac{d\rho_{cl}}{dz} \frac{\int_{A_{co}} \psi_n \psi_m \frac{\partial n^2}{\partial r} dA}{\sqrt{\int_{A_{co}} \psi_n^2 dA \int_{A_{co}} \psi_m^2 dA}} \quad (2.2.3)$$

ce qui donne pour une fibre à trois couches

$$C_{nm} = \frac{kn_{co}\Delta}{\beta_m - \beta_n} \frac{1}{\rho_{co}} \frac{d\rho_{co}}{dz} \left[\hat{\psi}_m(1) \hat{\psi}_n(1) + HS^2 \hat{\psi}_m(S) \hat{\psi}_n(S) \right] \quad (2.2.4)$$

où

$$\hat{\psi}_m(R) = \frac{\psi_m(R)}{\sqrt{\int_{A_m} \psi_m^2(R') R' dR'}} \quad (2.2.5)$$

$$S = \frac{r_{go}}{r_{co}} \quad \text{et} \quad H = \frac{n_{go}^2 - n_{ex}^2}{n_{co}^2 - n_{go}^2}$$

Nous définissons les coefficients de couplage normalisés comme

$$\bar{C}_{nm} = \frac{C_{nm}}{\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz}} \quad (2.2.6)$$

Ces coefficients sont montrés à la figure 2.6 en fonction du paramètre normalisé V_{co} .

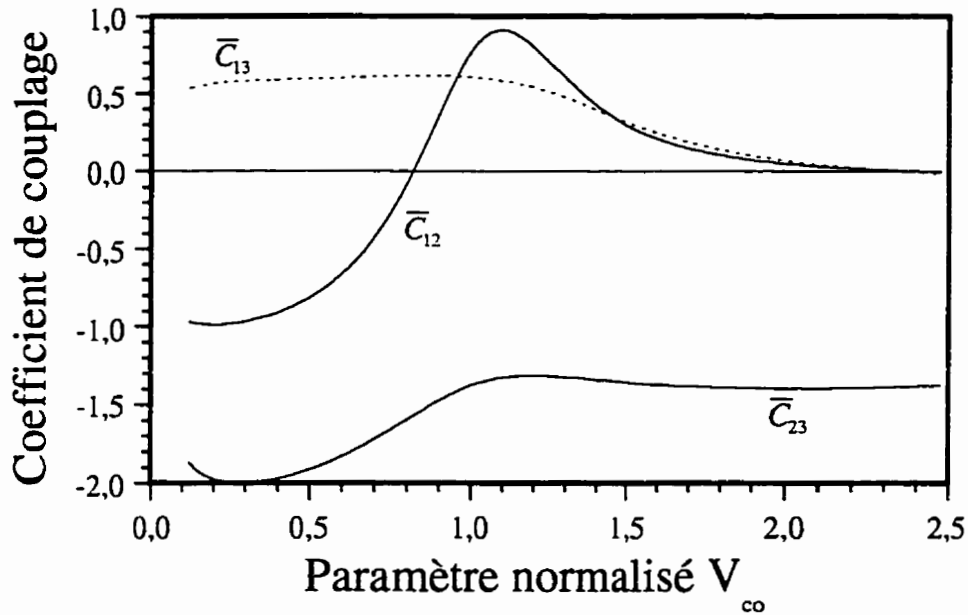


Figure 2.6 : Coefficients de couplage entre les trois premiers modes à symétrie circulaire pour une fibre à trois couches.

Pour résoudre l'équation 2.2.2, il faut d'abord éliminer les termes d'oscillations rapides en $i\beta_m b_m$. En faisant le changement de variable :

$$b_n = a_n \exp\left(i \int_0^z \beta_n dz\right), \quad (2.2.7)$$

nous éliminons cette partie et l'équation devient alors

$$\frac{da_m}{dz} = \sum_n C_{mn} a_n \exp \left[-i \int_0^z (\beta_m - \beta_n) dz \right] \quad (2.2.8)$$

Ainsi, il est possible de calculer la répartition de puissance dans les différents modes lors de leur propagation. Pour résoudre numériquement cette équation, il nous faut le profil de la fibre effilée. Nous pouvons l'obtenir soit par une mesure expérimentale ou par un modèle théorique du profil. Les principes théoriques de ce modèle seront décrits dans la section suivante.

2.3 Calcul du profil des fibres effilées

Le modèle de profil des fibres effilée a d'abord été proposé par François Gonthier (Gonthier, 1992). Ce modèle est basé sur la conservation du volume. Ainsi un élément de volume de la fibre effilée de rayon ρ et de longueur l peut s'écrire avant et après l'étirage

$$\pi l \rho^2 = \pi (l + \Delta l) (\rho + \Delta \rho)^2 = \text{constante} \quad (2.3.1)$$

Nous pouvons donc écrire sous forme différentielle

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{1}{2} \frac{dl}{l} \quad (2.3.2)$$

L'élongation total peut s'écrire comme

$$\delta L \propto \int_{z_{f-}}^{z_{f+}} \frac{F(z) dz}{\rho^2(z)} \quad (2.3.3)$$

où Z_{f+} et Z_{f-} sont les limites de la flamme et $F(z)$ est la fonction de la répartition de la chaleur de la flamme.

La répartition de cette chaleur a été initialement modélisée par une gaussienne de largeur l_f centrée sur z_f

$$F(z) = F_0 \exp \left[-\frac{(z - z_f)^2}{l_f^2} \right] \quad (2.3.4)$$

Pour obtenir des profils ayant une partie centrale cylindrique uniforme, nous balayons la flamme le long de la fibre. Pour simuler cet effet lors de l'étirage, nous avons défini une nouvelle répartition de la chaleur

$$F(z) = F_0 \frac{1}{\exp \left[\frac{(z - z_f - \Delta)}{l_f} \right] + 1} \times \frac{1}{\exp \left[-\frac{(z - z_f + \Delta)}{l_f} \right] + 1} \quad (2.3.5)$$

Cette répartition est montrée pour différentes flammes ayant différentes valeurs de Δ à la figure 2.6.

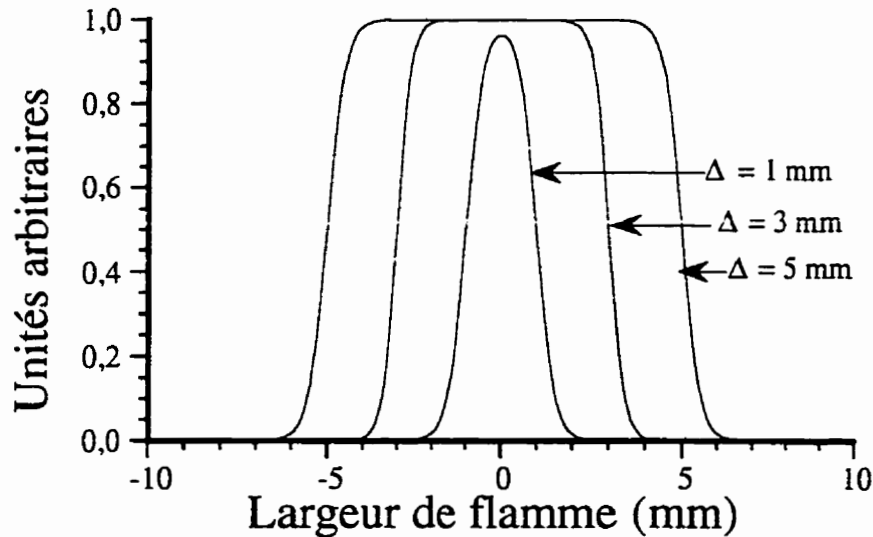


Figure 2.7 : Modèle de répartition de la chaleur pour la simulation du balayage.

Grâce à ce modèle, nous pouvons simuler un profil réaliste de fibre effilée conçu avec ou sans balayage de la flamme. Il permet également d'ajuster la répartition de la chaleur pour une forme de flamme non-gaussienne

Les figures 2.8 et 2.9 nous montrent deux profils simulés grâce à cette technique sans et avec simulation de balayage d'une flamme de 2 mm de large. Les deux profils ont été étirés d'une longueur identique de 5 mm.

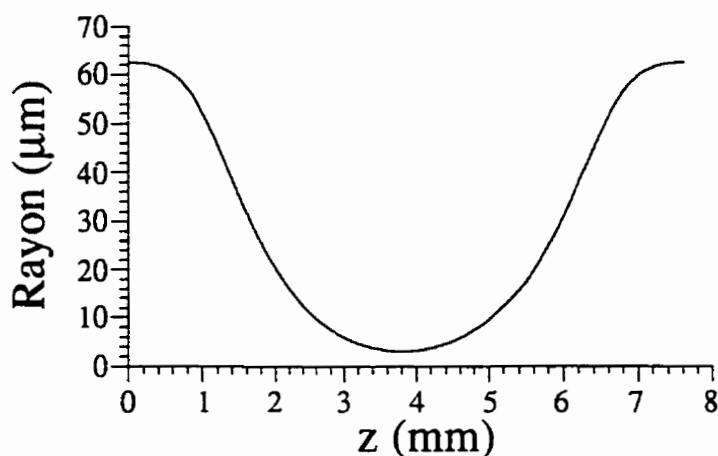


Figure 2.8 : Profil de fibre effilée simulé sans balayage de la flamme avec les paramètres $l_f = 2$ mm et $\Delta = 0$ mm étiré sur une longueur de 5 mm.

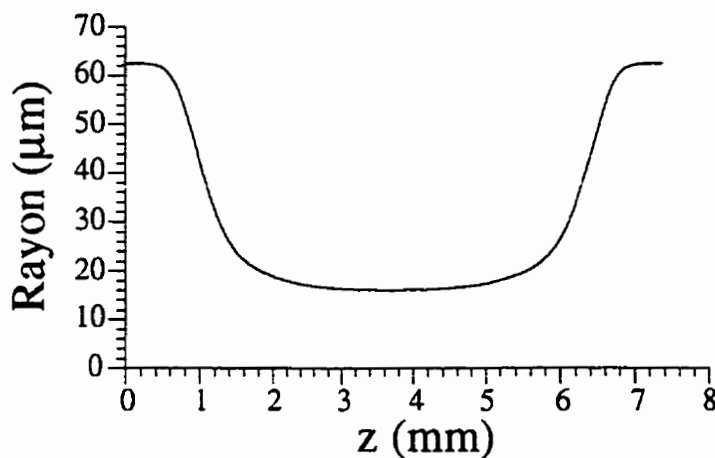


Figure 2.9 : Profil de fibre effilée simulé avec balayage de la flamme avec les paramètres $l_f = 2$ mm et $\Delta = 1$ mm étiré sur une longueur de 5 mm.

Nous remarquons que les pentes du profil simulé avec un balayage sont plus abruptes mais la partie centrale est moins réduite que celle de la structure étirée sans

balayage. Nous utiliserons ces profils dans la section suivante pour calculer, comme exemple, la distribution des coefficients de couplage, de la puissance dans les modes ainsi que la transmission en fonction de l'étirage.

2.4 Calcul des transmissions des fibres effilées

Le logiciel décrit plus haut a également été conçu pour calculer la transmission des interféromètres que sont les fibres effilées. Pour résoudre le système d'équations couplées décrit par l'équation 2.2.8, nous avons utilisé la méthode de Runge-Kutta. Grâce à ce logiciel, plusieurs études peuvent être facilement effectuées telles que les transmissions en fonction de l'élongation et en fonction de la longueur d'onde ainsi que la distribution de la puissance dans les modes et des coefficients de couplage le long du profil du composant.

Lors de l'étirage, les modes battent entre eux et interfèrent. La transmission en fonction de l'étirage est donc une succession de maxima et de minima. Une des méthodes d'évaluation du rayon de la fibre lors de l'étirage est de mesurer la longueur de battement entre les modes LP_{01} et LP_{02} . Cette longueur est définie par

$$Z_B = \frac{\lambda}{n_{eff,1} - n_{eff,2}} \quad (2.4.1)$$

et est directement liée au rayon de la fibre. La figure 2.10. présente la courbe du rayon de la fibre en fonction de la longueur de battement pour les deux longueurs d'onde des télécommunications.

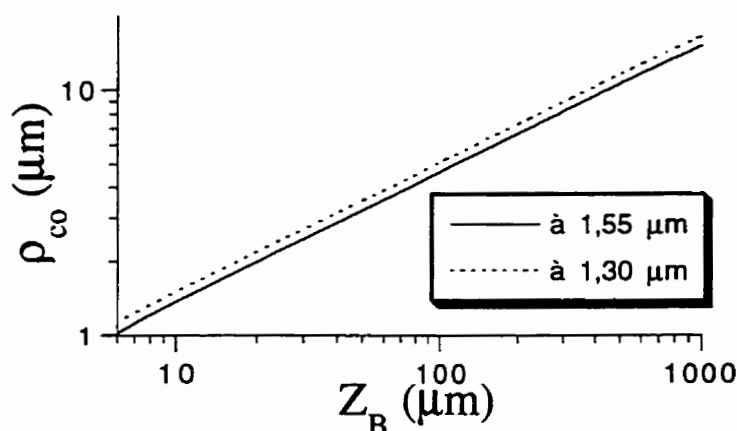


Figure 2.10 : Rayon extérieur de la fibre en fonction de la longueur de battement Z_B pour les longueurs d'onde de $1,30 \mu\text{m}$ et de $1,55 \mu\text{m}$.

Pour cette longueur d'onde, ces courbes peuvent être représentées, par régression, par les fonctions approximatives suivantes

$$\begin{aligned} \rho_{go} &= 0,47952 Z_B^{0,50135} - 0,15025 & \lambda &= 1,30 \mu\text{m} \\ \rho_{go} &= 0,53173 Z_B^{0,49926} - 0,17497 & \lambda &= 1,55 \mu\text{m} \end{aligned} \quad (2.4.2)$$

où ρ_{go} et Z_B sont exprimés en μm .

2.4.1 Calcul de la courbe d'étirage

La courbe d'étirage est la transmission en fonction de l'élongation de la fibre effilée. Elle nous donne les informations sur la différence de phase des principaux modes. Chaque oscillation est caractérisée par son numéro $\mathcal{N}$. L'élongation nécessaire pour faire une oscillation est égale à la longueur de battement entre les deux premiers modes. Cette longueur permet de déduire le diamètre moyen de la structure à l'endroit de l'étirage. La figure suivante montre la courbe d'étirage théorique d'une fibre effilée étirée sans balayage.

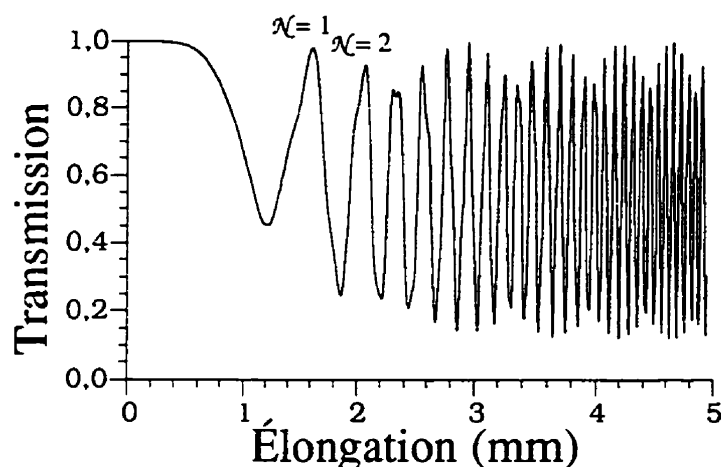


Figure 2.11 : Courbe d'étirage simulée d'une fibre effilée de longueur $L=5$ mm. Cinq modes sont utilisés pour ce calcul à $\lambda = 1,55\mu\text{m}$.

Pour illustrer la validité du modèle, nous pouvons comparer la courbe simulée avec celle obtenue expérimentalement. Cette courbe est montrée à la figure 2.12.

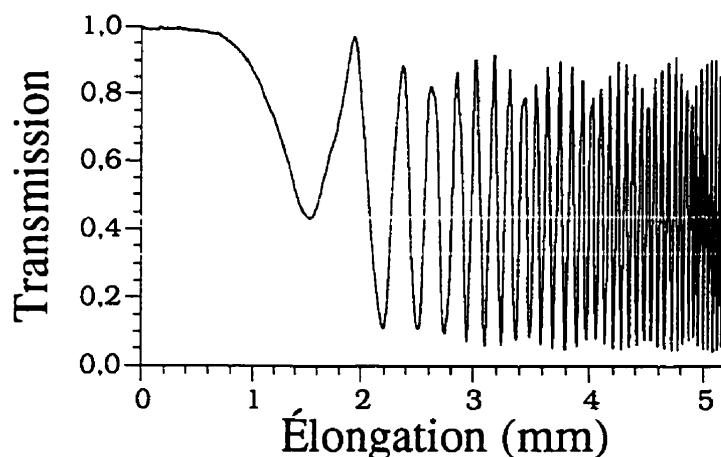


Figure 2.12 : Courbe d'étirage expérimentale d'une fibre effilée de longueur $L=5$ mm sans balayage.

La ressemblance frappante avec la figure 2.11 est une bonne assurance de la validité du modèle. La simulation utilise cinq modes guidés. Les oscillations des maxima de transmission ont presque la même période. Même les légers renflements que présentent certains pics sont représentés.

Pour suivre la réduction du rayon de la fibre en fonction de l'étirage, nous pouvons analyser l'évolution de la longueur de battement. Cette évolution est montrée à la figure 2.13 pour la courbe simulée et à la figure 2.14 pour la courbe expérimentale.

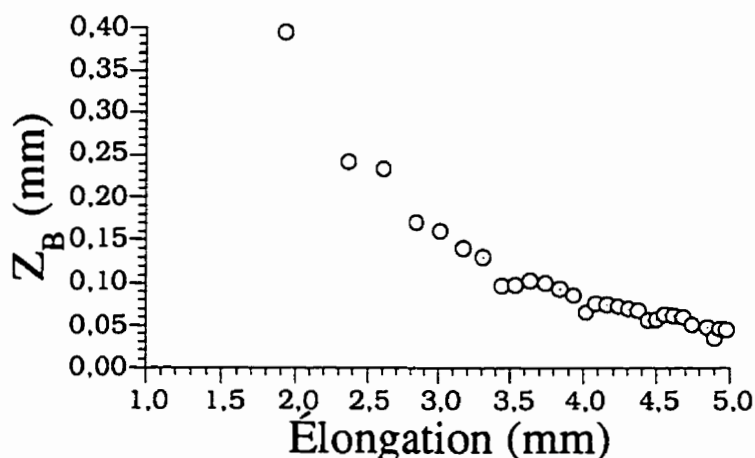


Figure 2.13 : Évolution de la longueur de battement en fonction de l'élongation (calculé).

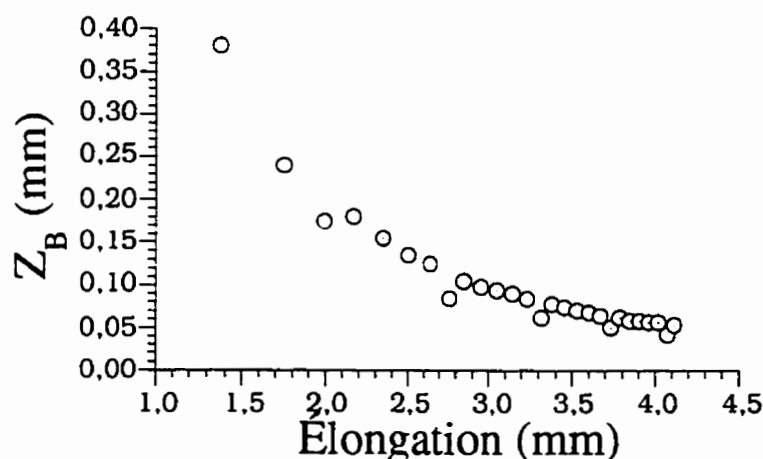


Figure 2.14 : Évolution de la longueur de battement en fonction de l'élongation (données expérimentales).

Nous remarquons que certains points semblent être à l'extérieur des courbes. Cela est dû à la présence des modes supérieurs. Ils modifient la longueur de battement entre les deux premiers modes, à intervalle se réduisant avec l'étirage. Les figures 2.15 et 2.16

nous montrent l'évolution du rayon de la partie étirée en fonction de l'étirage pour, respectivement, les courbes simulée et expérimentale.

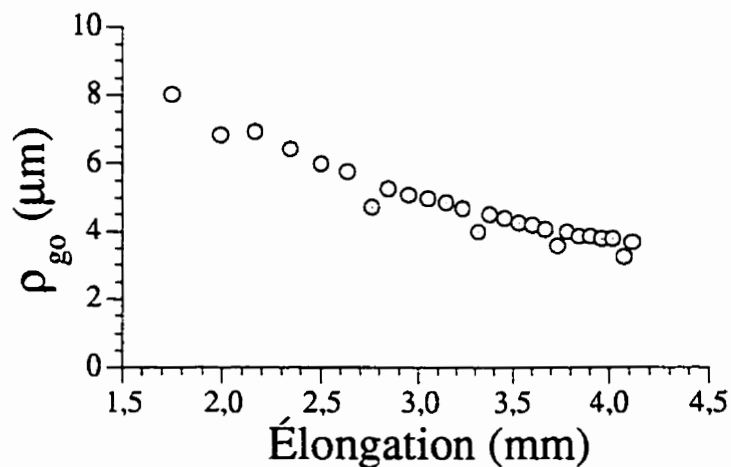


Figure 2.15 : Évolution du rayon de la fibre en fonction de l'élongation (calculé).

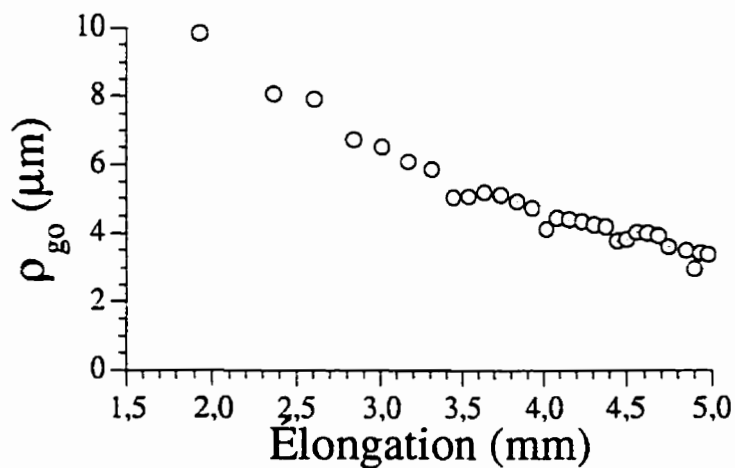


Figure 2.16 : Évolution du rayon de la fibre en fonction de l'élongation (données expérimentales).

Les courbes expérimentale et théorique de la réduction du rayon en fonction de l'étirage concordent tout-à-fait. Nous pouvons même observer, sur les deux courbes, la modulation de l'amplitude qui correspond aux battements des modes supérieurs. Les

périodes des battements ne sont pas rigoureusement les mêmes car la procédure d'étirage et la forme de la flamme ne sont pas exactement les mêmes.

La figure suivante montre la courbe d'étirage de la structure illustrée à la figure 2.9. Le diamètre moyen étant toujours plus gros que dans le cas précédent, les longueurs de battement sont beaucoup plus grandes.

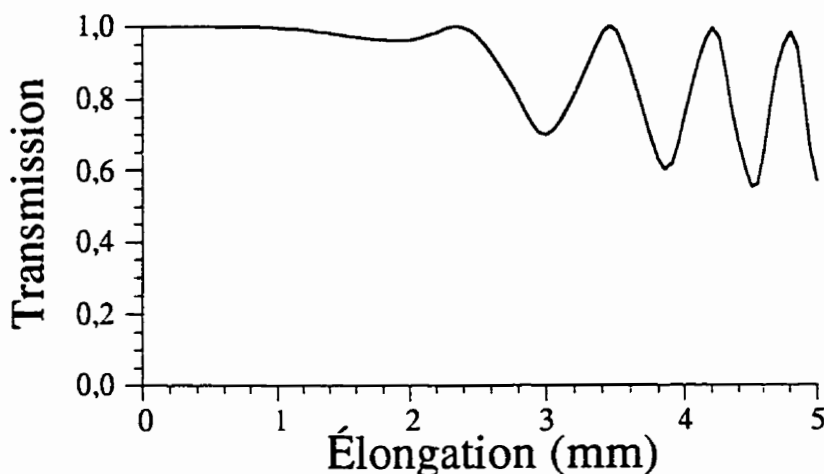


Figure 2.17 : Courbe d'étirage de la fibre effilée dont le profil est montré à la figure 2.9. Le calcul est fait avec 5 modes.

2.4.2 Calcul des coefficients de couplage

La valeur des différents coefficients de couplage définis par l'équation 2.2.4, le long du profil de la fibre effilée, nous renseigne sur le couplage possible de la puissance dans les différents modes ainsi que les endroits dans le profil où le transfert de puissance d'un mode à l'autre est le plus important.

Lorsque l'on étire sans balayage, les pentes normalisées ont des grandeurs similaires un peu partout dans le profil. Le couplage entre les différents modes du guide a lieu tout au long de la structure. La figure 2.18 montre bien que les coefficients de couplage sont distribués dans toute la région effilée.

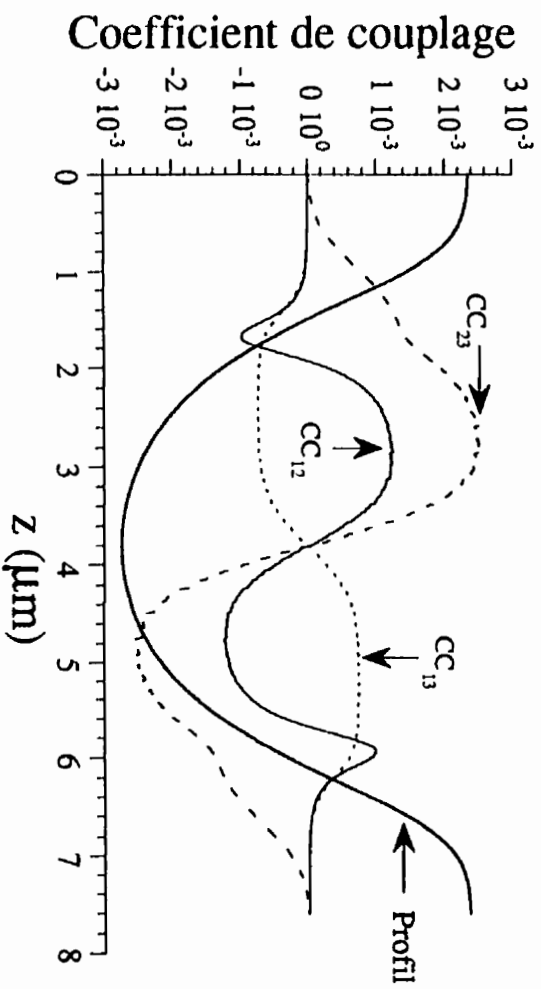


Figure 2.18 : Répartition des coefficients de couplage des trois premiers modes le long de la fibre effilée dont le profil est montré à la figure 2.8.

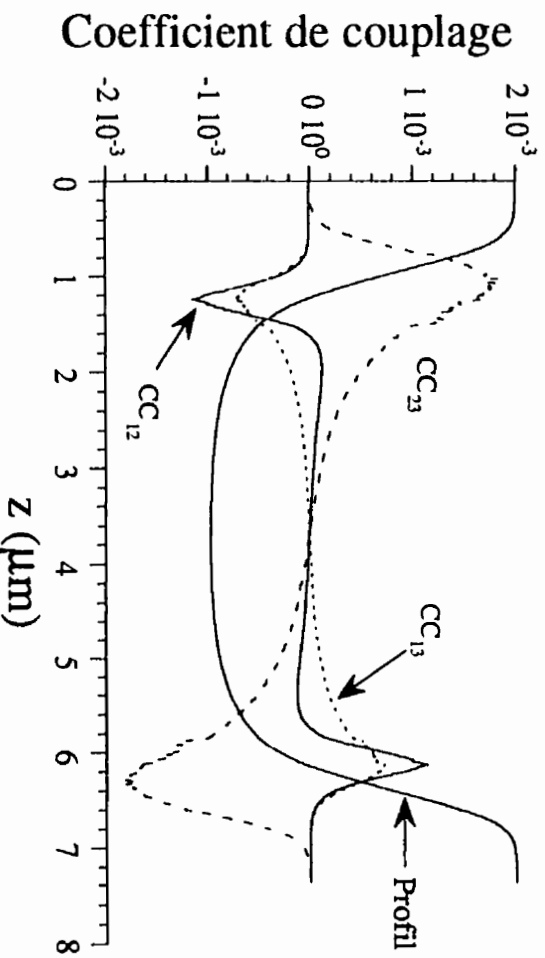


Figure 2.19 : Répartition des coefficients de couplage des trois premiers modes le long de la fibre effilée dont le profil est montré à la figure 2.9.

Lorsque la fibre est étirée avec balayage de la flamme, les pentes importantes sont beaucoup plus localisées, ce qui implique, tel que montré à la figure 2.19, des zones de couplages entre mode très localisées.

2.4.3 Calcul de la répartition des modes

La répartition de la puissance dans les différents modes guidés est également une information intéressante sur une structure effilée. Elle est complémentaire à la distribution des coefficients de couplage.

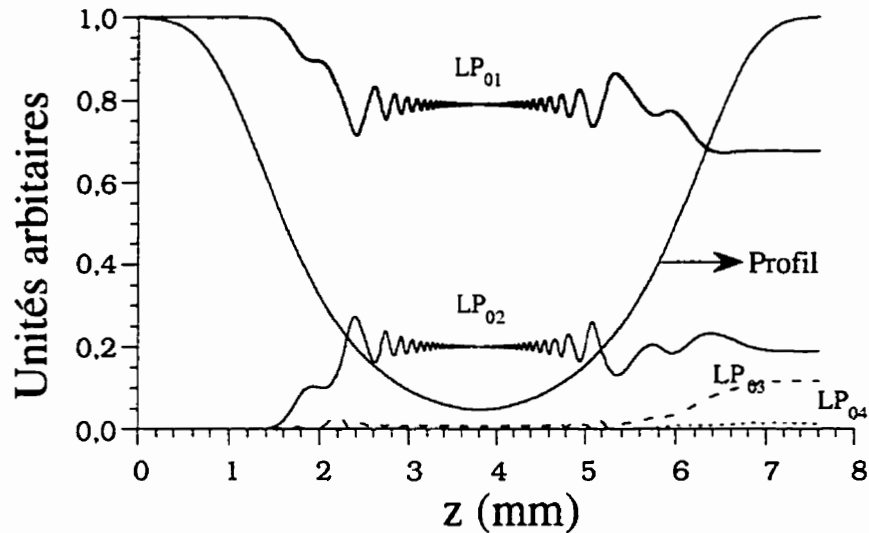


Figure 2.20 : Répartition de la puissance dans les quatre premiers modes de la fibre effilée montré aux Figures 2.8 et 2.18.

La figure 2.20 montre que, lorsque les coefficients de couplage sont uniformément répartis le long du profil, le transfert de puissance entre modes s'opère lui aussi tout au long du profil. Les oscillations longitudinalement étendues de la puissance des deux premiers modes en sont la preuve.

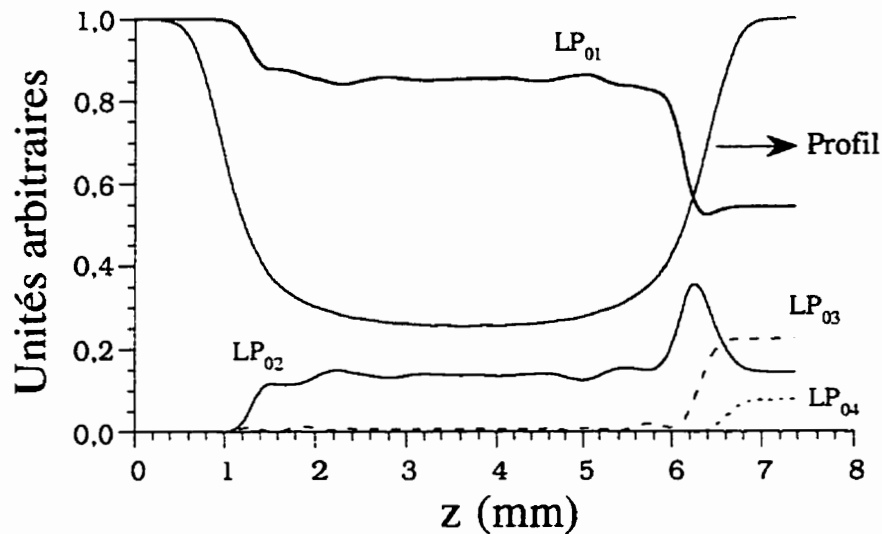


Figure 2.21 : Répartition de la puissance dans les quatre premiers modes de la fibre effilée montré aux Figures 2.9 et 2.19.

Sur la figure 2.21, les oscillations de puissance sont quasiment absentes. La principale raison en est la localisation des coefficients de couplage. Le transfert de puissance se fait abruptement. Une autre raison est que le rayon de la fibre est plus grand que dans le cas précédent. Cela entraîne une longueur de battement et donc des longueurs de couplage entre les modes plus grandes.

2.4.4 Calcul de la transmission spectrale

La majeure partie des applications des fibres effilées utilisent les propriétés spectrales de ceux-ci. L'étude en longueur d'onde est donc indispensable. Nous allons donc calculer les courbes de transmission en fonction de la longueur d'onde pour les deux fibres effilées exemples. La courbe de la transmission spectrale la fibre effilée fabriquée sans balayage (profil de la figure 2.8) est montrée à la figure 2.22

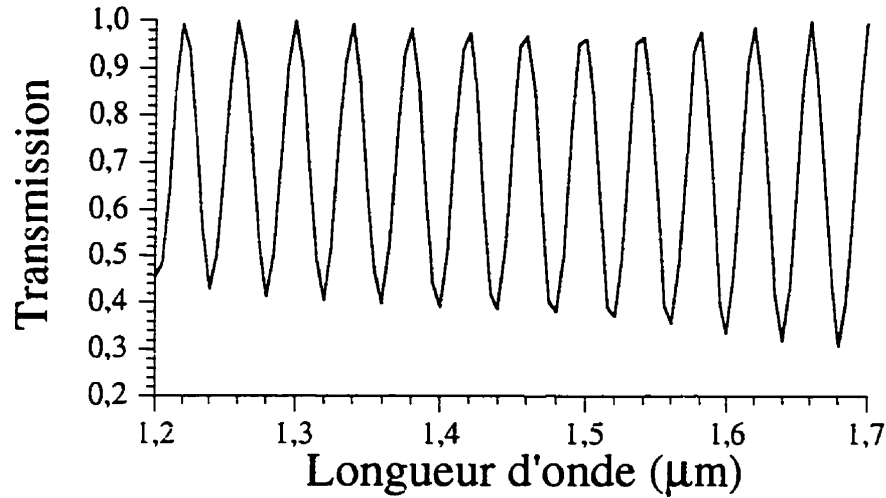


Figure 2.22 : Transmission simulée de la fibre effilée dont le profil est montré à la figure 2.8 en fonction de la longueur d'onde.

La figure suivante montre une réponse spectrale expérimentale. La fibre effilée correspondant à ce spectre est plus longue que celle dont la réponse est simulée, ce qui explique les franges plus serrées; nous y remarquons également la modulation des maxima due à la présence de plus de deux modes.

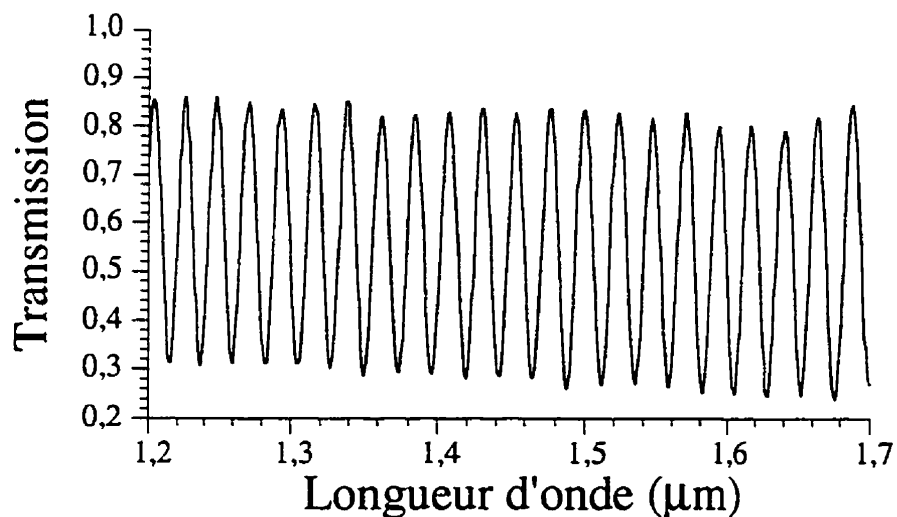


Figure 2.23 : Transmission expérimentale en fonction de la longueur d'onde de la fibre effilée dont la courbe d'étirage est montré à la figure 2.12.

La figure 2.24 présente la réponse spectrale de la structure étirée par balayage de la flamme (figure 2.9). Le rayon minimum de la structure étant beaucoup plus grand, l'interfrange est alors très important.

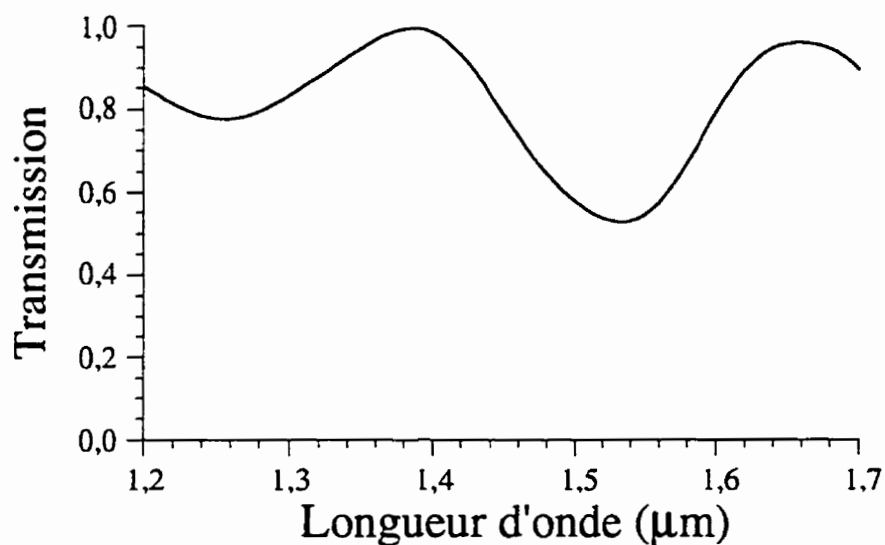


Figure 2.24 : Transmission de la fibre effilée dont le profil est montré à la figure 2.9 en fonction de la longueur d'onde.

Par ce logiciel, nous pouvons donc, avant l'expérience, déterminer quel profil d'étirage et quelle forme de flamme donneront la réponse spectrale désirée.

2.5 Modélisation des filtres spectraux tout-fibre

Les filtres spectraux sont des composants tout-fibre permettant une isolation accrue des coupleurs démultiplexeurs. Ils font office de filtres passe-bas ou passe-haut pour les systèmes utilisant le multiplexage en longueur d'onde (1300-1550 nm). Ils sont composés d'une succession de structures effilées. Ces composants ont été brevetés et un modèle simple utilisant seulement deux modes avec l'approximation soudaine a déjà été publié (Daxhelet, 1990; Gonthier, 1988; Gonthier, 1989). Une modélisation plus réaliste de ces dispositifs, c'est-à-dire à N modes et à profil de flamme réaliste, nous permettrait d'ajuster de manière efficace les différents paramètres de fabrication (Daxhelet, 1995). Ceux-ci doivent être évalués par le modèle et appliqués à l'expérimentation. Grâce au logiciel décrit plus haut, il est maintenant possible de le faire. Ce paragraphe détaille les différentes étapes simulées de la fabrication d'un de ces composants. Une comparaison avec les résultats expérimentaux sera faite dans la section 2.6.

La fabrication d'un filtre spectral tout-fibre est constituée de plusieurs étapes. À chacune de ces étapes, une structure effilée est ajoutée. Leur position est ajustée pour obtenir les différences de phase désirées entre les modes. La première structure, appelée préétirage, est une large section biconique à pentes faibles. La raison d'être de celle-ci est de réduire le diamètre de la fibre sans occasionner de couplage entre les modes. Cette réduction est nécessaire pour atteindre le diamètre où la longueur de battement Z_B entre les deux premiers modes est maximum. Cette propriété permet d'obtenir des composants plus courts. La figure 2.25 montre les courbes de longueur de battement entre les trois premiers modes de la fibre et cela pour les deux longueurs d'onde des télécommunications. Près de leur maximum, il y a un rayon où les longueurs de battement Z_B ont la même valeur.

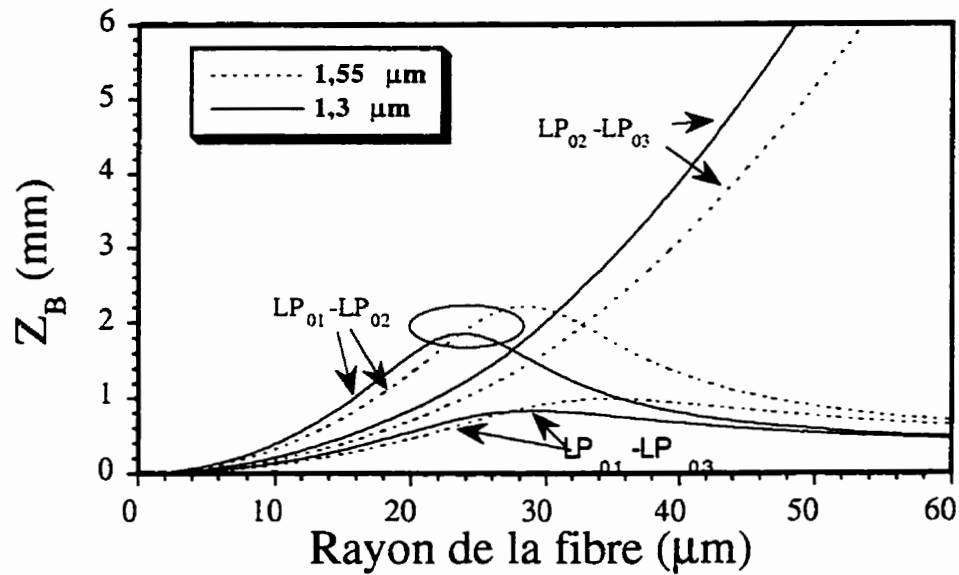


Figure 2.25 : Longueurs de battement Z_B entre les trois premiers modes pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, en fonction du rayon de la fibre.

Les structures suivantes ont des pentes plus abruptes, ce qui engendre des couplages entre les modes. La méthode consiste donc à simuler toutes les étapes de fabrication dans l'ordre et de calculer les transmissions du composant à chacune d'elles. Ces dernières sont calculées en résolvant les équations couplées 2.2.2 à chaque étape avec le nombre de modes correspondant à la précision désirée.

La figure 2.26 montre les différentes structures simulées à différentes étapes de fabrication.

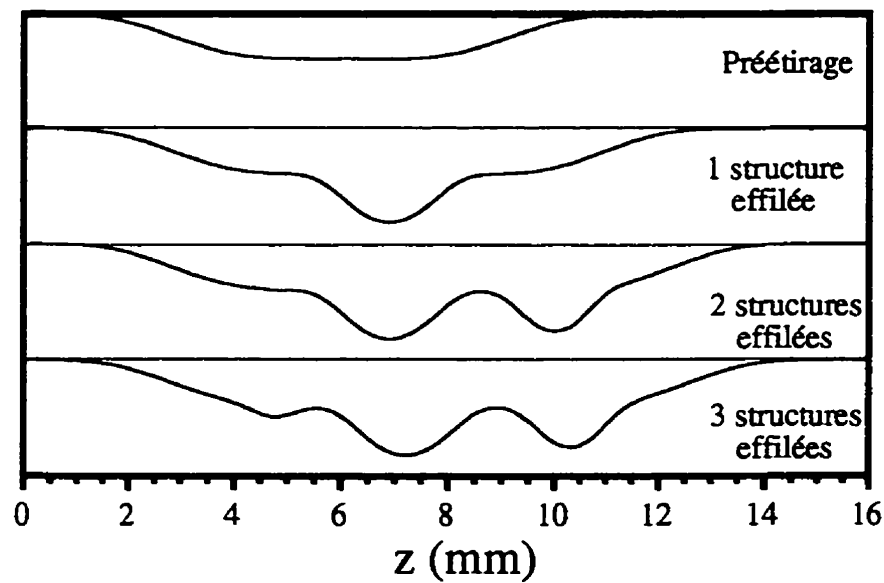


Figure 2.26 : Profils simulés d'un filtre spectral lors des différentes étapes de sa fabrication.

Les différents paramètres de la "recette" utilisée pour la fabrication du filtre passe-bas simulé dans cette section, sont montrés à la table 2.2. Les décalages des différentes structures sont mesurés par rapport au centre de la précédente. Un signe (+) indique le décalage vers la droite et un signe (-) vers la gauche.

Tableau 2.2 : Paramètres théoriques de fabrication d'un filtre passe-bas

Étape	$\mathcal{N}$	Longueur (μm)	Décalage (mm)
1	0	2930	0
2	2	1780	0
3	1	1310	+2,48
4	0	310	-5,35

La figure 2.27 montre la courbe d'étirage simulée lors de la fabrication d'un filtre passe-bas en utilisant la recette montrée à la table 2.2.

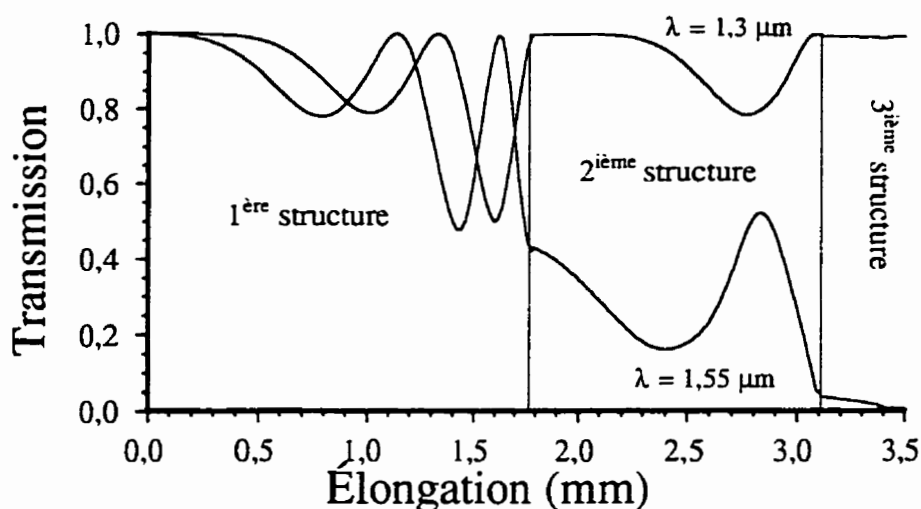


Figure 2.27 : Courbe d'étrépage simulée d'un filtre passe-bas (passe 1300 nm / stop 1550 nm).

La distance entre les structures effilées est ajustée pour que la transmission à la longueur d'onde d'arrêt soit minimum. Dans la recette montrée ici, une troisième structure est ajoutée pour augmenter l'isolation. Pour avoir une idée sur la localisation des couplages entre les modes, nous pouvons tracer la répartition des pentes normalisées le long du profil du filtre. La figure 2.28 montre cette répartition. Nous constatons que les pentes ne sont pas localisées à une région mais ont des valeurs non négligeables à peu près partout. Les zones de couplage ne sont donc pas localisées et l'approximation soudaine décrite à la référence (Lacroix, 1986) et le modèle simple (Daxhelet, 1990; Gonthier, 1988; Gonthier, 1989) ne sont pas valables. Il faut utiliser les équations couplées pour décrire la transmission réelle.

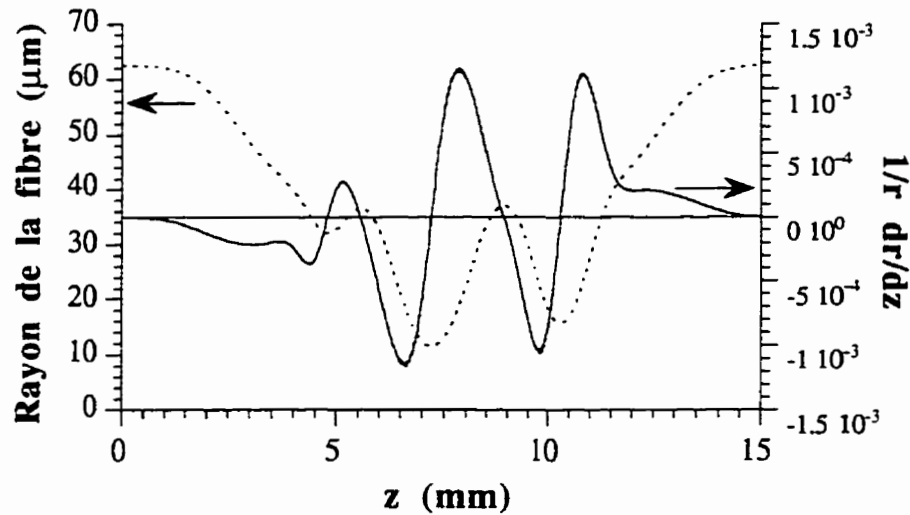


Figure 2.28 : Distribution des pentes normalisées le long du profil de filtre.

Ces modes battent et se couplent tout au long de leur propagation. À la sortie du filtre, il faut qu'à la longueur d'onde de passage, la puissance dans le mode fondamental soit idéalement égale à la puissance d'entrée et qu'à la longueur d'onde d'arrêt, la puissance dans celui-ci soit nulle. Le modèle simple préalablement établi ne considérerait que deux modes. Or comme le montre la figure 2.29 décrivant la distribution des coefficients de couplage le long du profil longitudinal, le couplage se fait entre plus de deux modes. Les simulations effectuées sur ces structures tiennent compte d'au moins cinq modes. Nous remarquons que la distribution des coefficients de couplage CC_{23} a la même allure que celle des pentes normalisées montrées à la figure 2.29. Cela s'explique par la valeur à peu près constante du coefficient de couplage normalisé entre ces mêmes modes montré à la figure 2.6.

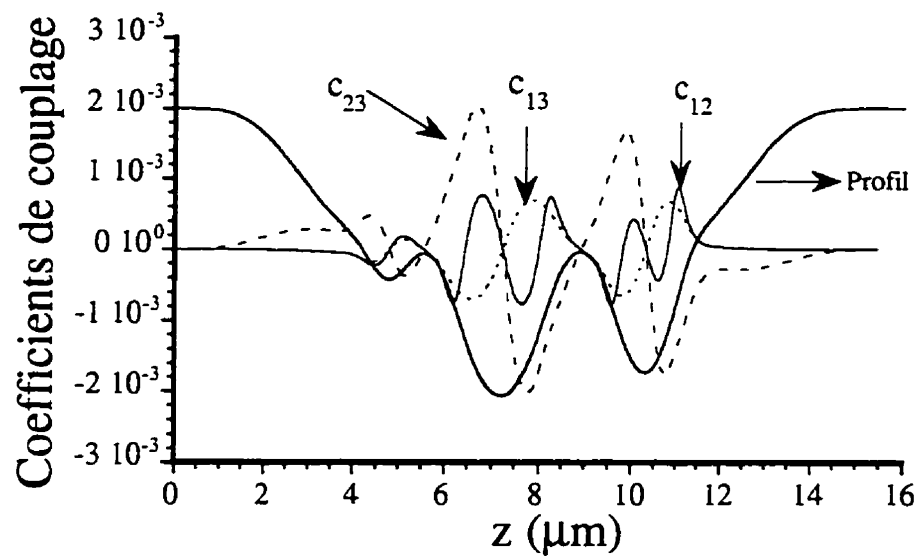


Figure 2.29 : Distribution des coefficients de couplage entre les trois premiers modes le long du profil du filtre ($\lambda = 1,3 \mu\text{m}$).

Lors de l'étirage des différentes structures, nous visualisons la transmission du composant à la longueur d'onde de passage. Chaque section effilée est étirée jusqu'à un maximum de transmission.

La figure 2.30 montre les courbes de transmission en fonction de la longueur d'onde aux différentes étapes.

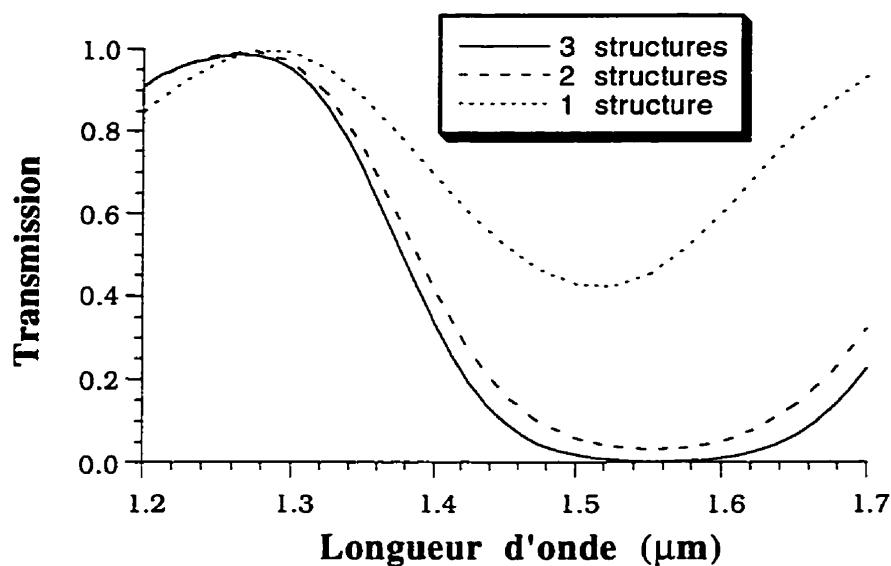


Figure 2.30 : Courbe de la transmission simulée du filtre passe-bas en fonction de la longueur d'onde pour les différentes étapes de fabrication.

Les figures suivantes montrent la distribution de la puissance dans les principaux modes guidés aux longueurs d'onde de passage et d'arrêt.

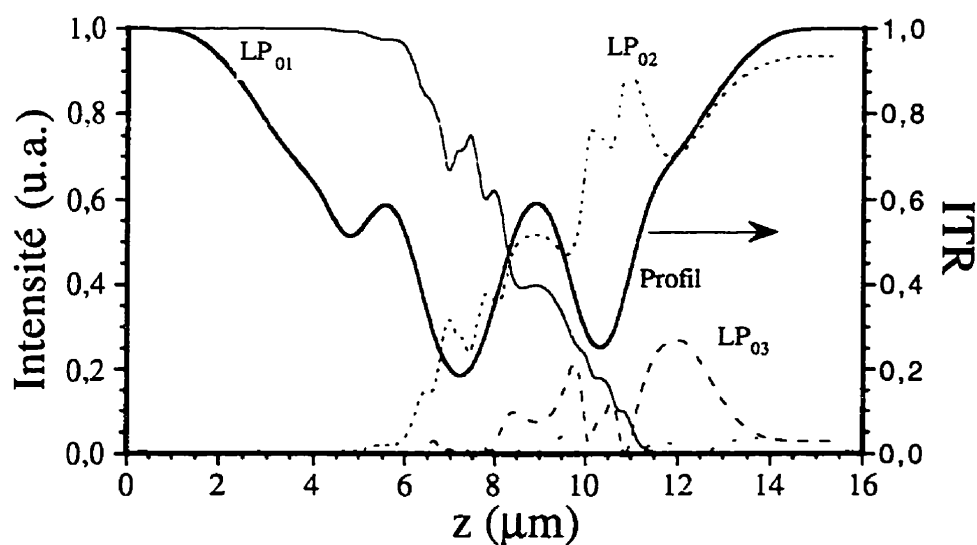


Figure 2.31 : Distribution des quatre premiers modes le long du filtre passe-bas à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ (ITR: inverse du taux de réduction).

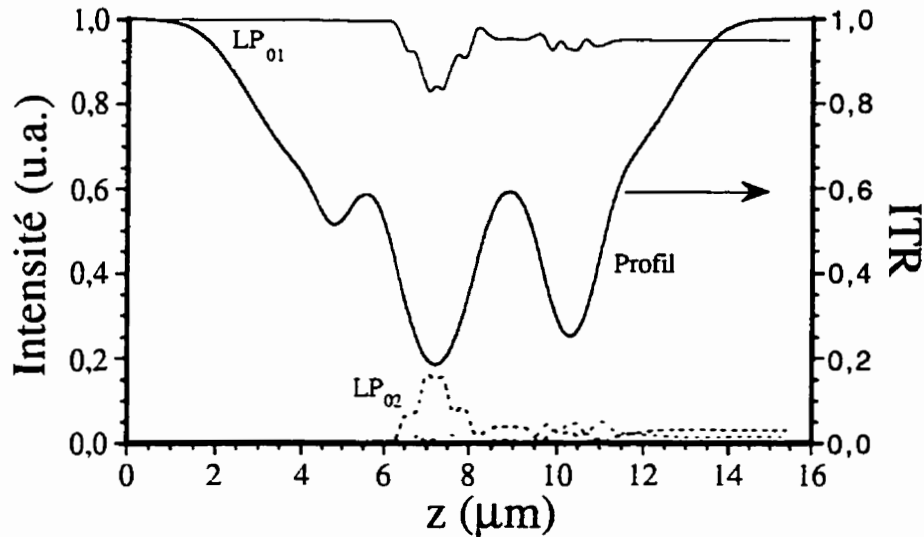


Figure 2.32 : Distribution des quatre premiers modes le long du filtre passe-bas à $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ (ITR: inverse du taux de réduction).

Lorsque la condition de phase est respectée, le couplage entre le mode fondamental et les autres est presque total et chaque structure contribue à accentuer l'effet. Nous remarquons qu'il peut y avoir jusqu'à 4,3% de la puissance dans le quatrième mode et 0,66% dans le cinquième. À la longueur d'onde de passage, il y a au maximum 16% dans le deuxième mode et 5% dans le troisième, ces chiffres montrent que l'approximation à deux modes utilisée avant le développement de ce logiciel n'était pas valable.

La modélisation des filtres spectraux est maintenant assez réaliste pour pouvoir prévoir la transmission obtenue à l'aide d'une recette donnée. L'élaboration de ces recettes s'obtient en grande partie par méthode d'essai-erreur. Cette modélisation est donc un outil important pour la conception de filtres spectraux. Ce logiciel a été cédé un contrat à la compagnie Alcatel Canada Wire, Canstar Division.

2.6 Résultats expérimentaux des filtres spectraux.

Dans cette section nous allons comparer les résultats expérimentaux de la transmission des filtres avec la modélisation (Daxhelet, 1995). Le tableau 2.3 indique les paramètres de fabrication expérimentaux du filtre passe-bas. Ces valeurs sont du même ordre que ceux du tableau 2.2.

Tableau 2.3 : Paramètres expérimentaux de fabrication d'un filtre passe-bas

étape	N	Longueur (μm)	Décalage (mm)
1	0	-	0
2	2	1745,4	0
3	1	1532,1	2,4
4	0	300	-5,0

La courbe de la figure 2.33 montre, en train plein, la transmission expérimentale d'un filtre passe-bas et en traits discontinus les transmissions théoriques des différentes étapes de fabrication. L'accord final (3 structures) entre ces courbe théorique et expérimentale est excellente, même si la courbe expérimentale présente un maximum un peu plus bas que la théorie. Cela provient certainement de pertes autres que celles occasionnées par couplage (contraintes, défauts de la fibre, présence d'impuretés, ...).

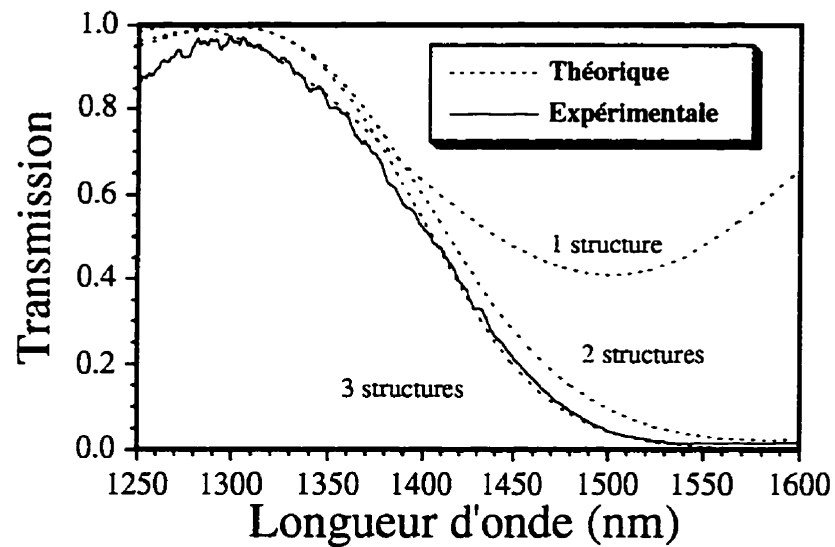


Figure 2.33 : Comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques sur la transmission d'un filtre spectral passe-bas.

La figure 2.34 compare les étirages théorique et expérimental. La première courbe correspondant à la première structure est très similaire. La deuxième est décalée. Cela peut s'expliquer par la difficulté de suivre exactement la recette théorique (étirage sur une région en pente de la structure préétirée).

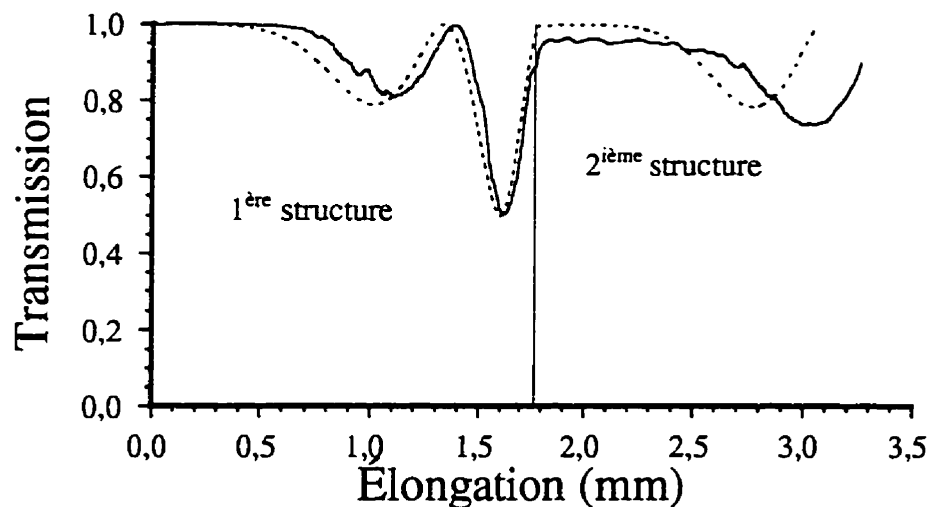


Figure 2.34 : Courbes d'étirage expérimentales (en trait plein) et théoriques (en traits discontinus) des deux premières structures du filtre passe-bas

Ce logiciel est utilisé pour chaque élaboration de recette de filtre spectral ou autre structure effilée. Il permet un gain de temps et la possibilité de prévoir les propriétés et le comportement détaillé du composant avant sa fabrication.

CHAPITRE III

SENSIBILITÉ THERMIQUE DES INTERFÉROMÈTRES MODAUX TOUT-FIBRE

Dans ce chapitre, nous allons décrire les caractéristiques thermiques des interféromètres modaux. Dans la première section, nous allons exposer un modèle simple de ce type d'interféromètre. Dans la deuxième et la troisième sections, une étude des propriétés thermiques des interféromètres bimodaux et multimodaux sera détaillée. Dans la quatrième section, nous présenterons les résultats expérimentaux confirmant la théorie. Et pour finir, nous allons utiliser la méthode décrite dans le chapitre précédent pour simuler les comportements de ce type d'interféromètre et retrouver les résultats obtenus expérimentalement.

3.1 Théorie des interféromètres modaux

De façon générale, pour un interféromètre modal, ce sont les modes guidés par la fibre qui jouent le rôle des bras. Cet interféromètre est constitué de trois segments de fibre. Le segment d'entrée est un guide unimodal. Le segment intermédiaire est multimode. Le dernier, un guide unimodal, est en général identique au premier. À la connexion des deux premiers segments, la lumière incidente est couplée dans les différents modes propres du segment multimode. Ces modes se déphasent lors de leur propagation et, à la connexion de sortie, ils se recombinent selon leur phase finale dans l'unique mode du guide de sortie. Une telle structure peut être schématisée selon la figure 3.1.

Segment unimodal	Segment multimodal	Segment unimodal
U	M	U

Figure 3.1 : Représentation schématique d'un interféromètre modal avec ces deux segments extrêmes unimodaux et son segment médian multimodal.

Nous appellerons les connexions entre les segments, les zones de couplages. Chaque mode possède sa propre constante de propagation β qui est fonction de la longueur d'onde et des paramètres physiques de la fibre tels que les rayons et les indices de chaque couche.

3.1.1 Transmission des interféromètres modaux

Pour calculer la fonction de transmission des interféromètres modaux dont l'étendu des zones de transition sont négligeables devant la longueur du segment multimodal, nous pouvons suivre une autre approche que celle décrite dans le chapitre précédent, celle de l'approximation soudaine. Pour cela nous considérons que les zones couplages à l'entrée et à la sortie de l'interféromètre sont très courtes et assimilables à des jonctions d'épissures.

Dans la fibre d'entrée, qui est unimodale, seul le mode LP_{01} est présent. Nous allons décrire le champ dans cette fibre par le vecteur normalisé $|LP_{01}^{U_1}\rangle$. Ainsi les champs situés de part et d'autre de la première connexion sont :

$$|LP_{01}^{U_1}\rangle = |\psi(0)\rangle = \sum_{l,m} a_{l,m} |LP_{lm}^M\rangle \quad (3.1.1)$$

où les coefficients a sont donnés par la relation

$$a_{l,m} = \langle LP_{lm}^M | LP_{01}^{U_1} \rangle \quad (3.1.2)$$

Celle dernière relation n'est en fait une approximation valable que si les réflexions aux interfaces sont négligeables. C'est le cas pour les épissures car les différences d'indice d'une fibre à l'autre est de l'ordre de 10^{-3} (Bures et Huard, 1991). C'est également le cas pour les fibres effilées où les pentes sont trop faibles pour occasionner des réflexions significatives.

Après avoir parcouru une distance L , les champs des modes dans la section multimodale s'écrivent :

$$|\psi(L)\rangle = \sum_{l,m} a_{l,m} e^{i\beta_{l,m}L} |LP_{lm}^M\rangle \quad (3.1.3)$$

Le champ final dépend des phases respectives de chaque mode. La puissance de sortie dépend des recombinaisons dans le mode fondamental de la fibre de sortie représentée par $|LP_{01}^U\rangle$. L'amplitude du champ couplé dans ce dernier s'écrit :

$$\begin{aligned} a &= \langle LP_{01}^U | \psi(L) \rangle = \sum_{l,m} a_{l,m} e^{i\beta_{l,m}L} \langle LP_{01}^U | LP_{lm}^M \rangle \\ &= \sum_{l,m} a_{l,m} b_{l,m} e^{i\beta_{l,m}L} \end{aligned} \quad (3.1.4)$$

où les coefficients b sont donnés par la relation

$$b_{l,m} = \langle LP_{lm}^M | LP_{01}^U \rangle \quad (3.1.5)$$

L'intensité lumineuse résultant du couplage des différents modes est donnée par (Gonthier, 1989)

$$\begin{aligned} \mathcal{I} &= |a|^2 \\ &= \sum_{l,m} I_{l,m} + 2 \sum_{l_1,m_1} \sum_{\substack{l_2 > l_1 \\ m_2 > m_1}} \sqrt{I_{l_1,m_1} I_{l_2,m_2}} \cos(\beta_{l_1,m_1} - \beta_{l_2,m_2}) L \end{aligned} \quad (3.1.6)$$

où les intensités I sont

$$I_{l,m} = |a_{l,m}|^2 |b_{l,m}|^2 \quad (3.1.7)$$

Il existe en somme deux types de variables faisant varier l'intensité résultante : l'amplitude (ou l'intensité) de chaque mode et sa constante de propagation. Comme le montrent les équations précédentes, les intensités réparties dans les modes dépendent des couplages survenant à la jonction d'entrée et celle de sortie. La grandeur des couplages dépend de la structure des segments et de la longueur d'onde. Les constantes de propagation dépendent de la structure du segment multimodal et de la longueur d'onde. Pour un interféromètre modal donné, la variation des constantes de propagation β a beaucoup plus d'influence sur la transmission que celle des coefficients de couplage, à cause de la fonction cosinus.

Considérons maintenant le cas des interféromètres bimodaux, c'est-à-dire ceux dont le segment multimodal ne supporte que deux modes. Si la symétrie de tout l'interféromètre est circulaire, seuls les modes LP_{0m} sont guidés, ce qui est le cas des fibres effilées. S'il n'y a pas de symétrie particulière, il faudra considérer les modes LP_{lm} . C'est le cas, par exemple, des coupleurs fusionnés et étirés.

De l'équation 3.1.6, l'intensité résultant devient alors :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\delta\beta_{12} L) \text{ où } \delta\beta_{12} = \beta_1 - \beta_2 \quad (3.1.8)$$

Nous considérons deux types d'interféromètres modaux :

- l'interféromètre appelé ici UMU constitué d'une fibre bimodale prise en sandwich entre deux fibres unimodales.
- l'interféromètre constitué d'une fibre effilée.

3.1.2 Calcul de l'interfrange

L'interfrange correspond à l'intervalle de fréquence tel que $\delta\beta_{12}L = 2\pi$. Comme les interfranges sont suffisamment petits par rapport à la longueur d'onde, nous pouvons remplacer le symbole différence par une différentielle

$$d(\delta\beta L) = d\left(\frac{2\pi}{c} v \delta n_{eff} L\right) = 2\pi \quad (3.1.9.a)$$

$$\delta n_{eff} L \frac{dv}{c} - \frac{\lambda}{c} L \frac{d\delta n_{eff}}{d\lambda} dv = 1 \quad (3.1.9.b)$$

$$dv = \frac{c}{L \left(\delta n_{eff} - \lambda \frac{d\delta n_{eff}}{d\lambda} \right)} \quad (3.1.9.c)$$

Comme dans les interféromètres précédents, l'interfrange est toujours inversement proportionnel à la longueur de l'interféromètre. Par contre, pour ce type d'interféromètre, dans les parenthèses du dénominateur, le deuxième terme contenant l'information sur la dispersion des modes (le terme contenant la dérivée par rapport à la longueur d'onde) n'est plus négligeable devant le premier. De plus, contrairement aux cas présentés dans le chapitre 1, la phase de l'interféromètre n'est plus fonction de l'indice effectif d'un mode mais plutôt de la différence entre des indices effectifs. Le fait que le dénominateur soit une différence, donne la possibilité à celui-ci de s'annuler lorsque $\delta n_{eff} = \lambda \frac{d\delta n_{eff}}{d\lambda}$. Dans ce cas, l'interfrange devient infini, ce qui correspond à la condition d'égalisation des vitesses de groupe des deux modes (Lacroix, 1988). C'est la frange achromatique pour laquelle la phase ne dépend plus de la longueur d'onde. Elle peut aussi bien apparaître dans le cas des interféromètres modaux de type UMU que dans le cas des fibres effilées.

La figure 3.2 illustre la courbe de l'interfrange entre LP_{01} et LP_{02} en fonction de V_{co} pour la fibre standard de télécommunication utilisée tout au long de cette thèse.

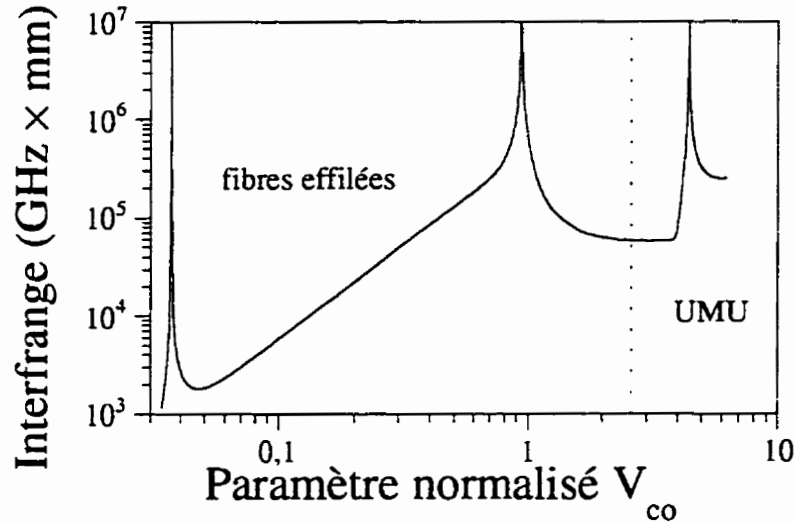


Figure 3.2 : Courbe de l'interfrange (par mm de longueur) entre LP_{01} et LP_{02} en fonction de V_{co} pour une fibre standard à deux couches ($\rho_{co}=4,5\mu m$, $\rho_{go}=62,5\mu m$, $\lambda=1,55\mu m$ et $\Delta n = 4,5 \cdot 10^{-3}$).

Cette courbe comporte trois pics divergeant vers l'infini. Chacun de ces pics correspond à une frange achromatique (Lacroix, 1988). Chaque pic est voisin de la "coupure" d'un des deux modes. Le mot coupure est entre guillemets, car le mode n'est pas définitivement coupé. En réalité, il change de régime en passant de mode de cœur à un mode de gaine. Le pic le plus à droite survient lors de la "coupure" du mode LP_{02} en tant que mode de cœur. Le second correspond à la coupure du mode LP_{01} en tant que mode de cœur. Et finalement, le troisième et dernier survient juste avant la coupure définitive du mode LP_{02} comme mode guidé. La frange achromatique située vers $V_{co} = 4$, s'observe très bien pour les interféromètres de type UMU, tandis que celle située vers $V_{co} = 0.04$ s'observe pour les fibres effilées. Les résultats expérimentaux sont montrés dans la section 3.5 de ce chapitre. La frange achromatique située vers

$V_{co} = 1$ n'est pas facilement observable car elle est plus large que les autres. Elle correspond à un minimum de δn_{eff} (voir figure 2.3).

Pour la stabilisation des lasers, nous avons besoin d'un interféromètre ayant des interfranges les plus petits possibles de façon à obtenir des variations d'amplitude en fonction de la fréquence les plus grandes possibles. Par conséquent, la présence d'une frange achromatique proche du point de fonctionnement du laser rend l'interféromètre inutilisable.

3.2. Sensibilité thermique des interféromètres bimodaux

En ce qui concerne la sensibilité thermique, le cas de l'interféromètre modal est différent des autres, car c'est la variation des différences d'indices effectifs des modes guidés qui intervient dans le calcul, plutôt que celle des indices des couches. Cette variation ne peut plus être assimilée à celle des indices du milieu. Il faut donc reprendre le calcul (Daxhelet, 1995; Daxhelet, 1992).

Pour calculer la sensibilité thermique, nous dérivons la phase $\delta\beta L$ en fonction de la température. L'annulation de cette dérivée nous informe sur la variation de la fréquence nécessaire pour que la phase demeure constante. Cette relation est donnée par l'équation 3.2.1.

$$\frac{d}{dT} \left\{ \frac{2\pi}{c} v \delta n_{eff} L \right\} = 0 \quad (3.2.1.a)$$

$$\frac{1}{c} \frac{dv}{dT} \delta n_{eff} L + \frac{v}{c} \frac{d\delta n_{eff}}{dT} L + \frac{v}{c} \delta n_{eff} \frac{dL}{dT} = 0 \quad (3.2.1.b)$$

$$\frac{dv}{dT} = -\frac{c}{\lambda} \left\{ \frac{1}{\delta n_{eff}} \frac{d\delta n_{eff}}{dT} + \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right\} \quad (3.2.1.c)$$

Nous avons pris comme valeur pour la dilatation thermique du quartz fondu, $\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} = 5 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ (Hocker, 1979). La sensibilité thermique dépend alors de $\frac{d\delta n_{eff}}{dT}$.

Pour comprendre ce résultat, écrivons

$$\frac{d\delta n_{eff}}{dT} = \frac{d\delta n_{eff}}{dV} \frac{dV}{dT} \quad (3.2.2)$$

Comme le montre la figure 3.3, la courbe δn_{eff} vs V possède des minima et des maxima. Nous pouvons donc conclure que la dérivée de la différence des indices effectifs par rapport à V (et à la température) peut s'annuler et donc changer de signe.

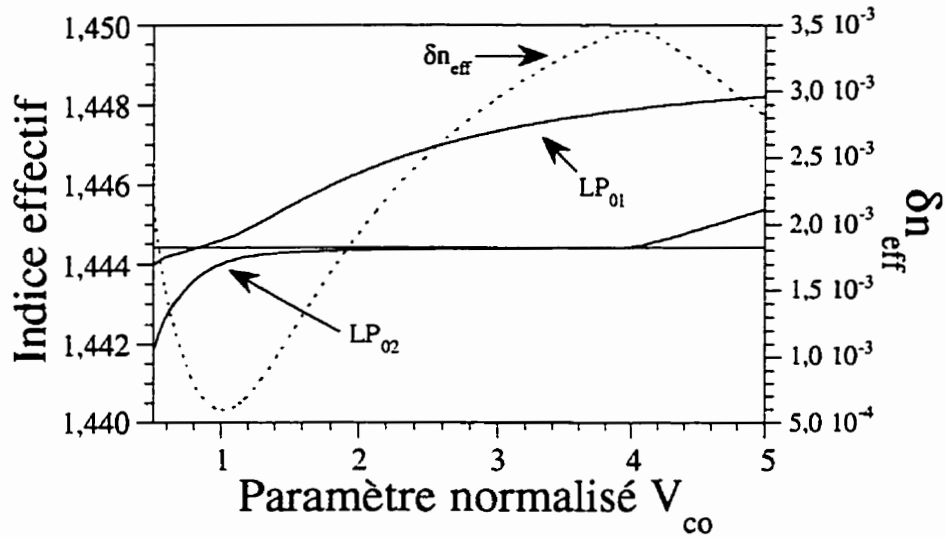


Figure 3.3 : Courbe de δn_{eff} (en pointillé) en fonction du paramètre normalisé V_{co} pour une fibre à saut d'indice de 3 couches.

Finalement, pour qu'il y ait insensibilité thermique (c'est-à-dire que $dv/dT = 0$ dans 3.2.1.c), il faut que

$$\frac{1}{\delta n_{eff}} \frac{d\delta n_{eff}}{dT} = -\frac{1}{L} \frac{dL}{dT}. \quad (3.2.3)$$

La figure 3.4 nous montre la courbe de la sensibilité thermique théorique d'une fibre standard à deux gaines optiques en fonction du paramètre normalisé V_{co} . Comme c'était le cas pour l'interfrange, ici aussi les régions de sensibilité nulle sont voisines des régions où il y a changement de régime des modes.

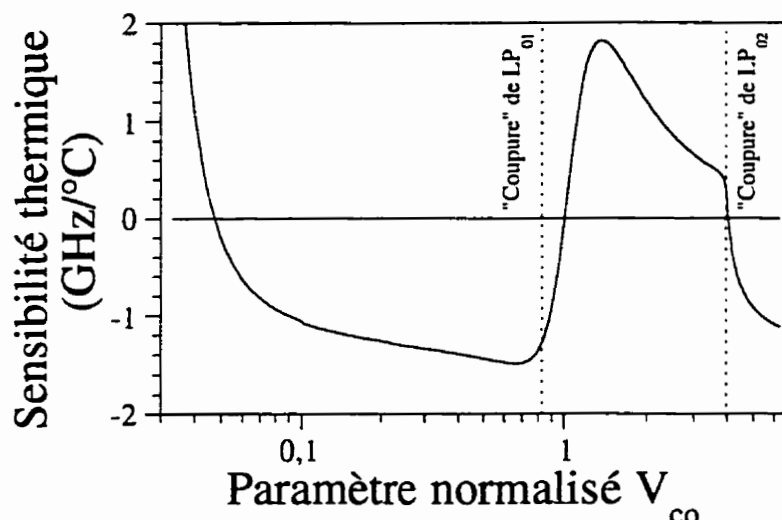


Figure 3.4 : Courbe de la sensibilité thermique d'une fibre à trois couches pour un interféromètre modal.

Sur cette courbe, il y a trois régions d'insensibilité thermique. La première, correspondant à $V_{co} = 4$, n'est accessible pas pour les fibres à cœur bimodale. Les fibres standards sont monomodes et ont un rayon de $62.5 \mu\text{m}$, ce qui correspond à $V_{co} = 2.0815$ pour $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. Tous les rayons plus petits sont accessibles pour les fibres effilées. La deuxième région d'insensibilité thermique correspond à $V_{co} \approx 1$. Le problème est que, pour cette valeur, l'interfrange est très grand (voir Figure 3.2). Cette région n'a donc pas d'intérêt pour une application de référence spectrale. La troisième région est accessible pour les fibres très effilées. Le rayon d'une telle fibre pour une longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$, est d'environ $1.4 \mu\text{m}$.

Les résultats expérimentaux vérifiant cette théorie sont montrés dans la section 3.5 à la fin de ce chapitre.

3.3 Sensibilité thermique des interféromètres multimodaux

Nous allons discuter dans cette section de la sensibilité thermique des interféromètres modaux multimodes, c'est-à-dire des interféromètres modaux guidant plus de deux modes. Ces situations se réalisent pour les fibres effilées ayant un rayon supérieur à $1,6 \mu\text{m}$ (ce qui correspond à la coupure de LP_{03} pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$) et également pour les fibres standard auxquelles on a préalablement enlevé la gaine protectrice de plastique, les modes LP_{02} et LP_{03} étant alors des modes de gaine. Dans ces situations, les modes se déphasent selon leur constante de propagation.

Comme nous l'avons vu dans une section précédente, l'intensité transmise par un interféromètre modal est

$$I = \sum_{i=1}^n I_i + 2 \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \sqrt{I_i I_j} \cos(\phi_{ij}) \quad (3.3.1)$$

où ϕ_{ij} dépend de la différence entre les constantes de propagation des modes i et j . Les phases ϕ_{ij} ne sont pas toutes indépendantes puisque

$$\phi_{ij} = \phi_{ik} + \phi_{kj} \quad (3.3.2)$$

Si nous considérons que l'excitation des modes est indépendante de la température, la variation de l'intensité transmise en fonction de la température est alors décrite par la relation :

$$\frac{dI}{dT} = -2 \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \sqrt{I_i I_j} \sin(\phi_{ij}) \left(\frac{d\phi_{ij}}{dT} \right) \quad (3.3.3)$$

La figure 3.5 nous donne la variation de la sensibilité thermique pour les trois premiers modes à symétrie circulaire pris deux à deux en fonction du paramètre normalisé V_{co} .

Ces valeurs de V_{co} sont standards pour des fibres non-étirées,

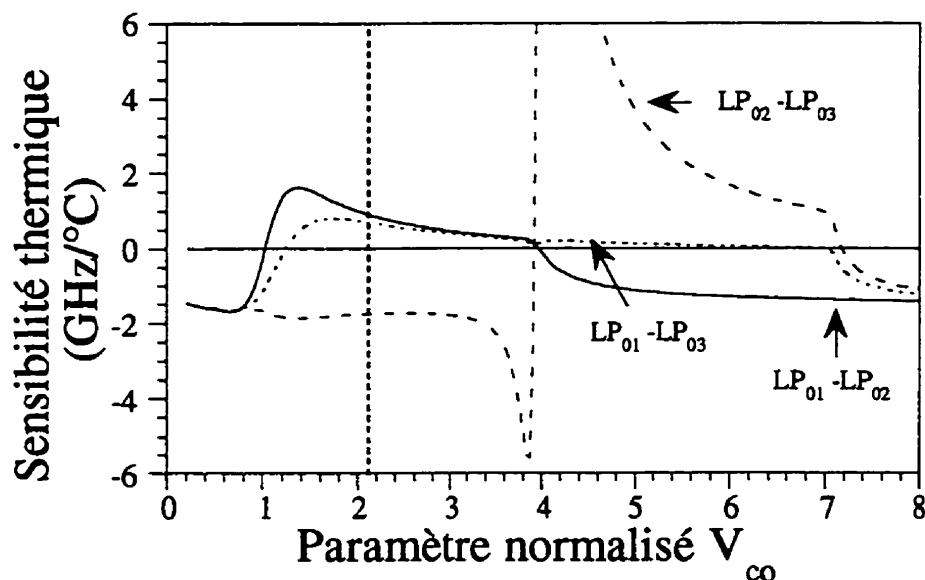


Figure 3.5 : Sensibilité thermique des trois premiers couples de modes à symétrie circulaire pour une fibre à trois couches. La droite verticale pointillée indique la valeur de V_{co} pour une fibre standard à la longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$.

où la relation entre la variation de la phase et la sensibilité thermique illustrée à la figure précédente est :

$$\frac{d\phi_{ij}}{dT} = \frac{2\pi\delta n_{effij} L}{c} \frac{d\nu}{dT} \quad (3.3.4)$$

Les valeurs des variations thermiques pour les trois premiers couples de modes sont montrées au tableau 3.1 pour les deux longueurs d'ondes des télécommunications.

Tableau 3.1 : Valeurs de la sensibilité thermique pour une fibre standard aux longueurs d'onde des télécommunications.

Longueur d'onde (μm)	$LP_{01}-LP_{02}$ (GHz/°C)	$LP_{01}-LP_{03}$ (GHz/°C)	$LP_{02}-LP_{03}$ (GHz/°C)
1,55	0,93	0,71	-1,75
1,30	0,66	0,55	-1,74

Pour obtenir le contraste maximum, utilisons une longueur d'onde pour laquelle tous les modes guidés sont en phase et leur différence de phase avec le mode fondamental est un multiple de 2π . Dans cette situation, les sinus de l'équation 3.3.3 s'annulent tous. Nous ne pouvons donc retirer de l'équation 3.3.3 aucune information. Considérons alors la dérivée seconde de la transmission. Cette équation peut aussi s'écrire en fonction de la différence entre les indices effectifs des modes :

$$\frac{d^2 I}{dT^2} = -2 \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \sqrt{I_i I_j} \left[\sin(\phi_{ij}) \frac{d^2 \phi_{ij}}{dT^2} + \cos(\phi_{ij}) \left(\frac{d\phi_{ij}}{dT} \right)^2 \right] \quad (3.3.5)$$

Encore une fois, les sinus s'annulent et les cosinus sont tous égaux à l'unité. L'équation 3.3.5 devient alors :

$$\frac{d^2 I}{dT^2} = -2 \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \sqrt{I_i I_j} \left(\frac{d\phi_{ij}}{dT} \right)^2 \quad (3.3.6)$$

Pour que l'interféromètre soit insensible à la température, il faut que cette dérivée soit nulle pour toute température. La relation précédente devient :

$$\sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \sqrt{I_i I_j} \left(\frac{d\phi_{ij}}{dT} \right)^2 = 0 \quad (3.3.7)$$

Tous les termes sont positifs. Pour que cette dérivée s'annule, il faut que tous les termes soient nuls. Nous pouvons remarquer sur la figure 3.5 que vers la valeur de $V_{co} = 4$, les sensibilités sont presque nulles et donc pour un maximum de transmission avec un contraste maximum, nous devons avoir un guide d'onde ayant cette caractéristique.

Considérons maintenant que des modes sont en phase mais que leur différence de phase avec le mode fondamental égale $\pi/2 + 2m\pi$ où m est un nombre entier (pour une stabilisation sur un flanc par exemple). Tous les sinus ayant ϕ_{ij} égalent l'unité, les

autres s'annulent par l'équation 3.3.2. Car ils sont des combinaisons de deux ϕ_{1j} . Ainsi, la dérivée première décrite à l'équation 3.3.3 devient :

$$\frac{dI}{dT} = -2 \sum_{j=2}^n \sqrt{I_1 I_j} \left(\frac{d\phi_{1j}}{dT} \right) \quad (3.3.8)$$

La condition de stabilité thermique devient alors :

$$\sum_{j=2}^n \sqrt{I_j} \left(\frac{d\phi_{1j}}{dT} \right) = 0 \quad (3.3.9)$$

Prenons pour exemple une fibre guidant trois modes. La transmission s'écrit :

$$I = I_1 + I_2 + I_3 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \phi_{12} + 2\sqrt{I_1 I_3} \cos \phi_{13} + 2\sqrt{I_2 I_3} \cos \phi_{23} \quad (3.3.10)$$

La condition de l'équation 3.3.9 devient

$$\sqrt{I_2} \frac{d\phi_{12}}{dT} + \sqrt{I_3} \frac{d\phi_{13}}{dT} = 0, \quad (3.3.11)$$

avec $\phi_{13} = \phi_{12} + \phi_{23}$. Dans ce cas particulier, il faut trouver un guide dont les deux dérivées soient de signe contraire.

La figure 3.6 montre pour une fibre effilée, les sensibilités thermiques des trois premiers couples de modes en fonction du rayon de la fibre.

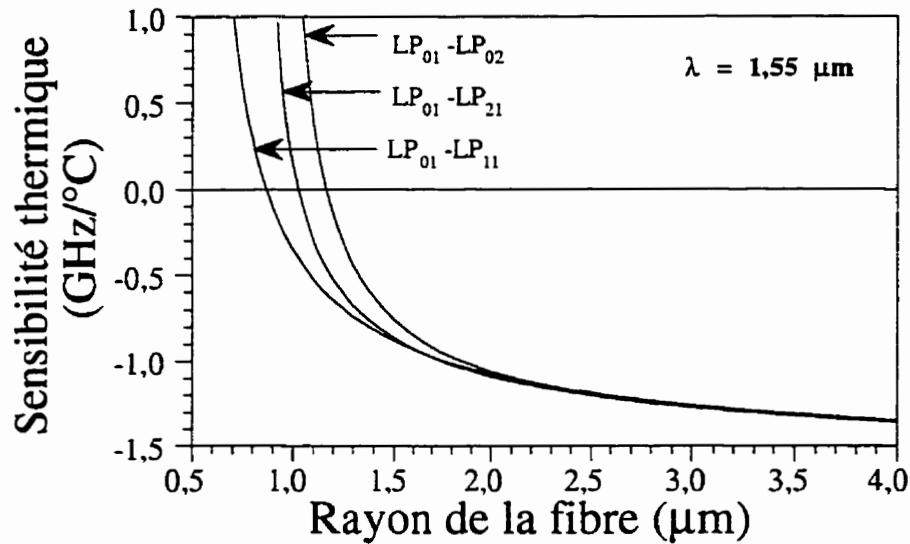


Figure 3.6 : Sensibilité thermique entre les trois premiers modes pour une fibre à deux couches.

Nous pouvons observer que les sensibilités thermiques de chaque paire de modes tendent vers une valeur commune lorsque le rayon de la fibre devient grand. Cela s'explique par le fait que plus le paramètre normalisé V est grand, plus la variation de la différence des indices effectifs s'approche de celle des indices du milieu.

Il est donc possible de concevoir un guide d'onde multimode dont la transmission est, sous certaines conditions, insensible à la température. Pour y parvenir, il faut ajuster les intensités, les phases et la longueur du guide de sorte que les variations thermiques de chacun des modes se compensent mutuellement.

3.4 Résultats expérimentaux

Nous allons dans cette section décrire les résultats expérimentaux confirmant les prédictions théoriques décrites plus haut.

3.4.1 Fabrication d'une fibre effilée

Les fibres effilées conçues au Laboratoire de Fibres Optiques sont fabriquées par chauffage et étirage. Cette technique est bien maîtrisée et la modélisation de ces composantes est bien connue (Black, 1987; Gonthier, 1989).

Pour contrôler de manière précise le rayon de la fibre effilée, nous mesurons la longueur de battement et grâce à la fonction de l'équation 2.4.2, nous en déduisons le rayon de la fibre à l'endroit précis de l'étirage. Pour la mesure de la longueur de battement, deux méthodes peuvent être utilisées.

La première consiste à étirer la fibre en observant la transmission du mode fondamental pour une longueur d'onde fixe, en utilisant un laser par exemple. Lors de l'étirage, le signal oscille et la distance parcourue entre deux maximums est égale à une longueur de battement. Ainsi en mesurant cette longueur, nous pouvons évaluer grâce à la fonction de l'équation 2.4.2, le rayon de la fibre à l'endroit précis de l'étirage.

La deuxième méthode consiste à observer la réponse en longueur d'onde de la fibre pendant l'étirage sur un analyseur de spectre par exemple. Il suffit alors de mesurer l'étirage nécessaire pour qu'à une longueur d'onde donnée, les franges se déplacent d'une période. Cette distance est la longueur de battement. Cette méthode possède comme avantage de pouvoir visualiser tout le spectre de transmission en tout

temps et d'observer son évolution. L'inconvénient de cette méthode est de ne pas pouvoir enregistrer la courbe d'étirage de façon continue.

La figure 3.7 montre une réponse en longueur d'onde expérimentale typique d'une fibre très effilée.

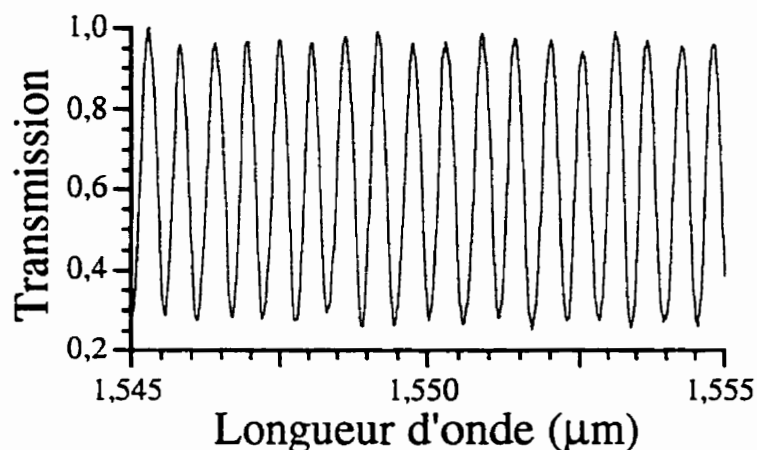


Figure 3.7 : Transmission en longueur d'onde d'un interféromètre modal tout-fibre.

L'interfrange obtenu pour cet interféromètre est moins de 0,5 nm.

Pour la fibre effilée, le rayon théorique de la fibre, pour lequel nous avons une insensibilité thermique à la longueur d'onde de 1,55 μm, est environ de 1,4 μm. Si nous réduisons le rayon au-delà de cette limite, la sensibilité thermique augmente très rapidement. L'interfrange augmente également car nous approchons alors de la frange achromatique qui vient juste avant la coupure du mode LP_{02} . La figure 3.8 nous montre clairement la frange achromatique survenant un peu avant la coupure définitive du mode LP_{02} dans une fibre effilée.

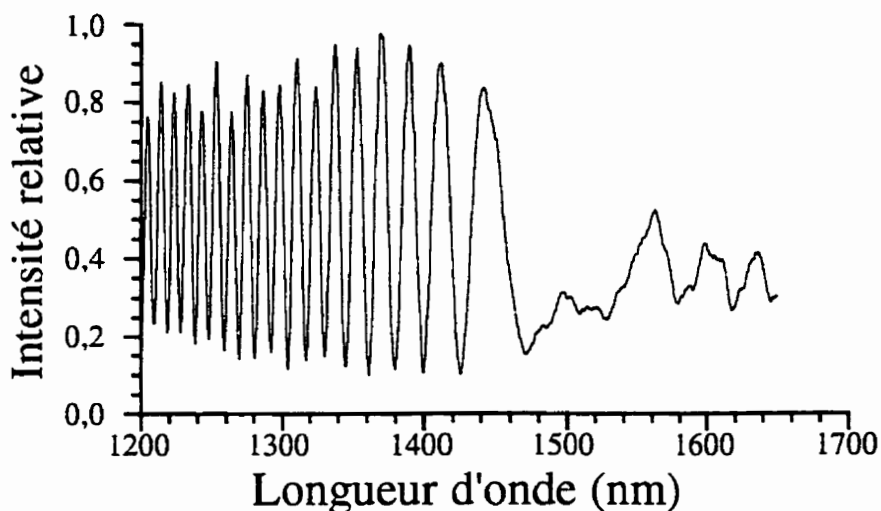


Figure 3.8 Frange achromatique pour une fibre effilée. Nous pouvons voir que tout de suite après cette frange, le deuxième mode est de moins en moins guidé.

3.4.2 Propriétés thermiques

Examinons tout d'abord la variation de la position des franges en fonction de la température pour une fibre moyennement effilée (rayon entre 2 et 20 μm). Pour ce faire, la fibre effilée est collée sur une plaque d'invar et le tout est placé dans un contenant hermétique. Immérgé dans de l'eau chauffée à température croissante avec le temps, nous observons le spectre de transmission de la fibre sur un analyseur de spectre. La figure 3.9 montre le déplacement d'un maximum de transmission en fonction de la température. Nous y remarquons que la longueur d'onde du maximum d'un pic augmente avec la température.

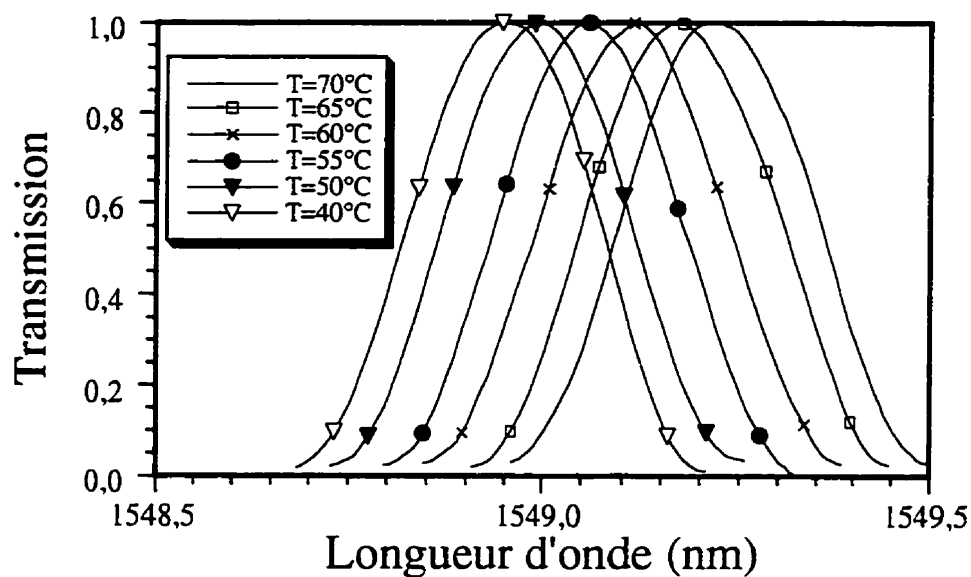


Figure 3.9 : Déplacement expérimental d'une frange d'une fibre effilée en fonction de la température.

Nous pouvons mesurer le déplacement des pics en fonction de la température en prenant la position en longueur d'onde du maximum pour chaque température. Cette mesure est montrée à la figure 3.10 en termes de variation de fréquence.

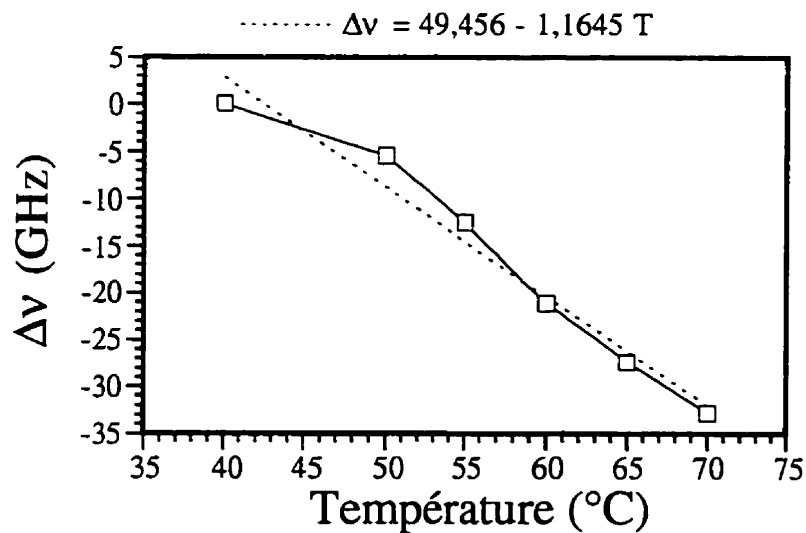


Figure 3.10 : Déplacement de la fréquence du maximum de transmission en fonction de la température.

Pour cette fibre effilée, nous en déduisons une pente :

$$\frac{dv}{dT} = -1,1645 \text{ GHz}/^{\circ}\text{C} \quad (3.2.3)$$

Ce qui correspond tout à fait aux valeurs calculées théoriquement et montrées à la figure 3.4.

Nous allons maintenant vérifier expérimentalement le phénomène d'insensibilité thermique dans les fibres effilées. Nous avons donc étiré une fibre d'une longueur de 3 mm jusqu'à ce que son diamètre soit d'environ $1,4 \mu\text{m}$. La figure 3.11 montre le déplacement des franges lorsque la fibre effilée est chauffée par une flamme. La plage de longueur d'onde où les franges ne bougent plus est aux environs de 1430 nm et on remarque très bien le sens de déplacement inverse des franges de part et d'autre de cette plage. Nous pouvons aussi observer que le déplacement des franges augmente beaucoup plus rapidement vers les grandes longueurs d'onde, proche de la frange achromatique (vers 1700 nm).

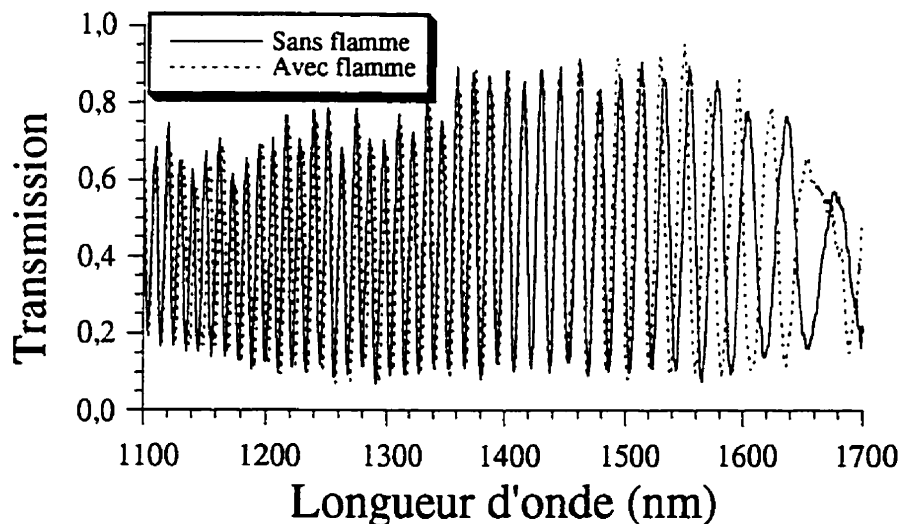


Figure 3.11 : Courbe expérimentale de la transmission (en unité arbitraire) en fonction de la longueur d'onde pour deux chauffages différents.

Pour comparer ces résultats expérimentaux avec la théorie, il faut déterminer la variation de température due à la flamme et le rayon de la fibre effilée. Si nous considérons que la sensibilité thermique de l'interféromètre ne change pas avec la température (Inci, 1993; Lee, 1988), la longueur d'onde d'insensibilité ne dépend que du rayon de la fibre. Pour une longueur d'onde de 1430 nm, la théorie donne un rayon de 1,25 μm . L'amplitude de déplacement des franges dépend de la variation de la température. La théorie nous donne une variation de température de 525°C.

En mesurant le déplacement des franges $\Delta v = -c/\lambda^2 \Delta\lambda$ en fonction de la longueur d'onde, on retrouve tout à fait le comportement prévu par la figure 3.4. La comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales de la sensibilité thermique est montrée à la figure 3.12.

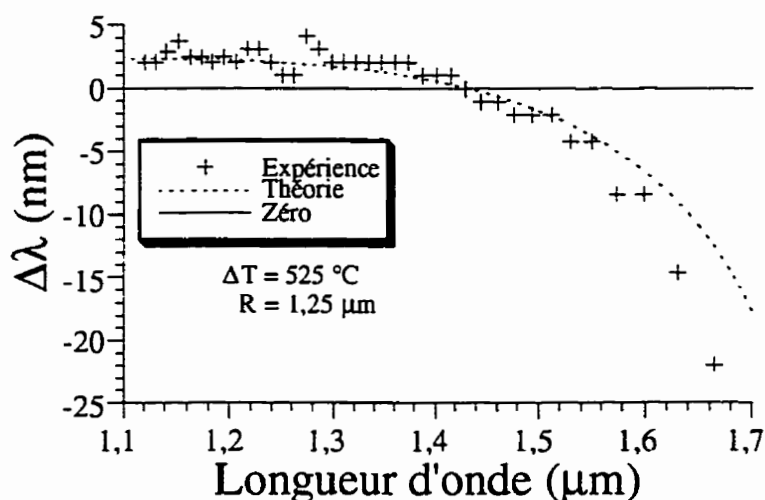


Figure 3.12 : Comparaison entre la mesure expérimentale et la théorie du déplacement des franges en fonction de la longueur d'onde pour une différence $\Delta T = 525^\circ\text{C}$.

Les interfranges dépendent de la longueur d'onde et de la longueur de l'interféromètre. Pour que les courbes expérimentale et théorique se superposent, il faut une longueur efficace de 850 μm . Nous parlons de longueur efficace car la structure

effilée n'est pas uniforme longitudinalement. Ces courbes sont montrées à la figure 3.13 et nous remarquons que la correspondance est très bonne.

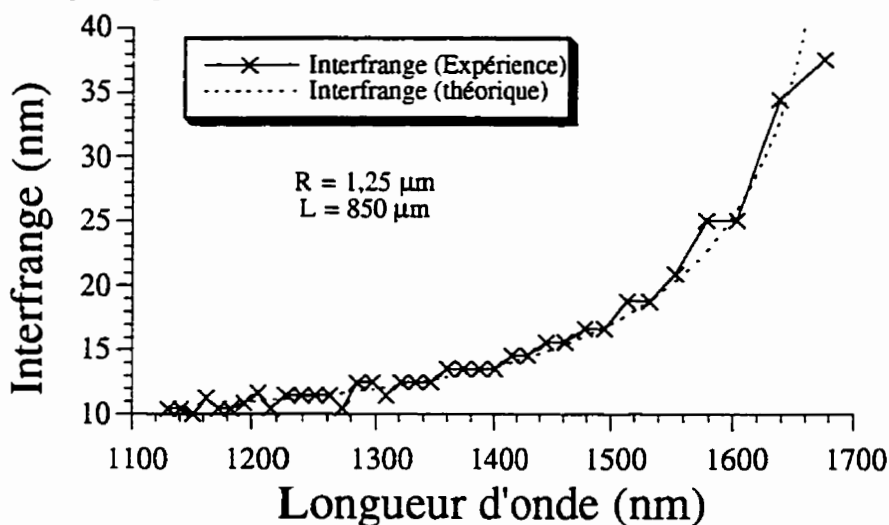


Figure 3.13 : Comparaison entre la mesure expérimentale et la valeur théorique de l'interfrange en fonction de la longueur d'onde.

Nous pouvons donc conclure que l'expérience confirme très bien l'existence d'une longueur d'onde où la transmission de l'interféromètre est insensible à la variation de température.

Malheureusement, les conditions de fabrication ne permettaient pas la conception d'un interféromètre modal ayant un rayon constant de $1,4 \mu\text{m}$ sur 10 cm de long. Cela nous empêche d'utiliser, pour l'instant, cet intéressant interféromètre pour la stabilisation de lasers.

3.5 Simulation de la réponse thermique des fibres effilées

Avec le logiciel décrit au chapitre précédent, nous sommes en mesure de simuler numériquement la réponse thermique de la fibre effilée. La première opération est de simuler un profil susceptible d'avoir une insensibilité thermique. On a simulé un balayage de la flamme augmentant progressivement avec l'étirage. Ce profil ainsi que la répartition de ses pentes normalisées sont montrés à la figure 3.14.

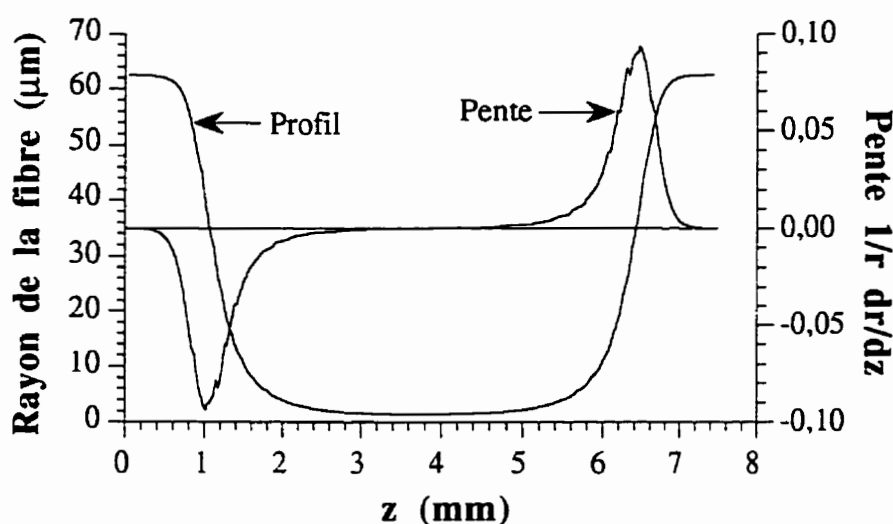


Figure 3.14 : Profil simulé de la fibre effilée insensible en température avec sa pente normalisée.

Nous remarquons que les régions où les pentes ont des valeurs importantes, sont très localisées ce qui permet d'utiliser le modèle simple de l'approximation soudaine, c'est-à-dire de zones de couplage ponctuelles (Black, 1987). Nous calculons ensuite la transmission de l'interféromètre pour les deux températures : 25°C et 550°C. Cette courbe est montrée à la figure 3.15. Ces calculs ont été faits dans le cas bimodal LP_{01} et LP_{02} qui correspond à la partie la plus étroite du guide.

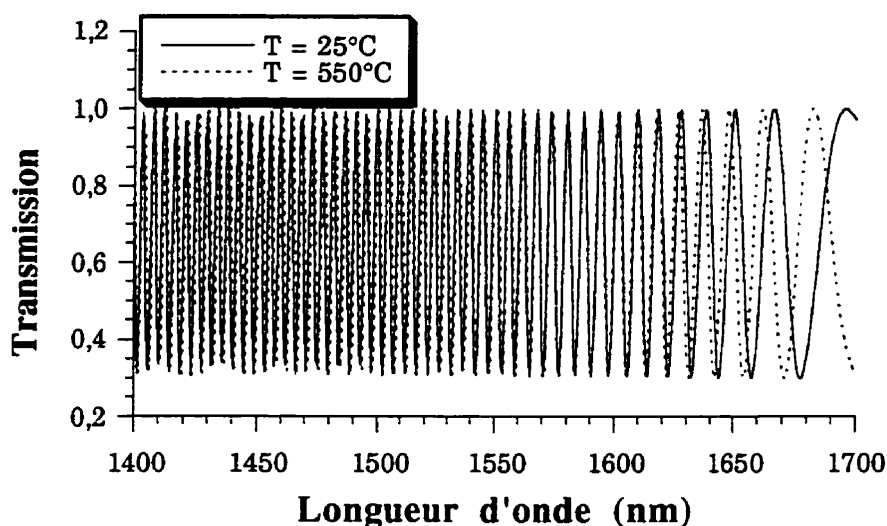


Figure 3.15 : Simulation de la réponse thermique d'une fibre effilée.

La courbe de la figure 3.15 montre, vers la longueur d'onde de 1580 nm, un point d'insensibilité thermique. Nous pouvons remarquer que cette courbe simulée montre également une augmentation de l'interfrange avec la longueur d'onde ce qui tout-à-fait en accord avec l'expérience. L'allure de la frange achromatique située au autour de 1700 nm est aussi en accord avec l'expérience.

La figure 3.16 montre la distribution de la puissance dans les deux modes considérés le long de la structure biconique. L'essentiel des transferts de puissance se fait bien là où les pentes sont les plus abruptes, c'est-à-dire là où les coefficients de couplage ont des valeurs significatives. Ces régions, étant relativement étalées, sont le siège de brèves oscillations.

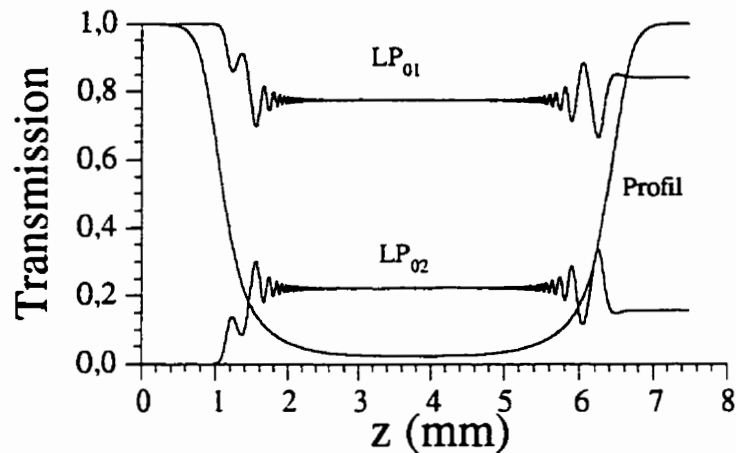


Figure 3.16 : Répartition de la puissance dans les deux premiers modes à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

Rappelons que ce calcul des transmissions ne fait intervenir que la différence $\delta\beta$ entre les constantes de propagation. Ce calcul reste donc valable même si l'approximation scalaire ne l'est plus.

Cet interféromètre pourrait donc être utilisé comme référence spectrale stable. Mais pour obtenir un interféromètre utile à la stabilisation, il faut que l'interfrange soit inférieur à 10 GHz, ce qui impose une longueur de fibre effilée de 10 cm avec un rayon constant de $1,4 \mu\text{m}$. Sans être impossible, c'est difficilement réalisable en pratique. En plus, les moindres irrégularités du rayon de la fibre effilée peuvent engendrer des pertes du deuxième mode qui est toujours proche de sa coupure.

CHAPITRE IV

MODÉLISATION DES COUPLEURS 2×2

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les coupleurs 2×2 jouent le rôle de séparateur de puissance. Ces composants tout-fibre sont également des interféromètres modaux et eux aussi sont sensibles aux variations de l'environnement dont la température. La méthode de caractérisation est donc sensiblement la même que celle du chapitre précédent pour les fibres effilées. Malheureusement, le problème du calcul des modes guidés, que nous appellerons supermodes, des structures telles que les coupleurs 2×2 n'a pas de solution analytique. Nous devons donc utiliser une méthode entièrement numérique.

Nous allons dans ce chapitre faire une étude théorique des coupleurs 2×2 fusionnés tout-fibre comme nous l'avons fait pour les fibres effilées. Dans la première partie de ce chapitre, nous allons développer la méthode numérique utilisée pour le calcul de ces supermodes. Nous allons tester la méthode en comparant les résultats obtenus pour une fibre à trois couches avec ceux du chapitre 2. Nous présentons ensuite les différents résultats obtenus tels que les indices effectifs, les coefficients de couplage et le critère d'adiabaticité. Viendra ensuite la simulation de l'étirage de ces composants. La dernière partie consiste en l'analyse thermique des ces composants.

4.1 Méthode de développement en série de modes (MDSM)

Une multitude de méthodes numériques ont été élaborées pour résoudre l'équation d'onde à deux dimensions d'un profil d'indice arbitraire (Chiang, 1994). Nous pouvons classer les plus connues en deux catégories : celles qui calculent le champ dans l'espace

réel et celles qui le calculent dans un espace de fonctions (méthode de Galerkin). Ces méthodes s'appliquent aussi bien à l'équation d'onde scalaire que vectorielle.

Les méthodes les plus courantes entrant dans la première catégorie sont les méthodes de différences finies et d'éléments finis. Ces méthodes discrétisent l'espace où le champ est défini. Elles sont simples mais la précision dépend de la discrétisation utilisée. L'erreur sur le champ dépend directement de la représentation numérique imparfaite de l'espace. La première méthode numérique développée au laboratoire par François Gonthier, la méthode de correction de champ (MCC), entre aussi dans cette catégorie (Gonthier, 1993).

La deuxième catégorie regroupe les méthodes projetant le champ sur une base de fonctions orthogonales. Ces fonctions peuvent être diverses telles les fonctions trigonométriques, les fonctions de Bessel (Jablonski et Sowinski, 1989), ... La précision de ces méthodes dépend du nombre de fonctions utilisées et donc de la représentation fonctionnelle du champ.

La méthode que nous allons développer doit permettre de calculer les corrections de polarisation, les coefficients de couplage et la sensibilité des supermodes aux variations géométriques et aux variations d'indices du guide. Les méthodes fonctionnelles sont mieux adaptées pour ces calculs. Les fonctions de base étant définies partout dans le domaine de calcul, le champ peut donc y être évalué en tout point. Ce qui n'est pas le cas des méthodes à différences finies où le domaine est discrétisé. En particulier, il n'y a pas nécessairement de points sur les interfaces.

Pour effectuer l'étude des coupleurs 2×2 fusionnés, nous avons donc développé une nouvelle méthode numérique basée sur une série de fonctions. Les fonctions

utilisées ici sont les modes guidés d'un guide de référence, dont le nombre dépend de la géométrie du profil d'indice du guide (Daxhelet, 1996). C'est la méthode de décomposition en série de modes (MSM).

Tel que vue au chapitre 2, les supermodes scalaires d'un guide d'ondes sont les vecteurs propres de l'équation d'onde

$$\nabla_t^2 \Psi + k^2 n^2(x, y) \Psi = \beta^2 \Psi \quad (4.1.1)$$

où ∇_t^2 représente le Laplacien transverse, Ψ le champ d'un supermode, β sa constante de propagation et $n(x, y)$ le profil d'indice du guide d'onde montré en traits pleins à la figure 4.1.a).

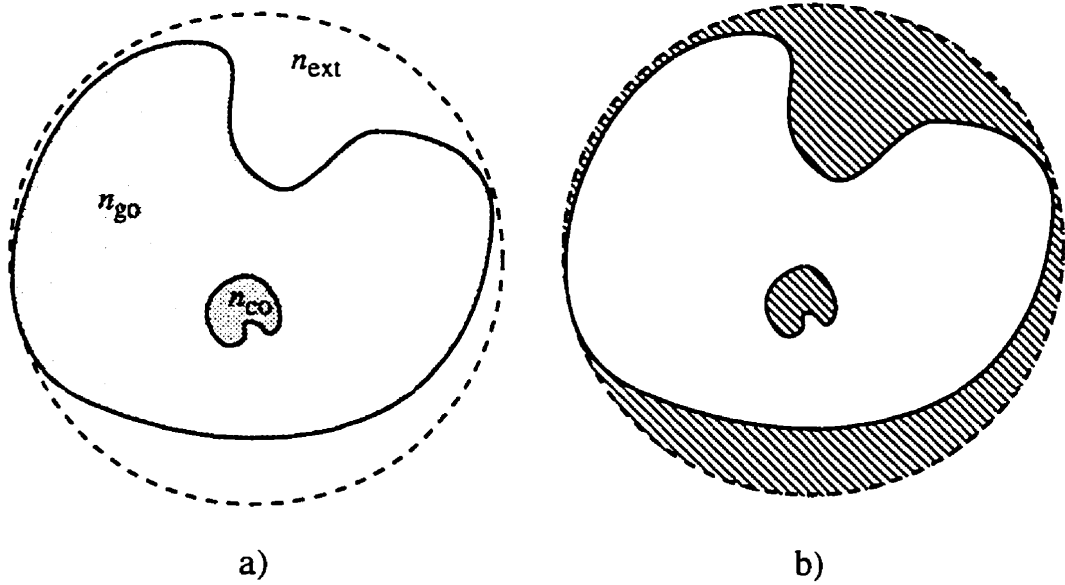


Figure 4.1 : Représentation des profils d'indice du guide réel (traits pleins) et du guide de référence (traits discontinus). Les parties hachurées représentent la différence entre les deux profils.

Définissons un deuxième guide d'onde incluant le premier et pour lequel les vecteurs propres sont bien connus et notés φ_i . Ils obéissent à l'équation d'onde suivante

$$\nabla^2 \varphi_i + k^2 \bar{n}^2(x, y) \varphi_i = \bar{\beta}_i^2 \varphi_i \quad (4.1.2)$$

où $\bar{\beta}_i$ est la constante de propagation du mode φ_i et $\bar{n}(x, y)$ le profil d'indice du guide de référence montré en traits discontinus à la figure 4.1 a). Pour avoir une base complète de fonctions sur laquelle n'importe quel champ peut être projeté, nous devons inclure tous les modes guidés ainsi que les modes de radiation. En pratique, nous nous limitons à la projection sur un nombre fini de modes guidés mais qui doit être suffisamment grand pour décrire correctement le champ. En utilisant la notation des bras et des kets, nous pouvons écrire l'équation d'onde 4.1.1 comme

$$\left\{ \nabla^2 + k^2 \bar{n}^2(x, y) + k^2 [n^2(x, y) - \bar{n}^2(x, y)] \right\} |\Psi\rangle = \beta^2 |\Psi\rangle \quad (4.1.3)$$

Cette équation peut être considérée comme étant l'équation 4.1.2 avec un terme perturbatif. Les vecteurs propres du guide inconnu peuvent être décrits par une combinaison linéaire des modes du guide de référence

$$|\psi\rangle = \sum_i c_i |\varphi_i\rangle, \quad (4.1.4)$$

et l'équation 4.1.3 devient

$$\sum_i c_i \bar{\beta}_i^2 |\varphi_i\rangle + \sum_i c_i k^2 [n^2(x, y) - \bar{n}^2(x, y)] |\varphi_i\rangle = \beta^2 \sum_i c_i |\varphi_i\rangle \quad (4.1.5)$$

Si le vecteur $\langle \varphi_j |$ est appliqué aux deux membres de cette équation et en rappelant que les fonctions des modes sont orthogonales, nous obtenons

$$\sum_i \left\{ \bar{\beta}_i^2 \delta_{ij} + k^2 \langle \varphi_j | [n^2(x, y) - \bar{n}^2(x, y)] | \varphi_i \rangle \right\} c_i = \beta^2 c_j \quad (4.1.6)$$

laquelle peut être représentée par un système matriciel

$$A \mathbf{v} = \beta^2 \mathbf{v} \quad (4.1.7)$$

Les éléments de la matrice A s'écrivent

$$a_{ij} = \langle \varphi_j | k^2 (n^2 - \bar{n}^2) | \varphi_i \rangle + \delta_{ij} \bar{\beta}_i^2. \quad (4.1.8)$$

Ces éléments sont des intégrales et ils ne sont calculés que dans les parties hachurées de la figure 4.1 b), c'est-à-dire dans les régions où les indices du guide considéré et du guide de référence diffèrent. Cette méthode diffère de celle proposée par Snyder et Love (Snyder et Love, 1983) car elle n'est pas une méthode perturbative mais tient compte d'un ensemble de modes formant une base complète.

Tout cela se ramène à un problème de calcul de vecteurs et de valeurs propres d'une matrice. Pour résoudre cette équation, nous utilisons une méthode de puissance. Il y en a deux types : une de puissance directe et une de puissance inverse. Pour la première méthode, le calcul débute avec une valeur estimée du vecteur propre. Nous le multiplions par la matrice A . La norme du nouveau vecteur obtenu est une valeur approchée de la valeur propre la plus grande de la matrice et le vecteur normalisé s'approche de la solution. Nous continuons les itérations selon la relation suivante

$$Av^n = \beta_{n+1}^2 v^{n+1}. \quad (4.1.9)$$

jusqu'à la convergence désirée.

La valeur propre est calculée de la manière suivante

$$\beta_{n+1}^2 = \frac{|v^{n+1}|}{|v^n|}. \quad (4.1.10)$$

Cette méthode converge vers le vecteur ayant la valeur propre la plus élevée (en valeur absolue). Le problème avec cette méthode est que si la deuxième valeur propre est très proche de la première comme c'est souvent le cas pour les modes guidés, le nombre d'itérations pour obtenir une convergence adéquate peut être très grand. Pour régler ce problème, nous pouvons utiliser la méthode de la puissance inverse décalée représentée par la relation suivante

$$[A - \beta_o^2 I]v^{n+1} = \frac{v^n}{\eta_{n+1}}. \quad (4.1.11)$$

Cela revient en fait à résoudre pour chaque itération le système suivant

$$Ax = y. \quad (4.1.12)$$

Par cette technique, le vecteur calculé à chaque itération converge vers le vecteur propre de la matrice $[A - \beta_0^2 I]$ correspondant à la valeur propre la plus petite. Cela revient à dire que le vecteur converge vers le supermode dont la constante de propagation est la plus proche de β_0 . À chaque itération, il faut résoudre un système linéaire pour calculer v^{n+1} . Pour faire ce calcul, nous utilisons la méthode itérative BICGSTAB (Stern, 1994; VanderVorst, 1992). Les avantages de cette méthode sont la quantité réduite de stockage de données et une convergence plus monotone.

Lorsque la géométrie du guide à l'étude est presque circulaire, le choix naturel du guide de référence est la fibre à deux couches dont les solutions sont analytiques et bien connues. Le cercle en pointillé de la figure 4.1 représente ce guide de référence. L'indice du cœur de cette fibre a la même valeur que l'indice de la gaine optique du guide étudié et les milieux extérieurs sont les mêmes. Les solutions de l'équation d'onde de la fibre de référence sont les modes LP_{lm} décrits par une combinaison de fonctions de Bessel et trigonométriques (Snyder et Love, 1983).

Les champs des modes LP_{lm} de la fibre de référence sont décrits par les relations suivantes

$$\begin{cases} \frac{1}{\sqrt{N_{lm}}} \frac{J_l(U_m R)}{J_l(U_m)} \begin{cases} \cos(l\theta) \\ \sin(l\theta) \end{cases} & \text{si } R \leq 1 \\ \frac{1}{\sqrt{N_{lm}}} \frac{K_l(W_m R)}{K_l(W_m)} \begin{cases} \cos(l\theta) \\ \sin(l\theta) \end{cases} & \text{si } R > 1 \end{cases} \quad (4.1.13)$$

où

$$R = \frac{r}{\rho_{go}}, \quad U = \frac{2\pi}{\lambda} \rho_{go} \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{ex}}^2} \quad \text{et} \quad W = \frac{2\pi}{\lambda} \rho_{go} \sqrt{n_{\text{go}}^2 - n_{\text{eff}}^2} \quad (4.1.14)$$

ρ_{go} est le rayon de la gaine optique et N_{lm} est un facteur de normalisation.

Par rapport aux méthodes utilisant un guide de référence métallique (pour lequel les champs sont nuls aux frontières du domaine), la présente méthode est plus réaliste puisqu'elle donne des champs nuls à l'infini.

4.2 Test sur les fibres à trois couches

Pour vérifier la précision et la validité de cette méthode, nous calculons les indices effectifs et les champs des premiers modes guidés d'une fibre à trois couches en utilisant un guide de référence à deux couches et nous les comparons avec les résultats obtenus par le modèle décrit au chapitre 2. Le profil de la fibre trois couches utilisé est celui illustré à la figure 2.1 du chapitre 2 (n^2 représente la fibre à trois couches et $\bar{n}^2$ la fibre à deux couches).

La précision dépend du nombre de modes du guide de référence utilisés. La figure 4.2 montre les différences sur les indices effectifs obtenus par les deux méthodes pour différentes réductions de la fibre (noté $ITR = \rho/\rho_0$ ou rayon réduit normalisé). Ces calculs ont été effectués avec trente modes de référence. Nous remarquons que sauf pour le mode fondamental, l'accord est meilleur que 10^{-6} , ce qui est excellent, car les deux méthodes numériques sont fondamentalement différentes.

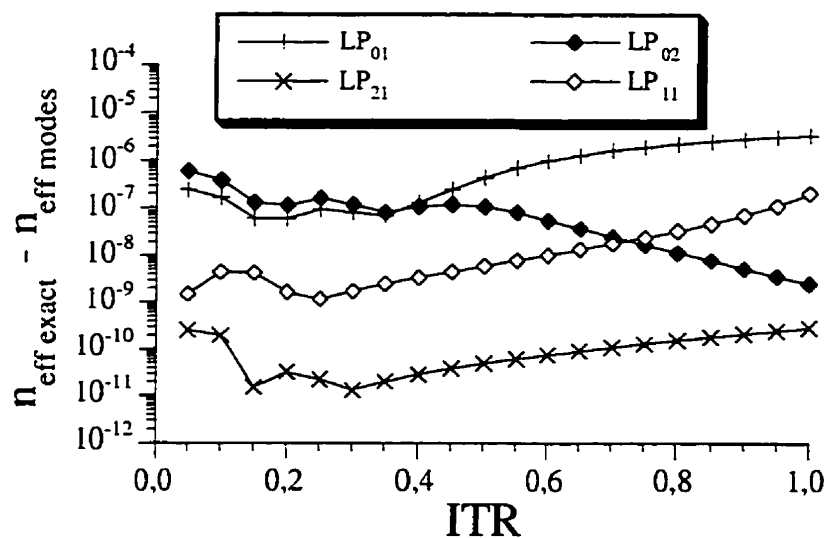


Figure 4.2 : Différence entre les indices effectifs calculés par la méthode décrite au chapitre 2 et la présente méthode avec 30 modes.

La figure suivante montre l'erreur sur l'indice effectif du mode fondamental en fonction du nombre de modes de référence.

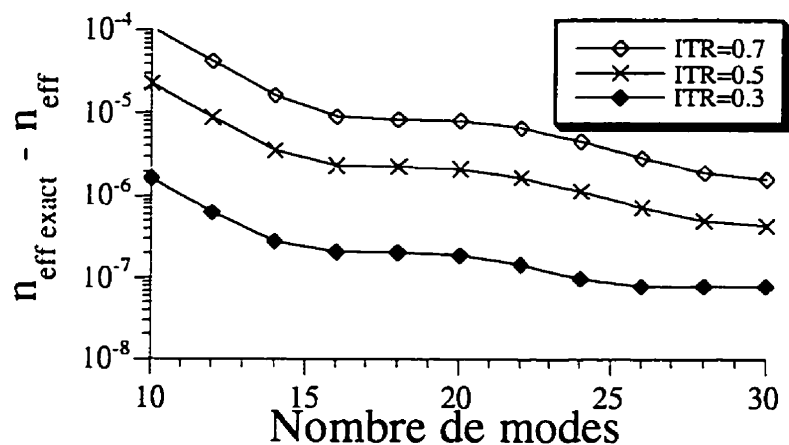


Figure 4.3 : Convergence de l'indice effectif du mode fondamental en fonction du nombre de modes de référence pour différents inverses du taux de réduction.

Les modes guidés par le cœur sont les plus difficiles à calculer car ils ont un champ très localisé. Un nombre plus élevé de modes de référence est requis pour bien décrire la variation abrupte de leur champ. Les figures 4.4 et 4.5 montrent les champs

des modes LP_{01} et LP_{02} calculés avec dix et vingt modes de référence pour un inverse du taux de réduction de 0,5. Nous remarquons que dix modes ne sont pas suffisants pour représenter le supermode fondamental car il est trop localisé dans le cœur et des oscillations radiales persistent.

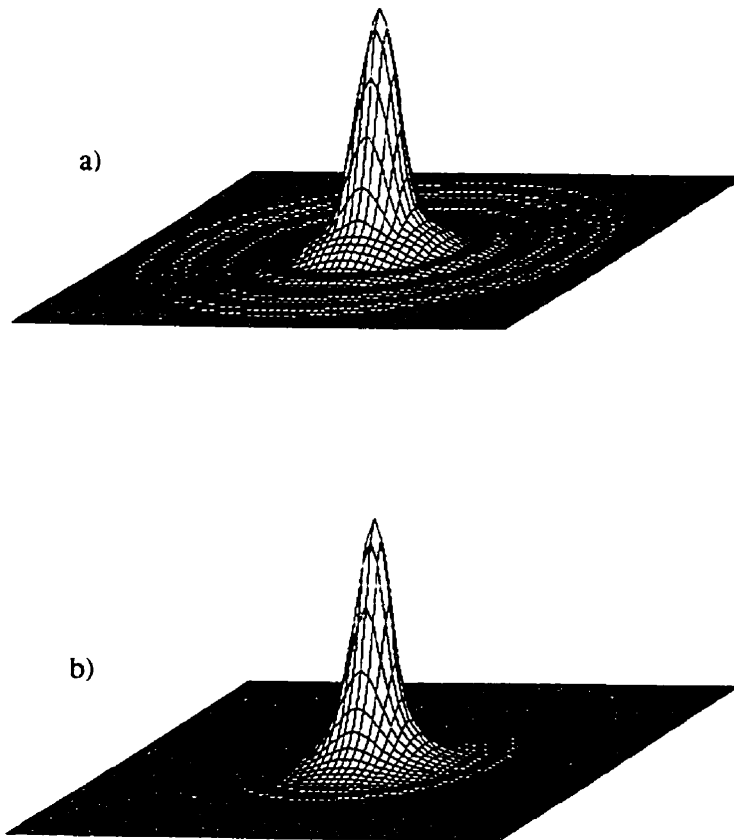


Figure 4.4 : Champ du supermode LP_{01} d'une fibre à trois couches calculé avec a) 10 modes et b) 30 modes. (ITR = 0,5).

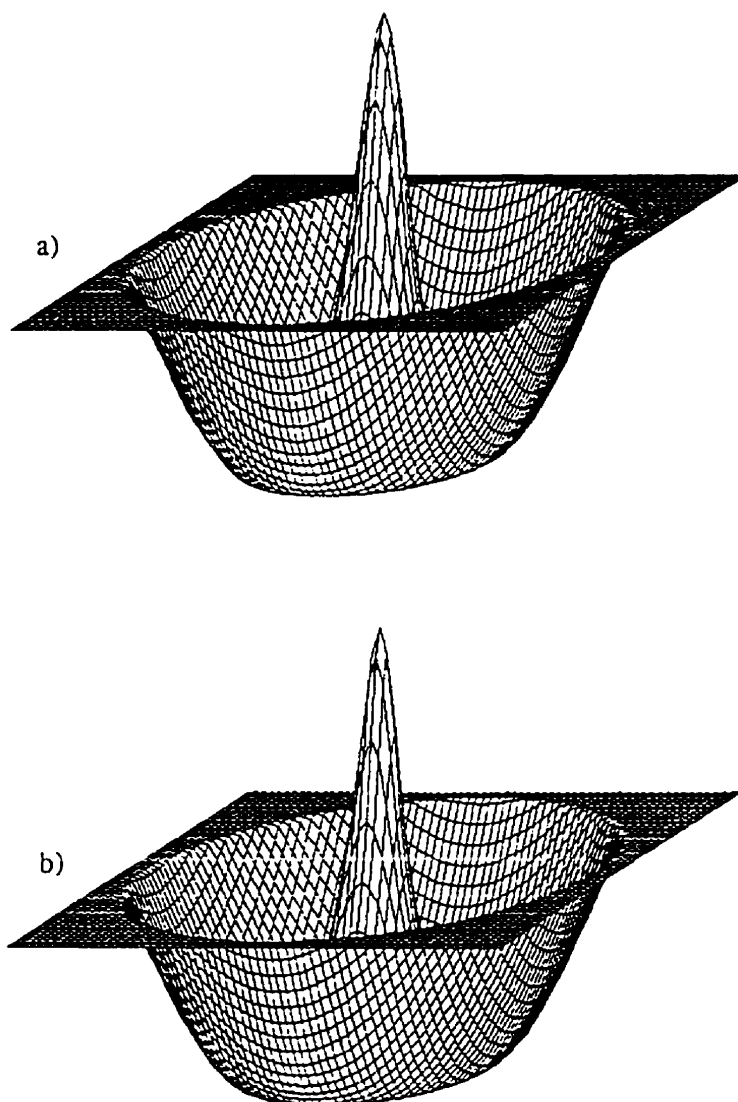


Figure 4.5 : Champ du supermode LP₀₂ d'une fibre à trois couches calculé avec a) 10 modes et b) 30 modes. (ITR = 0,5).

4.3 Calcul des modes des coupleurs 2×2

Pour simplifier le calcul des paramètres des coupleurs 2×2 fusionnés, nous les avons considérés complètement fusionnés (Gonthier, 1992) ($f=1$), c'est-à-dire que la section droite de la gaine optique est complètement circulaire. Dans ce cas, ces coupleurs se comportent comme une fibre ayant deux cœurs. Les différents paramètres de ce guide ainsi que les différentes variables utilisées pour le décrire sont montrés à la figure 4.6.

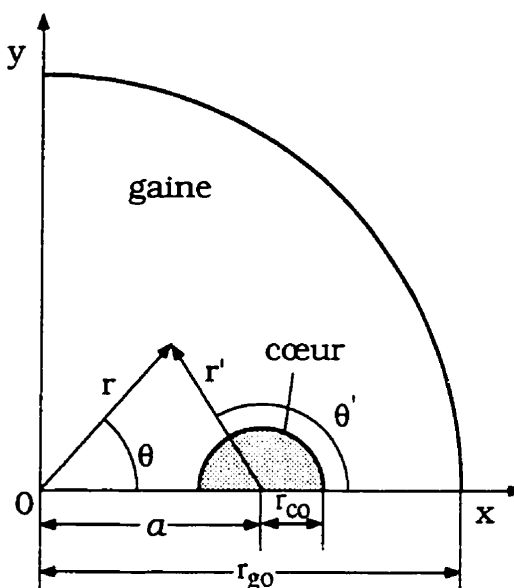


Figure 4.6 : Profil transversal du coupleur 2×2 fusionné étudié.

4.2.1 Calcul des indices effectifs

Une autre vérification de la méthode est de comparer les différentes valeurs d'indice effectif calculées par la méthode de série de modes et celle de correction du champ (Gonthier, 1993; Gonthier, 1994). Les résultats sont montrés à la figure 4.7 et l'écart entre les deux méthodes est de l'ordre 10^{-6} . Ces deux méthodes étant complètement différentes, l'erreur absolue sur ces indices doit être du même ordre de grandeur. Par contre la méthode de série de modes permet de calculer un nombre

beaucoup plus élevé de modes et peut les calculer à des inverses du taux de réduction plus élevés (jusqu'à 0,8).

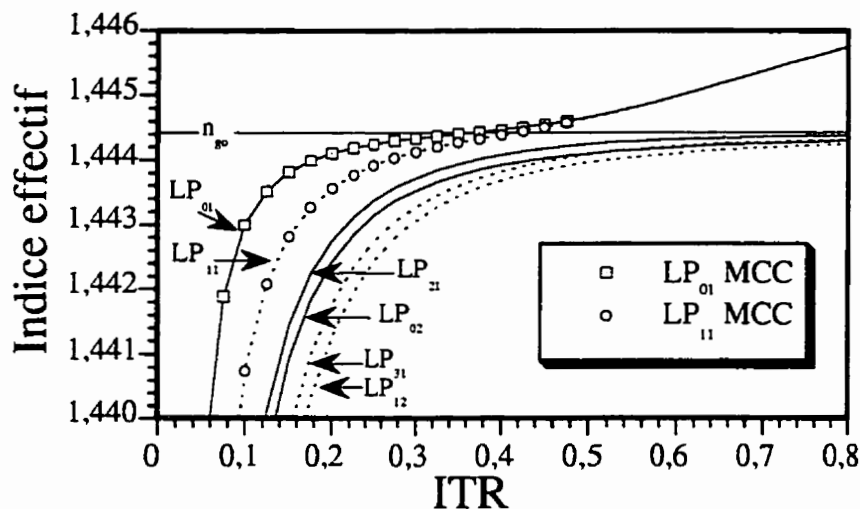


Figure 4.7 : Indices effectifs des six premiers supermodes d'un coupleur 2x2 complètement fusionné calculés par la méthode de série de modes et comparés à ceux calculés pour la méthode (MCC) dans le cas de LP_{01} et LP_{11} .

Pour les deux premiers supermodes LP_{01} et LP_{11} , lorsque ITR augmente, les indices effectifs deviennent presque dégénérés. Pour les calculer correctement, il faut donc de plus en plus de fonctions. Ceci constitue une limitation de la méthode. Par contre, nous pouvons alors utiliser une méthode perturbative classique qui considère les supermodes guidés par les cœurs comme une combinaison linéaire des modes des fibres individuelles. Cette méthode est développée à l'Annexe E.

La nomenclature des supermodes des guides à profil d'indice arbitraire est un problème non encore résolu. Pour le cas du coupleur 2x2 complètement fusionné, nous avons une référence : lorsque les dimensions du guide diminuent, les cœurs ont de moins en moins d'importance et le guide tend à définir une fibre à deux couches. C'est donc en visualisant la forme des champs pour les petits ITR que nous pouvons nommer

les supermodes. La figure 4.8 montre les formes des champs des trois premiers supermodes à symétrie paire soient : LP_{01} , LP_{21} , LP_{02} et la figure 4.9 celles des trois premiers supermodes à symétrie impaire soient : LP_{11} , LP_{31} et LP_{12} pour $ITR = 0,5$ et $ITR = 0,1$.

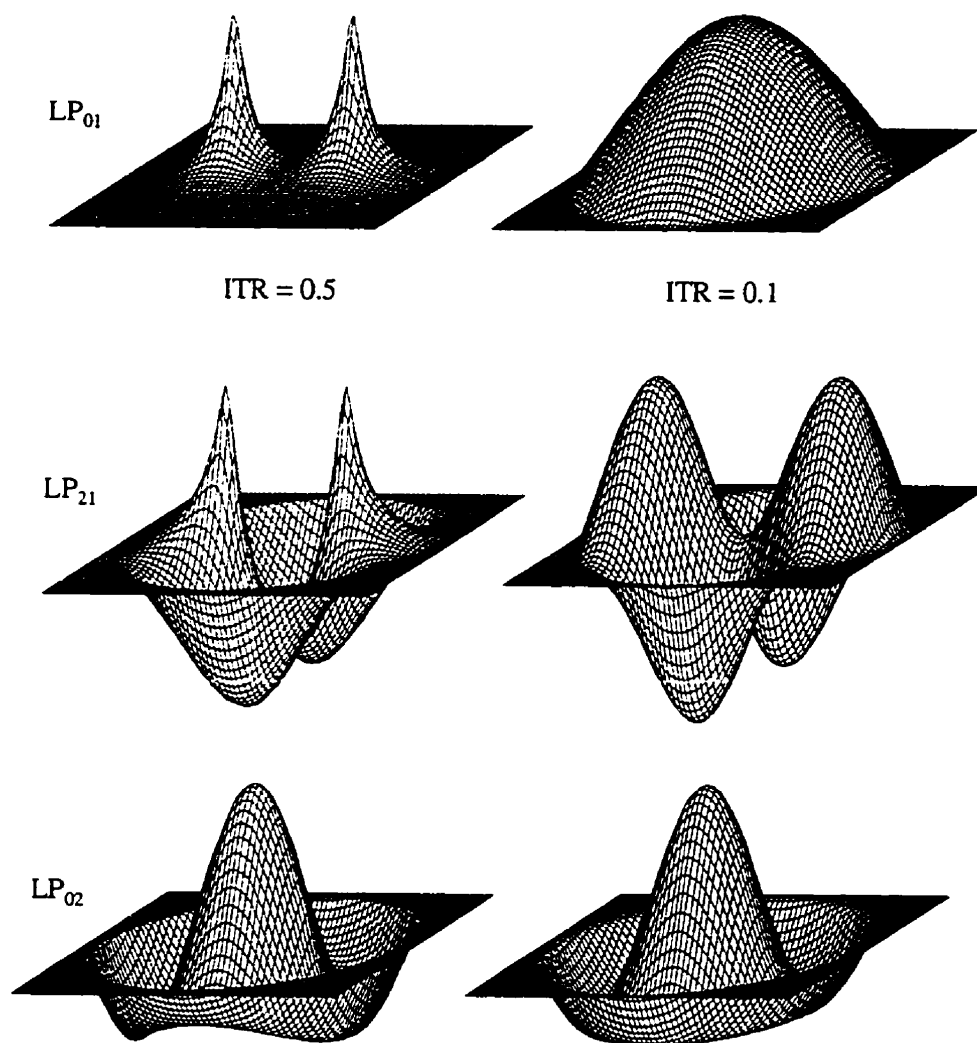


Figure 4.8 : Champ des trois premiers supermodes pair d'un coupleur 2×2 complètement fusionné pour $ITR = 0,5$ et $0,1$

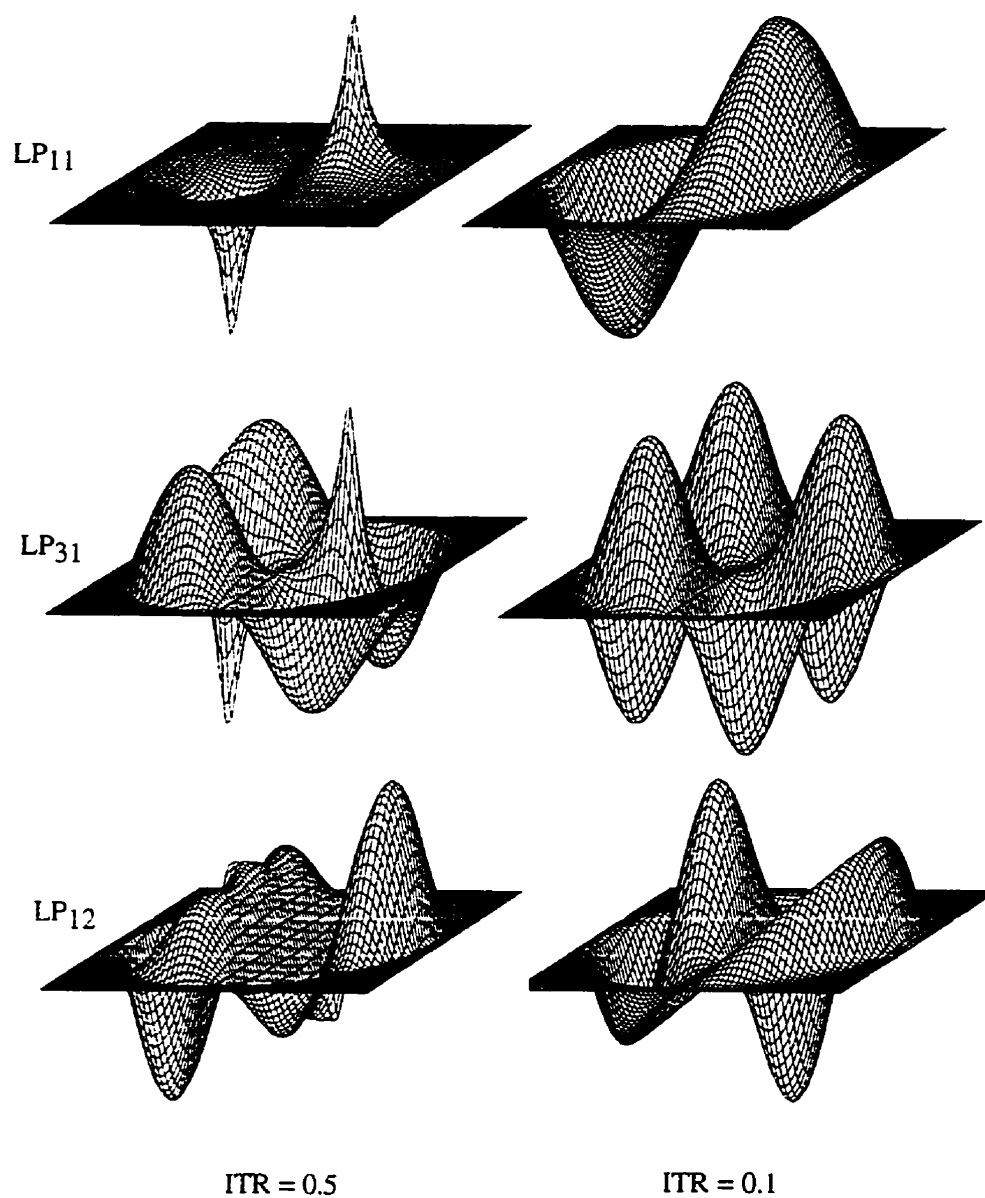


Figure 4.9 : Champ des trois premiers supermodes impairs d'un coupleur 2x2 complètement fusionné avec ITR = 0,5 et 0,1.

4.2.2 Corrections de polarisation

Contrairement à la fibre effilée, la transmission d'un coupleur 2×2 fusionné est sensible à la polarisation de la lumière incidente. Il a déjà été montré que les coupleurs complètement fusionnés sont les moins sensibles à la polarisation (Gonthier, 1992; Lacroix et Gonthier, 1994). Malgré tout, l'effet persiste et la présente section va décrire la grandeur de cet effet.

Au lieu de résoudre l'équation d'onde vectorielle, nous pouvons calculer les corrections de polarisation. Dans l'approximation scalaire, chaque supermode est dégénéré. Pour chaque direction de polarisation, nous pouvons lever cette dégénérescence sur les constantes de propagation par les relations suivantes (Snyder et Love, 1983)

$$\begin{aligned}\beta_x^2 &= \beta^2 - \frac{\int_A \frac{\partial \psi(x,y)}{\partial x} \psi(x,y) \frac{\partial \ln n^2(x,y)}{\partial x} dA}{\int_A \psi^2(x,y) dA} \\ \beta_y^2 &= \beta^2 - \frac{\int_A \frac{\partial \psi(x,y)}{\partial y} \psi(x,y) \frac{\partial \ln n^2(x,y)}{\partial y} dA}{\int_A \psi^2(x,y) dA}\end{aligned}\quad (4.2.1)$$

où β est la constante de propagation du supermode dégénéré. Le carré de l'indice du profil montré à la figure 4.6 peut s'écrire ainsi :

$$\begin{aligned}n^2(x,y) &= n_{go}^2 \left\{ 1 + 2\Delta \left(1 - \mathcal{H} \left(\sqrt{(x-a)^2 + y^2} - r_{co} \right) \right) \right. \\ &\quad \left. + 2\Delta \left(1 - \mathcal{H} \left(\sqrt{(x+a)^2 + y^2} - r_{co} \right) \right) - 2\Delta' \mathcal{H} \left(\sqrt{x^2 + y^2} - r_{go} \right) \right\}\end{aligned}\quad (4.2.2)$$

où

$$\Delta = \frac{n_{co}^2 - n_{go}^2}{2n_{go}^2}, \quad \Delta' = \frac{n_{go}^2 - n_{ex}^2}{2n_{go}^2}\quad (4.2.3)$$

et $\mathcal{H}(x)$ est la fonction de Heaviside. La dérivée de ces fonctions étant des pics de Dirac, les intégrales de surface se réduisent à des intégrales curvilignes le long des interfaces. Pour le calcul de la dérivée du champ, les supermodes étant des combinaisons de modes et donc de fonctions de Bessel, leur dérivée est analytique.

Pour caractériser l'effet de polarisation, nous introduisons le paramètre Q_{zb} défini comme

$$Q_{zb} = \frac{Z_{Bx} - Z_{By}}{Z_{Bx} + Z_{By}} \quad (4.2.4)$$

où Z_{Bx} et Z_{By} sont les longueurs de battement entre LP_{01} et LP_{11} polarisés le long des directions x et y .

Les résultats sont montrés à la figure 4.10 et sont comparés avec ceux calculés par la méthode de correction du champ.

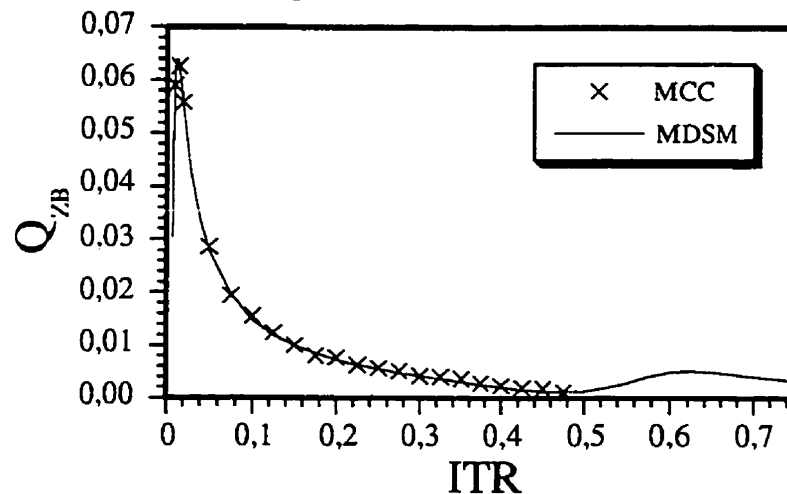


Figure 4.10 : Évolution du paramètre Q_{zb} de correction de polarisation en fonction de ITR.

L'accord entre les deux est encore une fois très bon mais la courbe calculée par la série de modes est plus lisse. Cette légère différence provient du nombre limité de points utilisés par MCC et donc de l'erreur sur l'évaluation du champ et de sa dérivée à

l'interface. Nous pouvons observer un maximum d'effet de polarisation pour $ITR = 0.013$. En dessous de cette valeur, l'effet descend vers zéro car les supermodes sont de moins en moins guidés et s'étalent en tendant de plus en plus vers l'onde libre.

Pour les applications à la stabilisation de lasers, l'effet de polarisation est néfaste. Un changement de polarisation à l'entrée venant d'une contrainte sur les fibres d'entrée d'un coupleur peut provoquer une variation indésirable de la transmission. Par contre, les coupleurs utilisés pour la stabilisation de lasers sont faiblement étirés ($N = 0,01$ pour le FFP et $N = 0,25$ pour le Mach-Zehnder, voir les sections 1.4 et 1.5). Les rayons ne sont réduits qu'aux alentours du tiers et l'effet de polarisation est alors négligeable. Les interféromètres tout-fibre les plus sensibles à la polarisation sont les Fabry-Perot en anneau car la courbure de l'anneau engendre une dépendance en polarisation. Cet effet est montré à la figure 5.14 au chapitre suivant.

4.4 Coefficients de couplage

Comme pour les fibres effilées, les supermodes des coupleurs fusionnés tout-fibre peuvent se coupler entre eux lors de leur propagation. Contrairement aux filtres décrits au chapitre 2, les couplages entre supermodes dans les coupleurs sont indésirables car ils empêchent un transfert complet de puissance d'une fibre à l'autre. L'étirage du coupleur doit être "adiabatique", ce qui veut dire sans couplage. La majeure partie de la théorie des équations couplées est applicable au coupleur tout-fibre. Le calcul des coefficients de couplage dépend de la géométrie du profil d'indice. L'équation 2.2.3 du chapitre 2 peut s'écrire pour les coupleurs 2x2 fusionnés comme

$$C_{ij} = \frac{1}{\delta n_{\text{eff}}} \frac{1}{\rho_{\text{go}}} \frac{\partial \rho_{\text{go}}}{\partial z} \left\{ \Delta \oint_{\text{interfaces co-go}} \hat{\psi}_i \hat{\psi}_j ds + \Delta S^2 \oint_{\text{interface go-ext}} \hat{\psi}_i \hat{\psi}_j ds \right\}, \quad (4.4.1)$$

où les Δ sont donnés par l'Équation 4.2.3 et $S = \rho_{go}/\rho_{co}$. Nous pouvons également définir des coefficients de couplage normalisés $\bar{C}_{ij}$ défini par l'équation suivante.

$$C_{ij} = \frac{1}{\rho_{go}} \frac{\partial \rho_{go}}{\partial z} \bar{C}_{ij} \quad (4.4.2)$$

Un supermode ne peut se coupler qu'avec ceux qui ont la même symétrie par rapport aux axes OX et OY (Figures 4.8 et 4.9). Donc le supermode LP_{01} peut se coupler avec LP_{21} et LP_{02} mais pas avec LP_{11} . De même, LP_{11} peut se coupler avec LP_{31} et LP_{12} mais pas avec les trois premiers. Ces coefficients de couplage sont montrés à la figure 4.11.

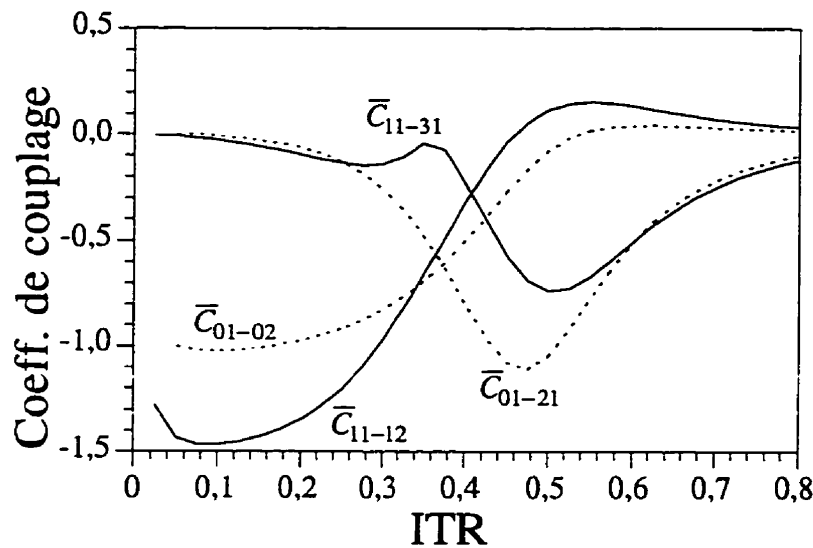


Figure 4.11 : Courbe des coefficients de couplage normalisés en fonction de la réduction du rayon.

Nous notons que lorsque l'inverse du taux de réduction diminue, l'influence des cœurs se fait de moins en moins sentir et donc les supermodes tendent à ressembler aux modes d'une fibre. Dans une fibre, les modes n'ayant pas la même symétrie circulaire ne se couplent pas entre eux. Ce fait est en parfait accord avec la courbe de la figure

4.11 où les coefficients de couplage $\bar{C}_{11-31}$ et $\bar{C}_{01-21}$ tendent vers zéro avec l'inverse du taux de réduction .

Pour obtenir des structures adiabatiques, il faut connaître la valeur maximale des pentes normalisées que l'on peut tolérer, ce qui définit le critère d'adiabaticité. Ce critère correspond à l'égalité de la longueur de couplage avec la longueur de battement des deux supermodes (Black, 1987; Daxhelet, 1990). Cela se traduit par l'équation suivante

$$\left| \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right| = \left| \frac{\delta n_{\text{eff}}}{\lambda} \frac{1}{\bar{C}} \right| \quad (4.4.3)$$

Les critères d'adiabaticité pour les six premiers supermodes sont montrés à la figure 4.12.

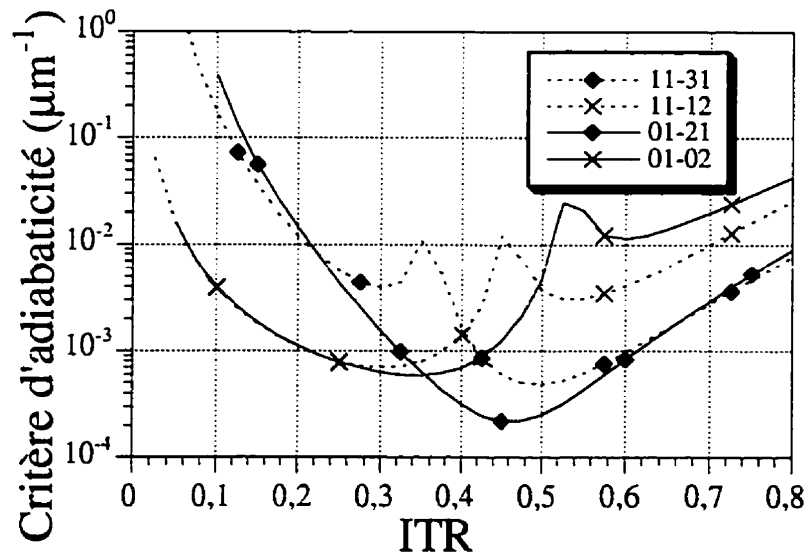


Figure 4.12 : Critère d'adiabaticité $\left| \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right|$ en fonction de la réduction du rayon.

Si, pour tout ITR, la valeur de la pente normalisée du coupleur se trouve en dessous de la limite donnée par les courbes de la figure 4.12, le coupleur est dit

adiabatique. L'adiabaticité d'un coupleur dépend également des supermodes présents. Nous pouvons noter que la courbe LP_{01} - LP_{02} est similaire à celle d'une fibre effilée (Daxhelet, 1990). Mais la courbe LP_{01} - LP_{21} est plus basse, c'est donc elle qui limite les pentes acceptables d'un coupleur adiabatique. D'un point de vue expérimental, nous savons que, pour un coupleur, ces conditions dépendent du degré de fusion.

4.5 Calcul de la transmission des coupleurs 2×2

Comme pour le cas des fibres effilées, nous pouvons également simuler le profil d'étrépage ainsi que la réponse en fonction de l'étrépage d'un coupleur 2×2. Le principe est le même et seuls les couplages entre les quatre premiers supermodes seront considérés soit : LP_{01} , LP_{21} , LP_{11} et LP_{31} . Lorsque les fibres sont séparées à l'entrée, les deux premiers supermodes $\Psi_{LP_{01}}$ et $\Psi_{LP_{11}}$ sont une superposition linéaire des modes fondamentaux ϕ_1 et ϕ_2 (LP_{01}) des fibres individuelles identiques (Annexe E)

$$\begin{aligned}\Psi_{LP_{01}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \phi_1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \phi_2 \\ \Psi_{LP_{11}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \phi_1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \phi_2\end{aligned}\tag{4.5.1}$$

Cette relation indique que lorsque la lumière provient d'une seule fibre, la puissance est répartie à parts égales dans les deux premiers supermodes. Ceux-ci battent et éventuellement se couplent le long de la structure avec des supermodes d'ordre supérieur (LP_{21} et LP_{31}). À la sortie du composant, c'est l'opération inverse : les deux premiers supermodes se recombinaient dans les modes des fibres par

$$\begin{aligned}\phi_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \Psi_{LP_{01}} + \frac{1}{\sqrt{2}} \Psi_{LP_{11}} \\ \phi_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \Psi_{LP_{01}} - \frac{1}{\sqrt{2}} \Psi_{LP_{11}}\end{aligned}\tag{4.5.2}$$

Nous allons examiner le cas de plusieurs étirages avec différentes formes de flamme et visualiser la réponse en fonction de l'étirage. Les figures 4.13 et 4.14 montrent les profils longitudinaux de coupleurs étirés avec des largeurs de flamme de 5 mm et de 2 mm respectivement.

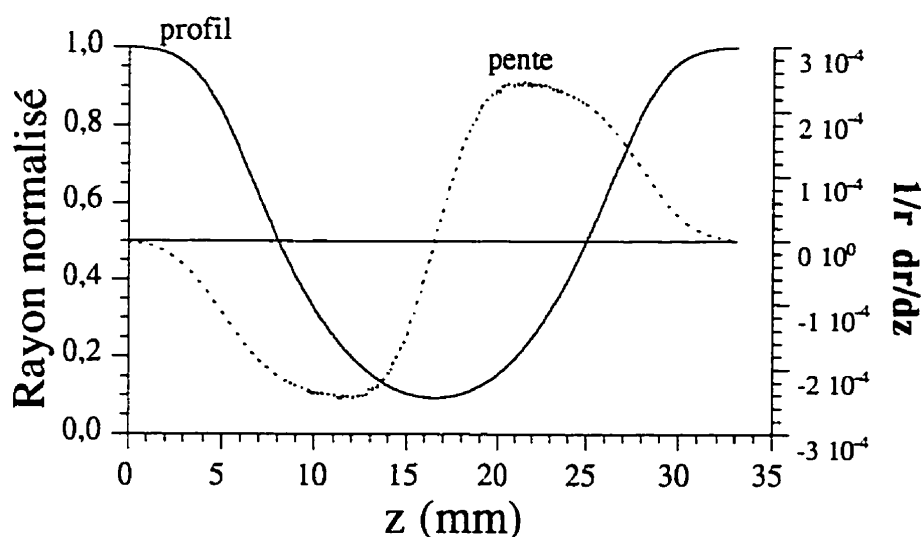


Figure 4.13 : Profil longitudinal et pentes normalisées d'un coupleur 2×2 sans balayage avec une flamme de 5 mm de large.

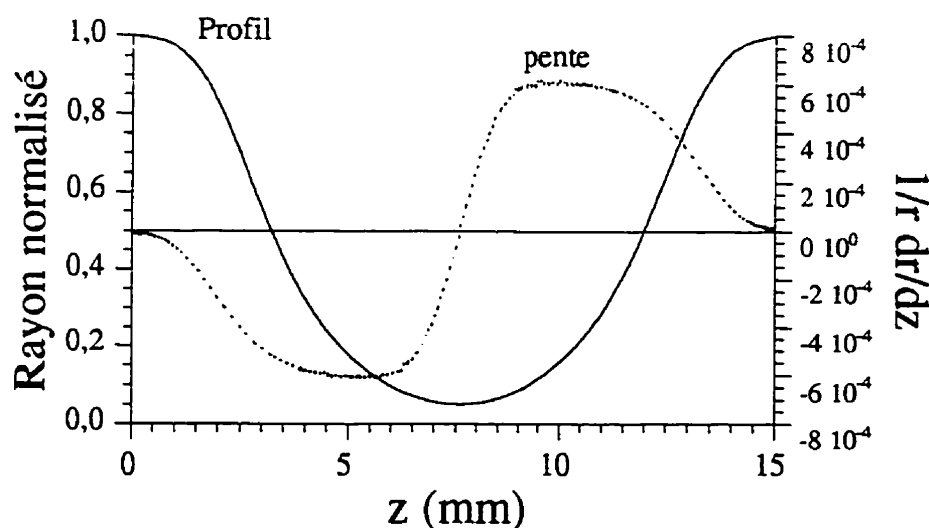


Figure 4.14 : Profil longitudinal et pentes normalisées d'un coupleur 2×2 sans balayage avec une flamme de 2 mm de large.

Pour avoir une idée de la grandeur du couplage entre les supermodes, nous pouvons comparer les pentes normalisées avec le critère d'adiabaticité de la figure 4.12.

Ces comparaisons sont montrées pour les deux profils simulés.

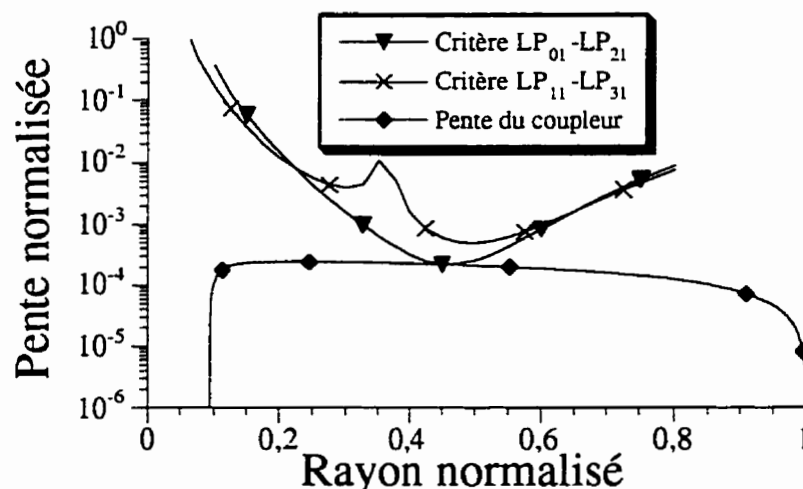


Figure 4.15 : Comparaison entre les pentes normalisées d'un coupleur étiré avec une flamme de 5 mm et le critère d'adiabaticité.

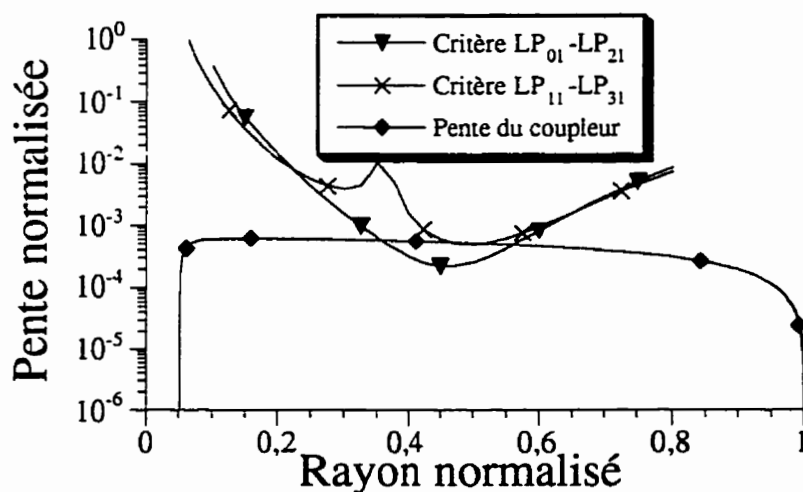


Figure 4.16 : Comparaison entre les pentes normalisées d'un coupleur étiré avec une flamme de 2 mm et le critère d'adiabaticité.

Nous remarquons très bien qu'il y devrait avoir un couplage non négligeable pour le profil de la figure 4.16. Pour vérifier cette hypothèse, nous allons simuler la transmission en fonction de l'étirage pour ces deux profils.

La figure 4.17 montre la puissance du mode fondamental sortant de chaque fibre en fonction de l'élongation d'un coupleur 2×2 par une flamme de 5 mm de large. Les pentes n'étant pas trop importantes, il n'y a presque pas de couplage entre les supermodes. La puissance se transfère presque complètement dans la seconde fibre. Les pentes n'étant pas nulle, il y a malgré tout un peu de transfert de puissance dans les supermodes supérieurs, ce qui explique que la somme des puissances sortant des fibres n'égale pas toujours l'unité.

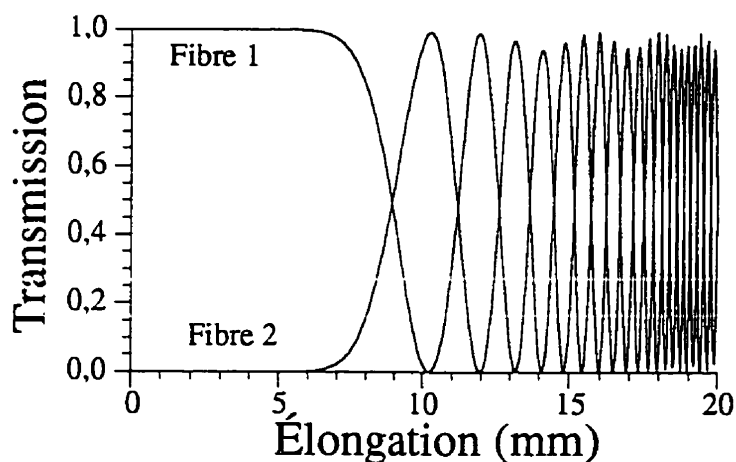


Figure 4.17 Courbe simulée d'étirage d'un coupleur 2×2 sans balayage avec une flamme de 5 mm de large.

Les puissances réparties dans les quatre supermodes considérés sont montrées en fonction de l'élongation à figure suivante.

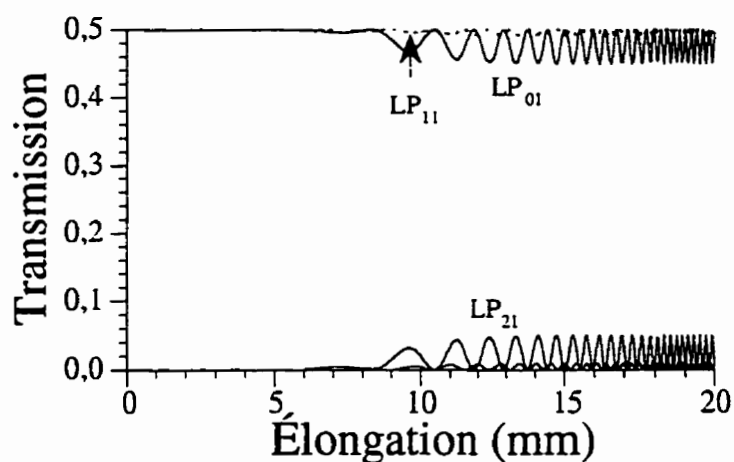


Figure 4.18 : Transmissions théoriques dans les supermode d'un coupleur 2×2 étiré avec une flamme de 5 mm de large.

Le portion de puissance transférée de LP_{01} à LP_{21} est moins de 5%. Nous remarquons que les supermodes LP_{11} et LP_{31} ne se couplent presque pas entre eux, ce qui est en accord avec la position élevée du critère d'adiabaticité LP_{11} - LP_{31} . La figure 4.19 montre une courbe d'étirage expérimentale correspondant aux conditions d'étirage de la figure 4.17.

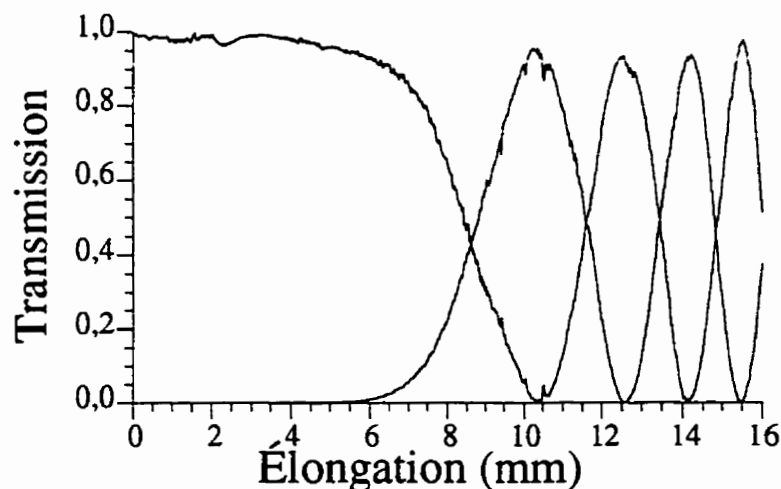


Figure 4.19 : Courbe d'étirage expérimentale d'un coupleur 2×2 sans balayage présentant peu de couplage.

Bien que la courbe expérimentale soit moins lisse que celle simulée, la longueur pour laquelle il y a un transfert complet de puissance, est presque exactement la même.

Les figures 4.20 et 4.21 montrent les mêmes courbes mais pour un coupleur 2×2 étiré à l'aide d'une flamme de 2 mm de large. Les pentes sont plus importantes et il y a un couplage entre les supermodes. La puissance ne se transfère pas complètement dans la seconde fibre et la somme des puissances sortant des fibres n'égale presque jamais l'unité. Une partie appréciable de la puissance est transportée par des supermodes de gaine.

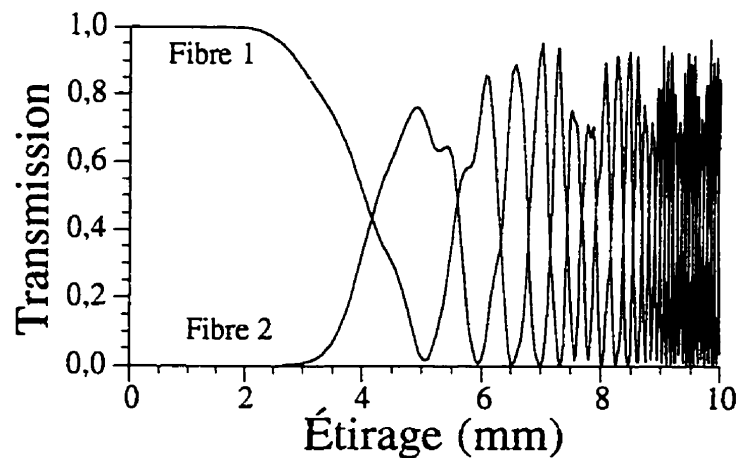


Figure 4.20 : Courbe simulée d'étirage d'un coupleur 2×2 avec une flamme de 2 mm de large.

La figure suivante montre bien le couplage important entre les supermodes en fonction de l'étirage.

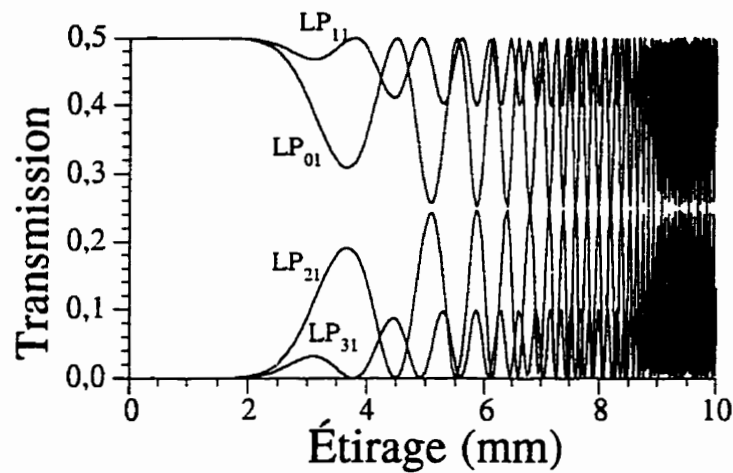


Figure 4.21 : Transmissions théoriques dans les supermode d'un coupleur 2x2 étiré avec une flamme de 2 mm de large (représentation des supermodes du coupleur).

Une caractéristique de l'effet de couplage entre supermodes est que la courbe d'étirage n'est pas symétrique par rapport à la droite d'ordonnée 0,5. La puissance de la fibre principale décroît avant que n'augmente celle de la fibre secondaire. La figure suivante montre une courbe d'étirage expérimentale où il y a couplage entre les supermodes.

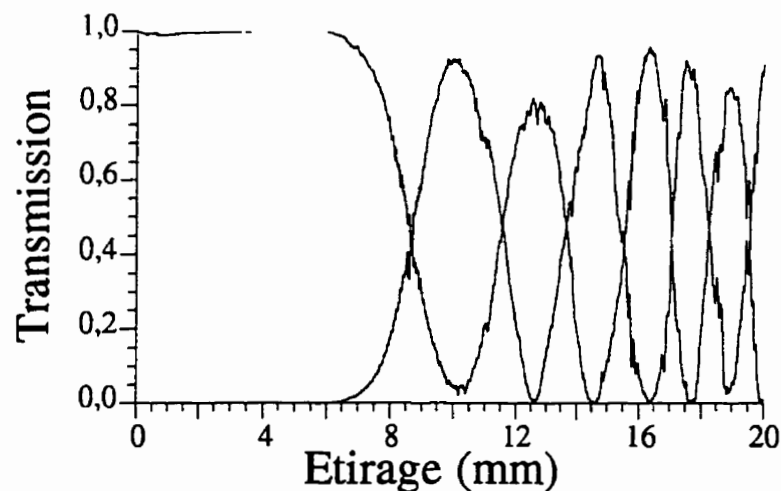


Figure 4.22 : Courbe d'étirage expérimentale d'un coupleur 2x2 sans balayage avec couplage moyen.

Pour cette courbe, les extréma de puissance coïncident pour les deux fibres mais avec une certaine modulation. Ce coupleur montre bien la présence de couplages entre les supermodes.

Même dans le cas adiabatique, il y a toujours malgré tout un léger couplage qui limite le transfert de puissance. Il est donc impossible d'avoir un transfert total de puissance d'une fibre à l'autre.

Les coupleurs utilisés pour la fabrication des dispositifs en vue de la stabilisation d'un laser sont relativement faiblement étirés. C'est le Fabry-Perot à couplage indirect qui a besoin du coupleur le plus étiré ($N \approx 0.5$). Pour cet interféromètre, l'impossibilité d'avoir un transfert complet limite sa finesse.

4.6 Calcul de l'interfrange des coupleurs 2×2

Le coupleur 2×2 étant lui-même un interféromètre modal, le calcul de l'interfrange est le même que celui de l'équation 3.1.9, soit

$$dv = \frac{c}{L \left\{ \delta n_{eff} - \lambda \frac{d\delta n_{eff}}{d\lambda} \right\}}, \quad (4.6.1)$$

qui, rappelons le, correspond à la distance en fréquence entre deux maxima. Les figures 4.23 montrent, pour différents inverses du taux de réduction, les valeurs de l'interfrange exprimées respectivement en longueur d'onde et en fréquence.

Les interfranges sont beaucoup plus grands pour un coupleur que pour une fibre effilée car les supermodes LP_{01} et LP_{11} du coupleur ont des indices effectifs plus proches l'un de l'autre que les modes LP_{01} et LP_{02} d'une fibre. Par contre, il n'y a pas de frange achromatique pour les valeurs de V_{co} usuelles (de 0,1 à 3). Pour faire des

filtres spectraux, les coupleurs sont moins appropriés que les fibres effilées et de plus, ils sont sensibles à la polarisation de la lumière.

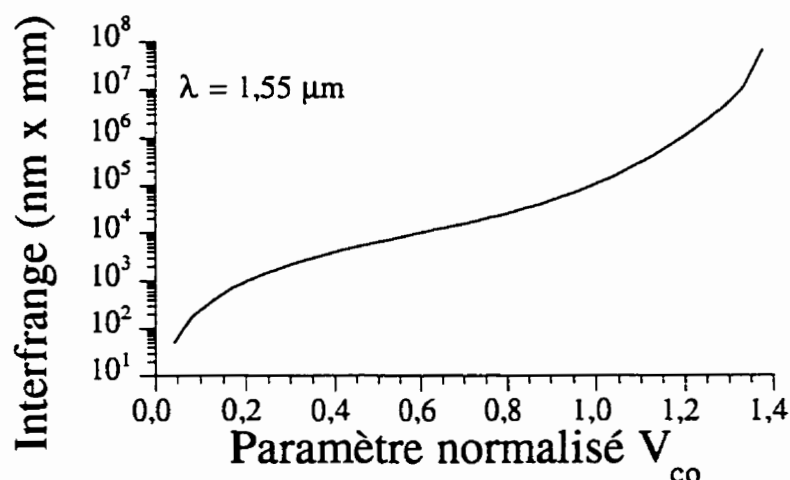


Figure 4.23 : Interfrange (par mm de longueur) en longueur d'onde en fonction du paramètre normalisé V_{co} pour un coupleur 2×2 calculé par la méthode de série de modes.

4.7 Sensibilité thermique des coupleurs 2×2

De la même manière que pour l'interfrange, nous reprenons pour le calcul de la sensibilité thermique, l'équation 3.2.1.c

$$\frac{dv}{dT} = -\frac{c}{\lambda} \left\{ \frac{1}{\delta n_{eff}} \frac{d\delta n_{eff}}{dT} + \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right\} \quad (4.7.1)$$

Les paramètres tels que la dilatation thermique et la variation thermique de l'indice sont les même que pour la fibre effilée. Lors de ce calcul, la longueur, le diamètre et l'indice du coupleur varient en fonction de la température.

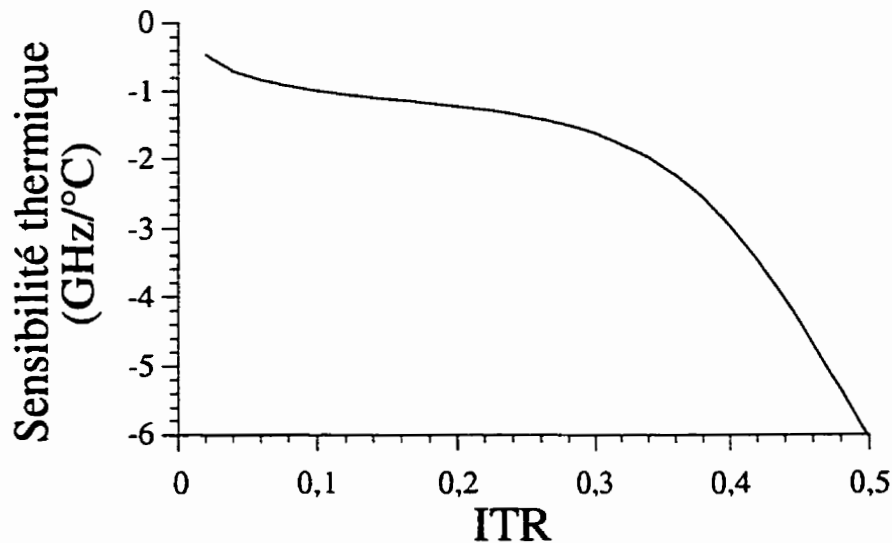


Figure 4.24 : Sensibilité thermique d'un coupleur 2×2 en fonction de ITR calculée par la méthode de série de modes.

Les résultats de ce calcul sont montrés à la figure 4.24 pour différentes réductions de la structure. Le calcul précédent donne la sensibilité thermique d'un guide ayant un profil longitudinal uniforme de longueur L , ce qui n'est pas le cas dans la réalité. Toutefois, on remarque qu'au delà de $ITR = 0,4$, la précision du calcul sur les indices effectifs est du même ordre que leur différence ($\approx 10^{-6}$). Cela donne une incertitude relativement élevée. Par contre, la valeur du paramètre ITR d'un coupleur utilisé comme diviseur de puissance est toujours plus petite que 0,2, valeur (de ITR) pour laquelle le calcul est relativement précis.

Dans ce chapitre, nous avons développé une nouvelle méthode numérique pour le calcul de supermodes basée sur un développement du champ en série de modes guidés. Grâce à cette méthode, nous avons pu quantifier de manière précise la dépendance en polarisation des coupleurs ainsi que les coefficients de couplage entre les supermodes. Nous avons, pour la première fois, décrit de manière réaliste le critère d'adiabaticité des

l'avons fait avec les fibres effilées. Pour finir, en étudiant ces propriétés thermiques, nous avons trouvé que les coupleurs 2×2 sont plus sensibles en température que ne le sont les fibres effilées. Il ne semble pas avoir de point de fonctionnement insensible thermiquement aux inverses du taux de réduction usuels car l'unique point est proche de la coupure du supermode LP_{11} à un rayon de $0,6 \mu\text{m}$ à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ et cette situation n'est pas facilement réalisable expérimentalement.

CHAPITRE V

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX SUR LA STABILISATION

5.1 Caractéristiques du laser DFB utilisé

Dans cette section, nous allons caractériser le spectre du laser, sa courbe L-I pour différentes températures de fonctionnement ainsi que la variation de sa fréquence d'émission en fonction de la température et du courant d'injection.

5.1.1. Description générale du laser

Le Laser DFB utilisé est de marque Fujitsu. Ses caractéristiques à 25°C données par le manufacturier sont les suivants.

Tableau 5.1 : caractéristiques du laser

I_{th}	18,9 mA
$\Delta\nu$	30 MHz
η	0,035 W/A
λ	1.550 μm

où I_{th} est le courant de seuil, $\Delta\nu$ la largeur de la raie du laser et η la pente de la courbe L-I.

Le boîtier contient le laser lui-même, une photodiode placée devant l'une des deux faces clivées, un module à effet Peltier (*TEC*) qui permet de refroidir ou de chauffer le laser, une thermistance mesurant la température et une fibre monomode placée devant la deuxième face clivée du laser. La figure 5.1. donne la disposition des différents composants à l'intérieur du boîtier.

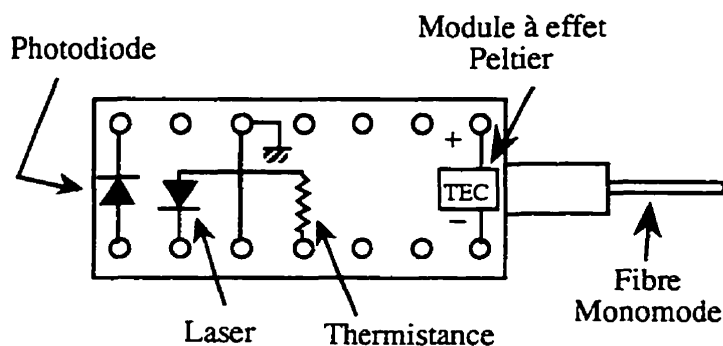


Figure 5.1 : Schéma du boîtier du laser Fujitsu et ses divers constituants.

La réponse en courant de la photodiode a une pente de $0,8 \text{ mA / mW}$. Elle va nous permettre d'estimer la puissance de sortie du laser.

Il est à noter que le laser ainsi que la thermistance sont connectés à la masse. Cette caractéristique est importante pour la conception du contrôleur de courant.

5.1.2. Mesure du spectre du laser

L'analyse spectrale est montrée à la figure 5.2. Le pic d'émission du laser se situe à 1546 nm . Nous constatons que les modes latéraux sont atténués de $33,7 \text{ dB}$, ce qui est conforme aux 33 dB annoncés par le fabricant. L'isolation du pic fondamental permet de réduire la largeur du spectre d'émission et d'augmenter la longueur de cohérence de plusieurs ordres de grandeur comparativement aux lasers Fabry-Perot : cette propriété est indispensable en interférométrie tout-fibre. Par contre, les réflexions sur les faces de sortie de la fibre contribuent à un retour indésirable de la lumière cohérente dans le laser. Pour y remédier, les faces de la fibre sont clivées en oblique. Une solution beaucoup plus efficace serait d'utiliser un isolateur optique intégré à la fibre ou au laser.

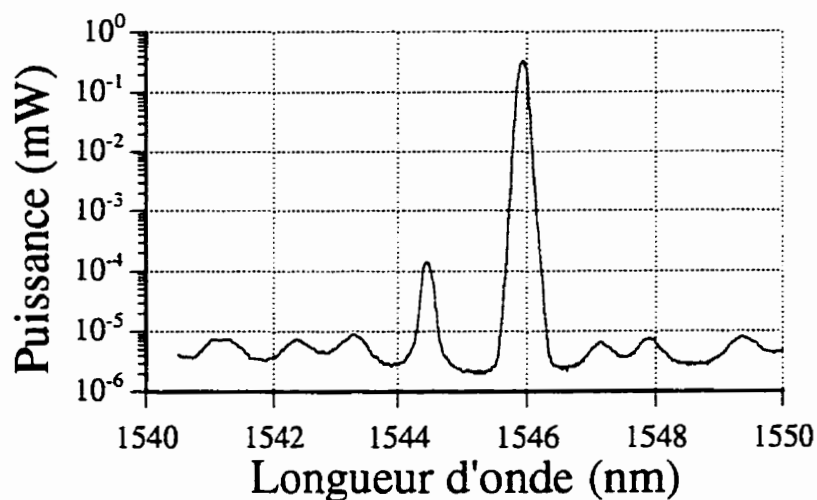


Figure 5.2 : Spectre en longueur d'onde du laser DFB Fujitsu utilisé lorsque le courant d'injection est de 35 mA.

5.1.3. Courbe L-I

Nous avons mesuré la courbe L-I du laser et nous constatons qu'à 12°C, le courant de seuil est de 14 mA et l'efficacité de $\eta = 0,0425$ W/A.

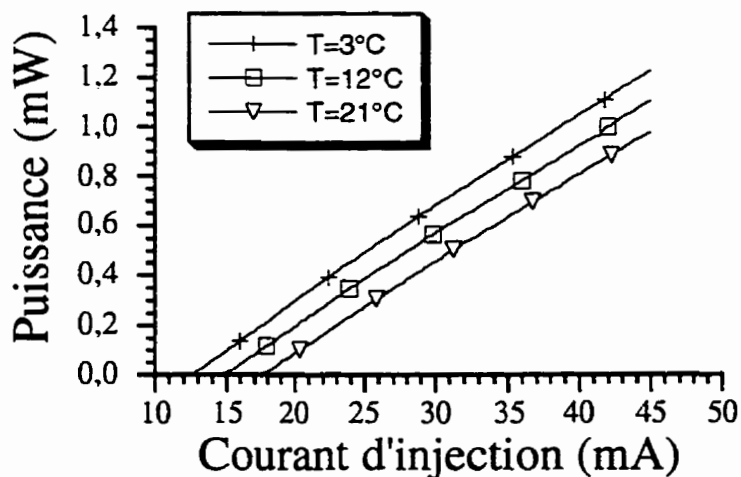


Figure 5.3 : Courbe L-I du laser DFB utilisé.

La variation du courant de seuil en fonction de la température peut être modélisée par la relation :

$$I_{th} = I_0 \exp\left\{\frac{T}{T_0}\right\} \quad (5.1)$$

où T_0 est une température caractéristique. Pour un laser InGaAsP, T_0 a une valeur généralement située entre 40 et 70K (Agrawal et Dutta, 1986). Le tableau 5.2 donne les valeurs mesurées du courant de seuil pour trois températures mesurées par la thermistance.

Tableau 5.2 : Courant de seuil pour différentes valeurs de la température.

Température	276 K	285 K	294 K
I_{th}	12,11 mA	14,49 mA	17,33 mA

Ces valeurs permettent de déterminer I_0 et T_0 à l'aide de l'équation 5.1 par une méthode de χ^2 . Les points expérimentaux et la courbe adaptée sont montrés à la figure 5.4.

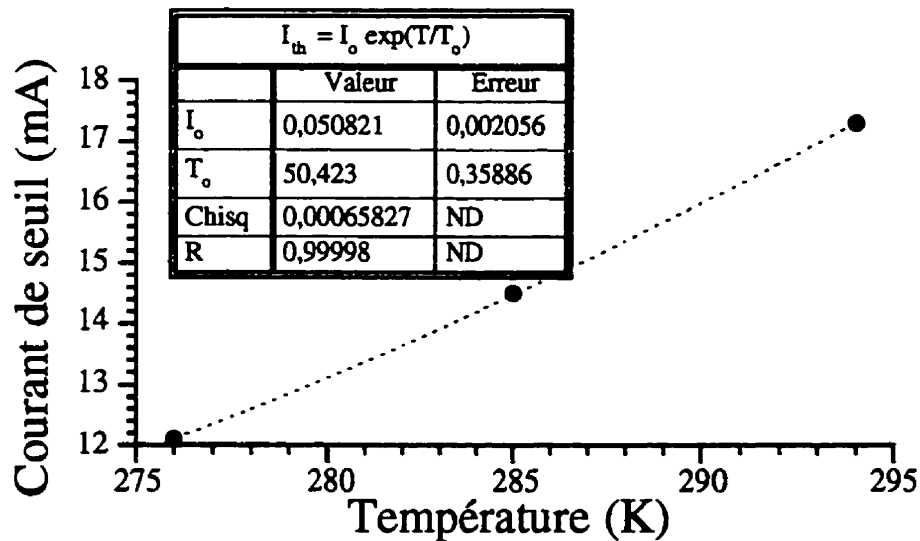


Figure 5.4 : Variation du courant de seuil en fonction de la température.

De cette adaptation, on trouve finalement : $I_0 = 0,051$ mA et $T_0 = 50,4$ K, ce qui correspond pour T_0 à la valeur prévue.

5.1.4. Variation de la fréquence en fonction de la température

La fréquence d'émission d'un laser à semi-conducteurs varie en fonction de la température de la zone active. Cela provient de la variation de l'indice de réfraction du milieu qui change le pas du réseau du laser DFB. Ce changement de fréquence d'émission en fonction de la température a été mesuré. La résistance de la thermistance varie en fonction de la température selon la relation

$$R_{th} = R_0 \exp \left\{ B \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right\}, \quad (5.2)$$

où selon le manufacturier $R_0 = 9,85 \text{ k}\Omega$, $B = 3900 \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ et $T_0 = 298 \text{ K}$.

Pour caractériser cette variation de fréquence, nous mesurons la tension aux bornes de la résistance R_m de $10 \text{ k}\Omega$ en série avec la thermistance (Figure 5.5) dans le circuit de contrôle de température du laser.

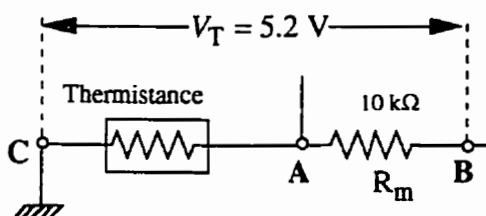


Figure 5.5 : Détail du circuit de contrôle de la température.

La résistance de la thermistance est calculée par la relation :

$$R_{th} = \frac{(V_T - V_{R_m}) R_m}{V_{R_m}} \quad (5.3)$$

En inversant l'équation 5.2, nous trouvons la relation entre la température T du laser et la tension mesurée V_{R_m} .

$$T = \frac{BT_o}{T_o \ln \frac{V_{R_m} R_m}{R_o (V_T - V_{R_m})} + B} \quad (5.4)$$

où V_T est la tension du circuit de stabilisation en température. Nous pouvons donc calculer en tout temps la température du laser. En faisant la conversion tension-température du laser, nous obtenons le graphique suivant :

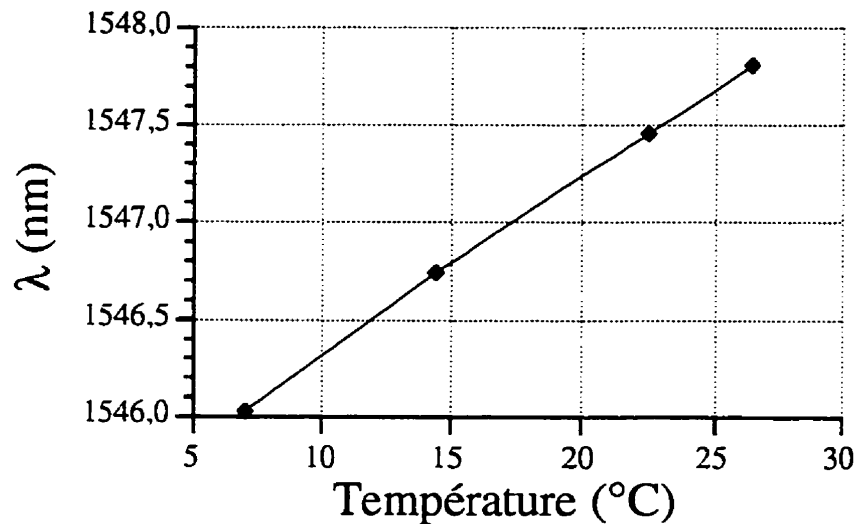


Figure 5.6 : Courbe de la longueur d'onde d'émission du laser en fonction de la température.

La pente de la courbe de la figure 5.6. est de 0,09 nm/°C. Ce qui est tout-à-fait dans les spécifications pour ce type de laser.

5.1.5. Variation de la fréquence en fonction du courant d'injection

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la fréquence d'émission du laser varie en fonction du courant d'injection. L'augmentation du courant d'injection contribue à celle de la température du laser et celle de la densité des porteurs. Ces deux phénomènes modifient l'indice de réfraction du milieu et changent donc la fréquence d'émission.

Mesurons maintenant ce déplacement de fréquence optique en fonction du courant d'injection. Pour cela, nous utilisons un interféromètre de Mach-Zehnder dont la différence de longueur entre les deux bras est de 4,9 cm, ce qui correspond à un interfrange de 4,2 GHz. La mesure de la transmission de cet interféromètre en fonction du courant d'injection révèle que les franges ne sont pas équidistantes, ce qui traduit une relation non-linéaire de la fréquence du laser en fonction de son courant d'injection.

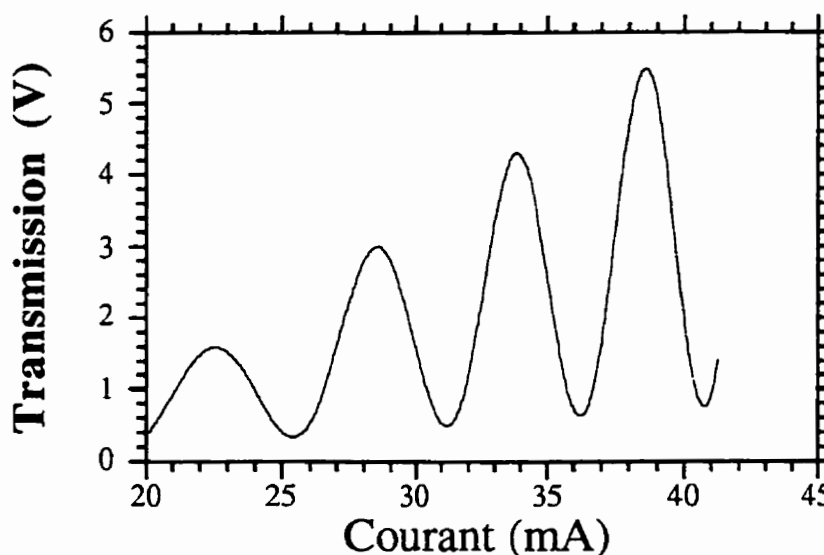


Figure 5.7 : Transmission de l'interféromètre de Mach-Zehnder en fonction du courant d'injection.

Mesurons maintenant cette variation de la fréquence optique en fonction du courant d'injection. À partir de la figure 5.7, nous mesurons les valeurs des interfranges (en milliampères) pour différents courants d'injection. Les résultats montrés à la figure 5.8 indiquent que l'interfrange décroît de façon pratiquement linéaire avec le courant d'injection.

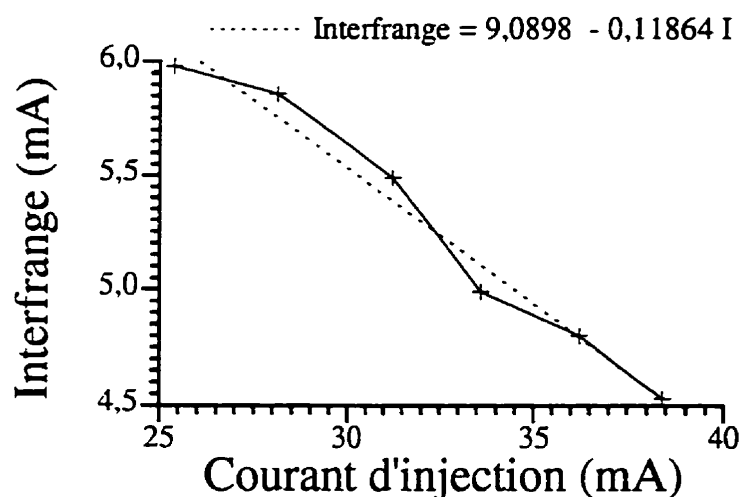


Figure 5.8 : Courbe de l'interfrange (en mA) en fonction du courant d'injection.

Sachant que l'interféromètre de Mach-Zehnder possède un interfrange de 4,2 GHz et comme chaque point de la figure précédente représente l'interfrange en milliampère, nous pouvons en déduire la variation de la fréquence avec le courant d'injection.

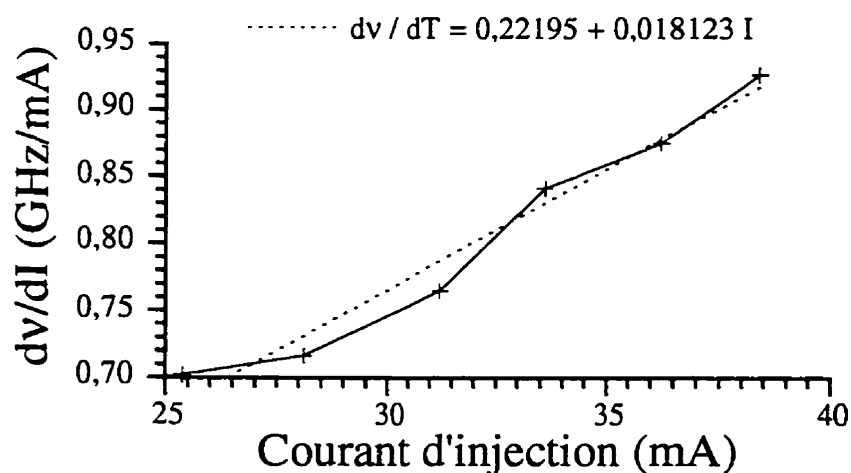


Figure 5.9 : Courbe de la variation de la fréquence en fonction du courant d'injection.

À partir des valeurs expérimentales, nous avons déterminé une droite donnant la variation de la dérivée de la fréquence en fonction du courant d'injection :

$$\frac{dv}{dI} = 0,018123I + 0,22195 \text{ GHz / mA} \quad (5.5)$$

Toutes ces caractérisations vont servir à calibrer nos mesures des différents interféromètres, de la dérive de la fréquence du laser et de la stabilité relative lorsque la boucle du laser est fermée.

5.2 Circuits électroniques

Dans cette section, nous allons décrire les différents circuits électroniques utilisés pour le contrôle et la stabilisation en fréquence du laser. Ces circuits sont ceux des contrôles du courant, de la température du laser et d'autres petits circuits utilitaires tels que l'intégrateur et le sommateur.

5.2.1 Circuit de contrôle de courant

Ce circuit est la pièce maîtresse de la stabilisation du laser. Il délivre le courant d'injection du laser et le stabilise en courant, compte tenu de la stabilité de l'alimentation utilisée. De plus, ce circuit permet l'addition de courants externes, aussi bien continus que modulés. Nous pouvons distinguer deux différentes parties : le contrôle de courant et l'intégrateur.

Le contrôle de courant est schématisé à la figure 5.11. L'anode du laser est connectée à la masse. Le transistor 2N2222 contrôle le courant d'injection par l'intermédiaire d'un amplificateur opérationnel. Le potentiomètre de 10 k Ω est le contrôle principal du courant.

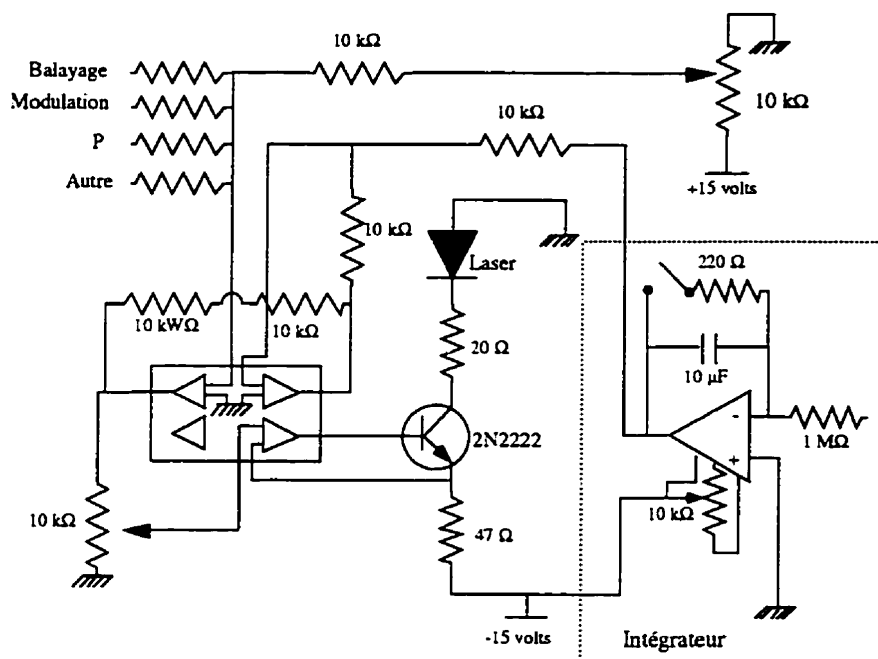


Figure 5.10 : Schéma du circuit de contrôle de courant.

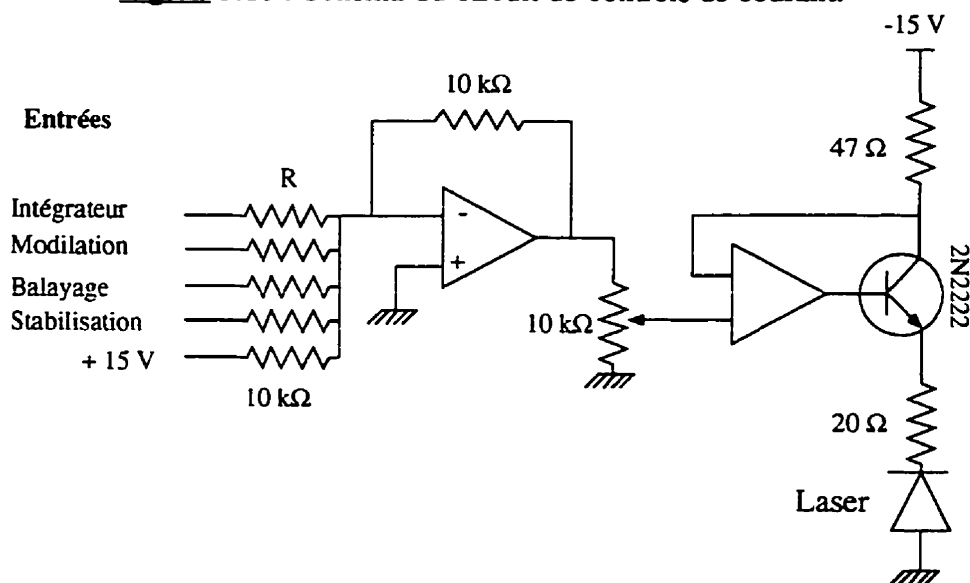


Figure 5.11 : Schéma du circuit de contrôle de courant.

Chaque entrée a sa propre valeur de résistance pour obtenir l'amplification désirée. L'entrée de + 15 V est l'alimentation principale du laser. Le premier amplificateur opérationnel joue le rôle de sommateur. Il additionne les différents voltages d'entrée. Le deuxième fonctionne en mode comparateur. Il commande le transistor de puissance qui

contrôle le passage du courant vers le laser. L'ensemble de ces deux amplificateurs constitue un convertisseur de tension-courant. La mesure du courant d'injection se fait en relevant la valeur de la tension aux bornes de la résistance de $20\ \Omega$ à l'entrée du laser.

Dans le circuit de l'intégrateur, la résistance d'entrée et la capacité de la rétroaction déterminent la constante de temps de l'intégration $T = RC$. Durant les expériences de stabilisation, la sortie était fixée à 10 sec ($R = 1\ \text{M}\Omega$ et $C = 1\ \mu\text{F}$).

Le circuit de contrôle de courant, présenté ici, n'est pas optimisé pour réduire le bruit provenant de la source de courant.

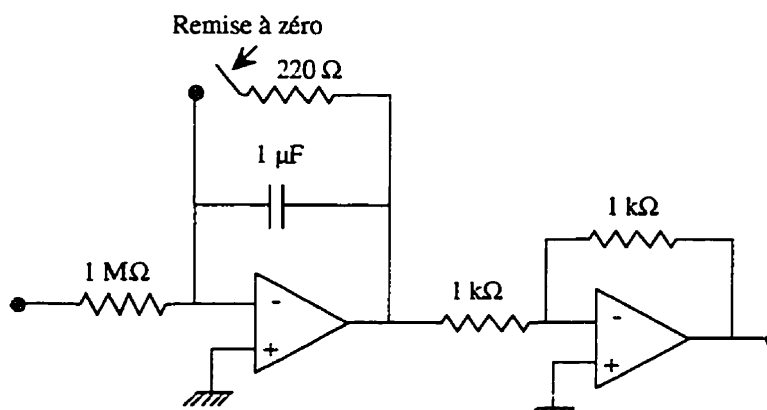


Figure 5.12 : Schéma du circuit intégrateur.

Le voltage à la sortie du premier amplificateur est donné par

$$V = -\frac{1}{RC} \int V_e dt. \quad (5.6)$$

L'intégrateur permet de garder la valeur de sortie à une valeur constante lorsque le signal d'entrée est nul. Le deuxième amplificateur inverse simplement le signal de sortie. La fonction de remise à zéro permet de vider le condensateur et de recommencer l'intégration.

L'intégrateur a pour but de minimiser les fluctuations trop importantes du signal d'erreur. Ainsi, si la valeur de départ du courant correspond à une fréquence assez éloignée de la valeur de consigne ou de l'extremum, le signal d'erreur sera très important. Dès que la fréquence d'émission atteint la valeur désirée, le signal d'erreur s'annule et la fréquence aura de nouveau tendance à retourner vers sa valeur de départ. Avec l'intégrateur, le courant injecté dans le laser aura une valeur non nulle même si le signal d'erreur est nul, ce qui donne une plus grande stabilité à la correction de la fréquence. En outre, l'intégrateur élimine les comportements trop brusques du signal d'erreur et empêche le saut de la raie du laser hors de la zone du maximum.

5.2.2 Circuit de contrôle de température

Divers dispositifs sont incorporés dans le boîtier du laser, comme une thermistance et un module à effet Peltier permettant une stabilisation en température du laser. La thermistance est une résistance dont la valeur change en fonction de la température. C'est elle qui permet de mesurer la température. Le module à effet Peltier permet de chauffer ou de refroidir le laser selon le courant injecté.

Le schéma du contrôle de la température est montré à la figure 5.13. L'amplificateur opérationnel compare la tension de référence à la tension aux bornes de la thermistance et envoie la différence aux transistors de puissance qui commandent le courant du module à effet Peltier.

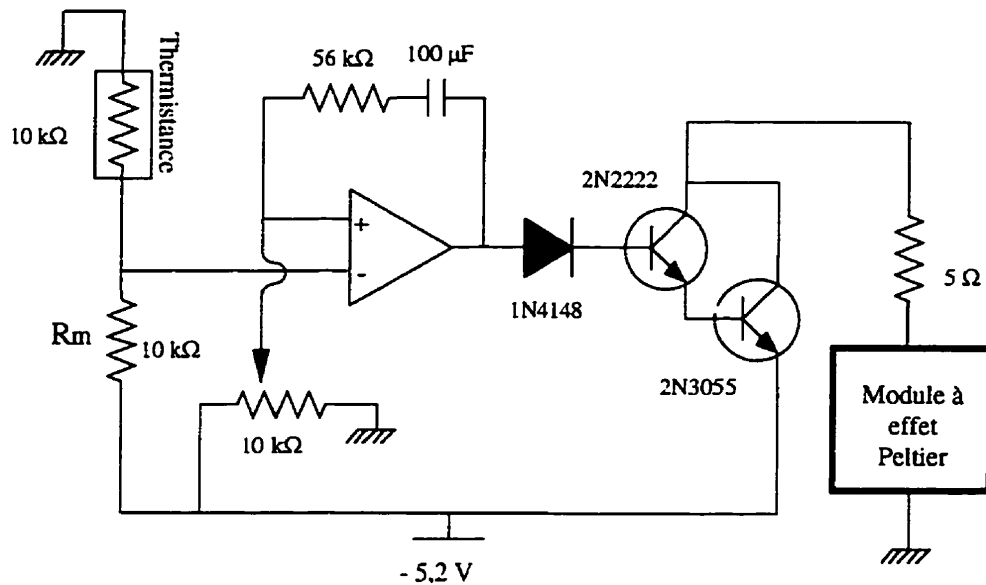


Figure 5.13 : Schéma du circuit de contrôle de température.

La résistance et le condensateur en série font fonctionner l'amplificateur opérationnel comme un soustracteur intégrateur. Ainsi, dès que la température désirée est atteinte, l'intégrateur envoie un voltage constant aux transistors. Si la température s'écarte de la valeur désirée, l'amplificateur envoie alors le maximum de tension disponible. La diode 1N4148 empêche le système de chauffer le laser et dans le cas où sa température est inférieure à la valeur désirée : le système de contrôle ne fournira alors aucun courant au module à effet Peltier.

5.2.3 Montage du soustracteur

Pour la stabilisation utilisant une valeur de consigne, nous avons besoin d'un soustracteur donnant la différence entre les valeurs de consigne et de sortie. Le soustracteur utilisé pour ce contrôle est montré à la figure 5.14.

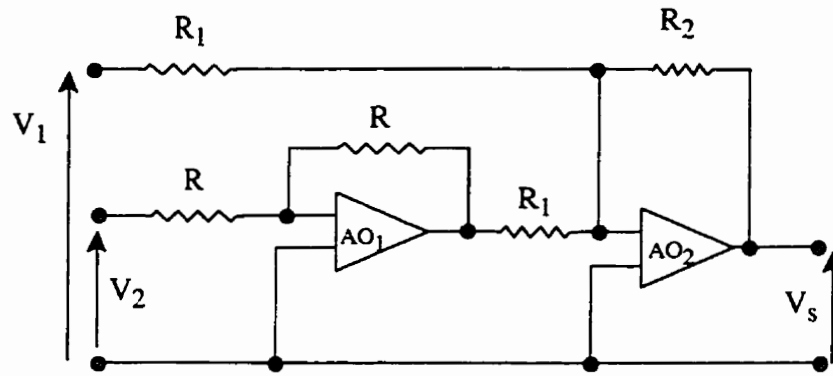


Figure 5.14 : Schéma du circuit du soustracteur.

L'amplificateur opérationnel AO1 inverse le voltage V_2 et le deuxième fait la somme de V_1 et de la sortie du premier. Le voltage de sortie du soustracteur est donné par la relation

$$V_s = \frac{R_2}{R_1} (V_2 - V_1) \quad (5.7)$$

Les valeurs des résistances R_1 et R_2 fixent le gain du soustracteur. R_1 est typiquement de 10 k Ω alors que R_2 peut varier jusqu'à 2 M Ω selon le gain désiré.

Ainsi le soustracteur est utilisé aussi comme amplificateur du signal de sortie.

5.3 Résultats de Stabilisation

Nous présentons dans cette section le travail expérimental effectué pour stabiliser le laser DFB sur des références spectrales tout-fibre.

5.3.1 Montages expérimentaux

Dans cette première sous-section nous décrivons les différents montages expérimentaux utilisés pour stabiliser un laser à semi-conducteurs. Comme nous l'avons vu, la méthode d'asservissement utilisée est celle de la rétroaction négative qui peut être de

deux types : commande à extremum et contrôle à valeur de consigne (commande “par flanc”).

5.3.1.1 Commande extrême

Regardons en premier le montage utilisant la commande extrême illustré à la figure 5.15. Le courant d’injection du laser est d’abord légèrement modulé, ce qui engendre une légère modulation de sa fréquence d’émission. La lumière est ensuite injectée dans l’interféromètre tout-fibre dont la fonction de transfert ne dépend que de la fréquence du laser, en négligeant la dérive thermique de cet interféromètre. Le détecteur mesure l’intensité transmise par l’interféromètre et l’envoie sous forme d’une tension à la détection synchrone qui mesure la dérivée de la fonction de transfert de l’interféromètre. Cette quantité est réinjectée dans le laser par addition au courant d’injection. Selon cette technique, la fréquence du laser sera automatiquement bloquée sur la valeur extrême de la transmission de l’interféromètre.

Nous avons utilisé cette technique avec les interféromètres : Mach-Zehnder et Fabry-Perot.

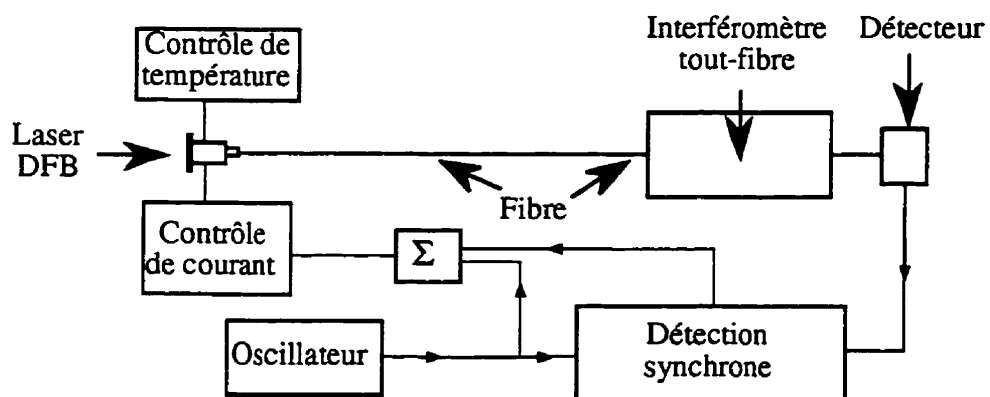


Figure 5.15 : Montage expérimental pour la commande extrême.

5.3.1.2 Contrôle à valeur de consigne

Le montage utilisant le contrôle à valeur de consigne montré à la figure 5.16 est plus simple que le montage précédent car il ne nécessite pas de détection synchrone ni de modulation. La lumière émise par le laser est injectée à l'entrée de l'interféromètre Mach-Zehnder tout-fibre. Si les coupleurs constituant l'interféromètre ont des coefficients de couplage proche de 50% les fonctions de transfert des deux sorties sont alors à peu près déphasées de π . (Équation 1.4.7). Les tensions mesurées aux sorties des détecteurs sont ensuite soustraites et ce signal est réinjecté dans le laser. Le système va fixer de lui même la valeur de la fréquence d'émission du laser au point de fonctionnement qui correspond à une différence nulle des sorties.

Ce type de contrôle est bien adapté pour la stabilisation utilisant l'interféromètre de Mach-Zehnder. En effet, pour ce type d'interféromètre, la valeur de consigne n'a pas besoin d'être définie.

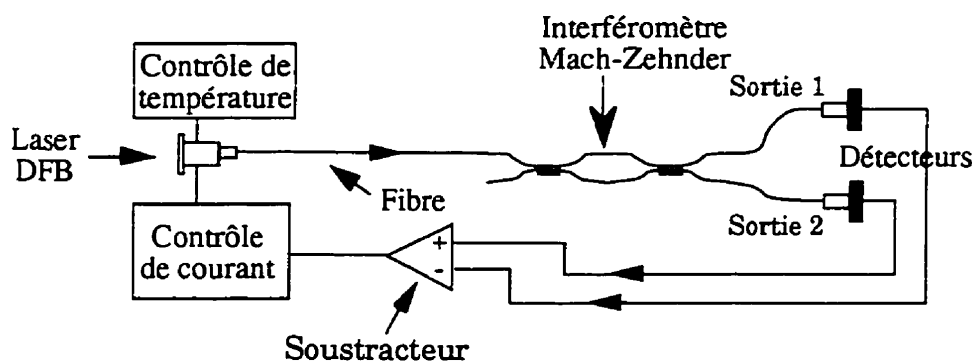


Figure 5.16 : Montage expérimental pour le contrôle à valeur de consigne.

5.3.2 Stabilisation utilisant un interféromètre de Mach-Zehnder

L'interféromètre de Mach-Zehnder est constitué de deux coupleurs fusionnés fabriqués au laboratoire.

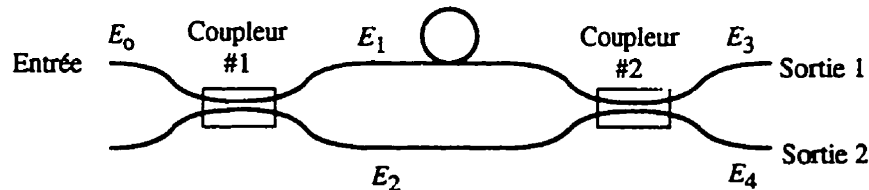


Figure 5.17 : Interféromètre de Mach-Zehnder tout-fibre.

Les caractéristiques des coupleurs constituant l'interféromètre sont données par le tableau 5.3 où κ est le coefficient de couplage et γ représente les pertes.

Tableau 5.3 : Caractéristiques des coupleurs utilisés pour la fabrication du Mach-Zehnder

	κ	$1-\kappa$	Pertes (γ)
Coupleur #1	38%	62%	5% (0,22 dB)
Coupleur #2	25%	75%	5% (0,22 dB)

Les coefficients de couplage des deux coupleurs n'ont pas exactement les caractéristiques désirées soit des coefficients de couplage de 50% et des pertes nulles. En fait, le contraste d'un interféromètre à deux ondes ne varie pas beaucoup lorsque les coefficients de couplage sont loin des valeurs limites (0 et 1). Cette différence des couplages n'affecte donc que très peu l'efficacité de l'interféromètre.

Nous connectons ensuite les deux coupleurs branche à branche, pour obtenir un interféromètre de Mach-Zehnder. Nous mesurons ensuite la différence de longueur entre les deux bras pour en déduire l'interfrange. Cette différence de longueur est évaluée à $4,9 \pm 0,2$ cm, ce qui correspond à un interfrange de $4,2 \pm 0,17$ GHz.

La figure 5.18 nous montre la courbe de transmission des deux sorties de l'interféromètre.

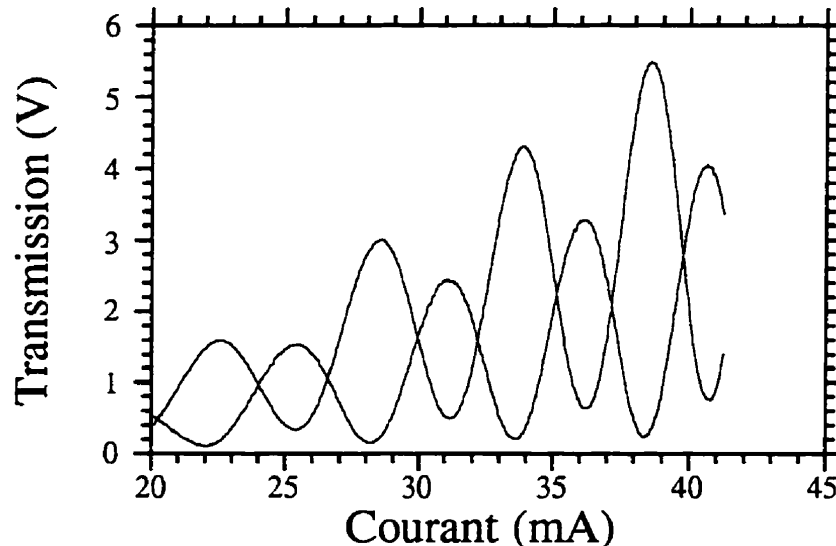


Figure 5.18 : Transmission en fonction du courant d'injection de l'interféromètre de Mach-Zehnder tout-fibre.

La différence d'amplitude entre les deux sorties provient des connexions des fibres et des sensibilités différentes des deux détecteurs. Nous pouvons remarquer que, malgré les différences entre les coupleurs, le contraste de l'interféromètre obtenu est tout à fait acceptable et, de plus, les deux sorties sont à peu près déphasées de π : le petit complément à π est dû à l'augmentation de l'intensité du laser avec le courant d'injection.

5.3.2.1 Stabilisation par contrôle à valeur de consigne

Pour obtenir le signal d'erreur, nous soustrayons les voltages provenant des deux sorties montrées à la figure 5.14. Lors de cette mesure, la résistance R_2 du soustracteur était de 11 k Ω (Figure 5.14). L'augmentation de l'amplitude vient de celle de la puissance du laser en fonction du courant d'injection. La légère asymétrie par rapport au zéro provient de plusieurs facteurs : les deux sorties ne sont pas parfaitement symétriques. En

effet, les coefficients de couplage ne sont pas exactement de 50%. Les sensibilités des détecteurs ne sont exactement les mêmes. Et enfin, la puissance du laser augmente en fonction du courant d'injection.

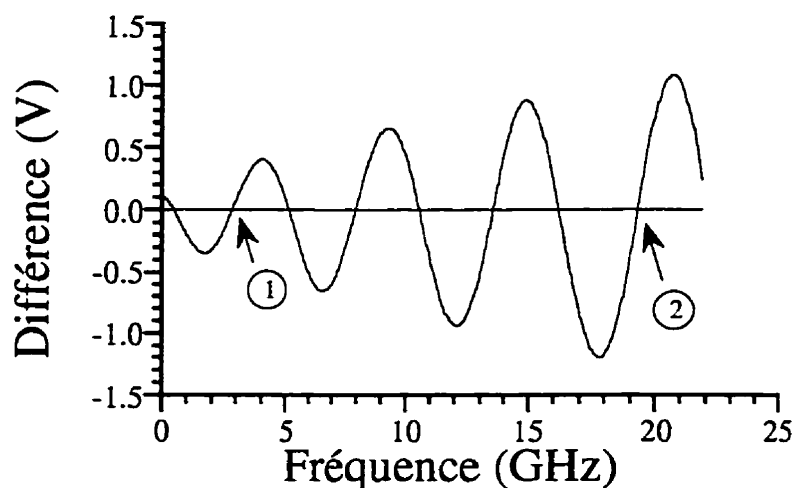


Figure 5.19 Courbe de la différence des voltages en fonction de la variation de la fréquence optique du laser. Le point 1 est la position de mesure de la dérive du laser et le point 2 la position de la stabilisation.

Pour la mesure de la dérive de la fréquence du laser, on fixe la résistance R_2 du circuit du soustracteur à $1,5 \text{ M}\Omega$ pour obtenir une pente abrupte et avoir ainsi une meilleure précision sur la mesure. Cette mesure a été effectuée au point n°1 sur la figure 5.19. La pente y est de $64,2 \text{ V/GHz}$. Remarquons que, pour une même variation de fréquence, la pente peut-être plus grande (point n°2) et le voltage peut très rapidement dépasser la limite de détection du système d'acquisition de données utilisé ($\pm 10 \text{ V}$).

Nous ajustons le courant d'injection du laser pour que sa fréquence coïncide avec le point n° 1 où la tension sortant du soustracteur est nulle et nous laissons évoluer le système en régime libre. Sachant que la pente y est de $64,2 \text{ V/GHz}$, nous pouvons

évaluer la variation de la fréquence optique due laser. La figure 5.20 nous montre une mesure typique de cette dérive en fonction du temps.

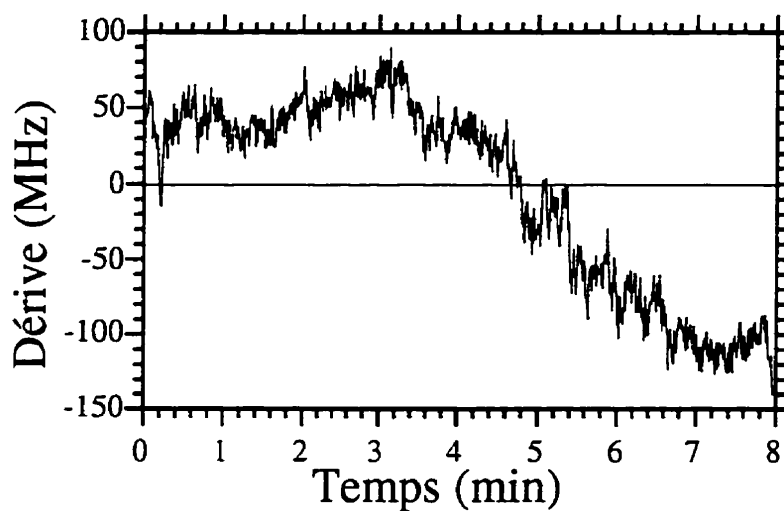


Figure 5.20 : Variation de la fréquence du laser en régime libre.

Nous pouvons remarquer que le laser dérive sur une plage de 200 MHz pendant 8 minutes.

Pour stabiliser le laser, nous ajustons son courant d'injection pour que sa fréquence coïncide avec le point n°2 auquel est associé une pente plus grande. La pente est d'environ 163 V/GHz.

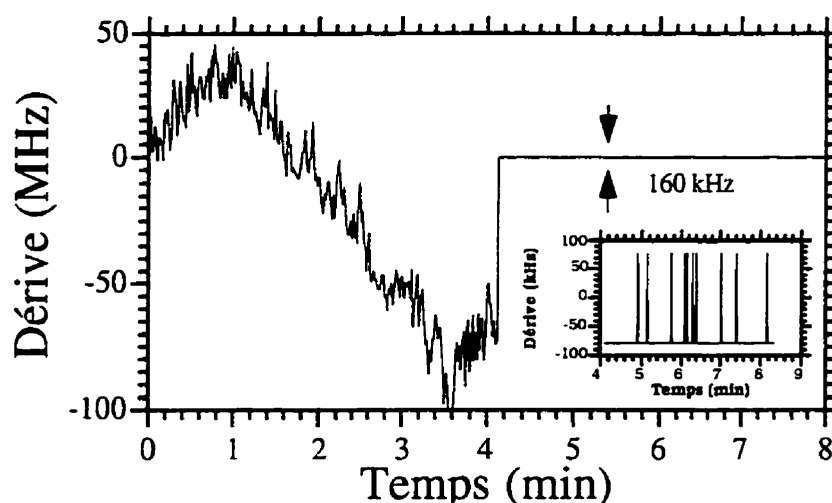


Figure 5.21 : Dérive de la fréquence d'émission du laser en régime libre et en régime stabilisé (agrandissement).

La variation du laser par rapport à l'interféromètre lorsque la boucle est fermée est de l'ordre de 160 kHz.

5.3.2.2 Stabilisation par contrôle extrême

Nous avons également stabilisé le laser sur cet interféromètre en utilisant la méthode de contrôle extrême. Pour ce type de stabilisation, nous avons besoin d'une modulation du courant d'injection entraînant une modulation de la fréquence d'émission du laser et d'une détection synchrone. Le schéma du montage est montré à la figure 5.15.

Une rampe de courant est tout d'abord envoyée dans le laser pour mesurer la courbe de la dérivée de la transmission. La figure 5.22 montre cette courbe. La pente est évaluée à 0,676 V / GHz. Comparée avec la méthode utilisant des cathodes creuses (Bouchelou, 1991) où les pentes sont de l'ordre de quelques mV par GHz, la méthode utilisant des interféromètres donne des signaux mieux contrastés et donc de plus grandes pentes pour la même électronique.

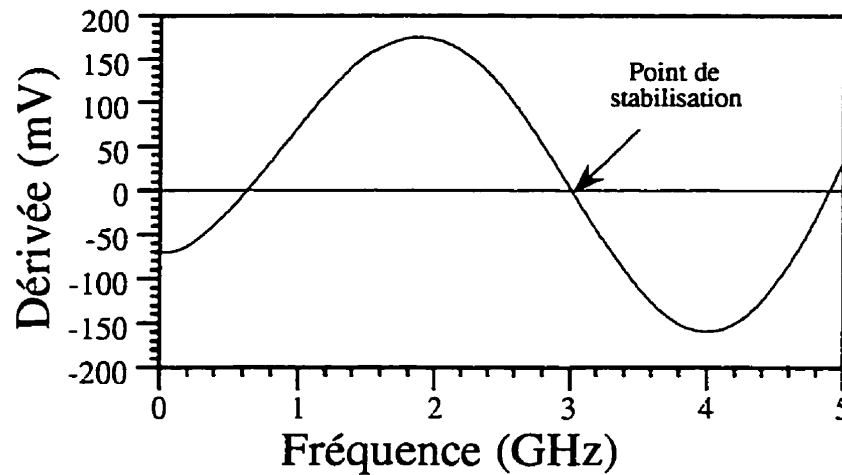


Figure 5.22 Courbe de la dérivée de la transmission d'un interféromètre de Mach-Zehnder tout-fibre en fonction de la fréquence.

La fréquence de modulation est de 2 kHz et l'amplitude est de 0,4 mA, ce qui correspond à une modulation en fréquence de 370 MHz

Nous ajustons encore une fois le courant d'injection du laser de sorte que la fréquence de celui-ci coïncide avec le point de stabilisation c'est-à-dire au zéro de la dérivée correspondant à un extremum de transmission et nous laissons dériver le laser. Nous mesurons la dérive de la fréquence par rapport au sommet de la courbe de transmission de l'interféromètre. La trace de la dérive en fonction du temps est montrée à la figure 5.23.

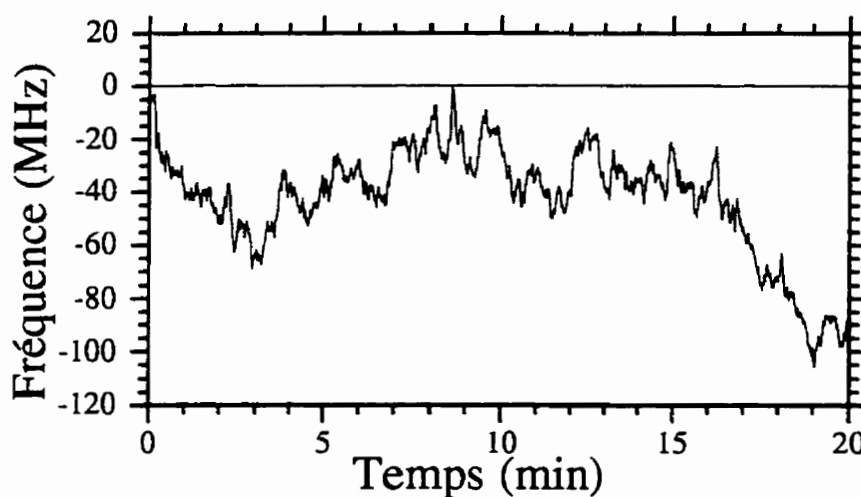


Figure 5.23 : Trace de la dérive de la fréquence du laser en fonction du temps en régime libre.

Nous remarquons que sur une période de 20 minutes, la fréquence du laser a varié de plus de 100 MHz par rapport à la référence.

La boucle d'asservissement est ensuite fermée pour stabiliser le laser sur l'extremum de transmission. La dérive de la fréquence d'émission du laser en régime stabilisé est montrée à la figure 5.24.

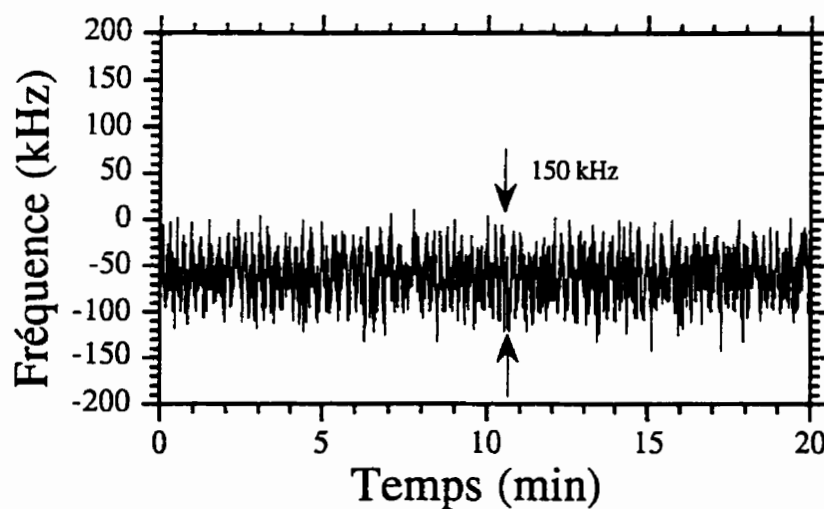


Figure 5.24 : Trace du signal d'erreur lorsque la boucle d'asservissement est fermée.

L'amplitude de la dérive de la fréquence est réduite à 150 kHz soit en réduction d'un facteur de 1000.

La figure 5.25 illustre la comparaison entre la dérive en régime libre et en régime stabilisé.

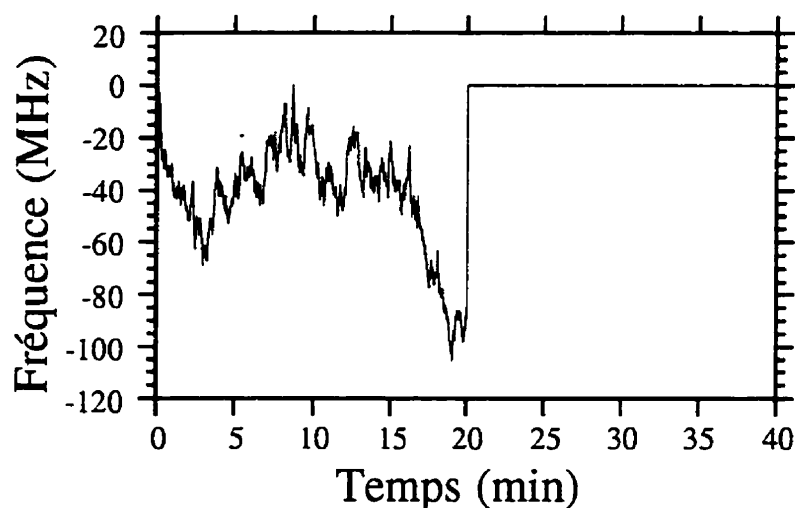


Figure 5.25 : Stabilité de la fréquence du laser par rapport à l'interféromètre lorsque la boucle est ouverte ou fermée.

Un des avantages de la stabilisation de la fréquence d'émission par commande extrême sur une référence spectrale constituée d'un interféromètre de Mach-Zehnder est que, si nous fixons la fréquence du laser sur un minimum de transmission (ce qui ne présente aucun désavantage par rapport à un maximum), la transmission de la deuxième sortie est maximum. Cette façon de procéder permet l'utilisation externe de presque toute la plage de la puissance du laser.

5.3.3 Stabilisation utilisant un interféromètre de Fabry-Pérot

Pour stabiliser la fréquence du laser sur une référence interférométrique Fabry-Perot, nous avons utilisé la méthode par contrôle extrémal.

L'interféromètre tout-fibre utilisé dans cette section est de type Fabry-Perot à couplage direct tel que décrit sur la figure 1.9. Il est constitué d'un coupleur ayant un coefficient de couplage de 4% et une perte de 20%.

La longueur de l'anneau est de 32 cm ce qui correspond à un interfrange de 640 MHz. Cet interféromètre possède une finesse de 14. La finesse est faible car les pertes dans le coupleur sont importantes. Par contre, elle permet d'avoir des pics plus grands que la largeur de la raie laser. La fonction de transmission est une convolution de la raie laser et du pic. Il en résulte que nous obtenons une diminution du contraste de la courbe de transmission par rapport à la courbe théorique et donc une diminution de la pente de la dérivée.

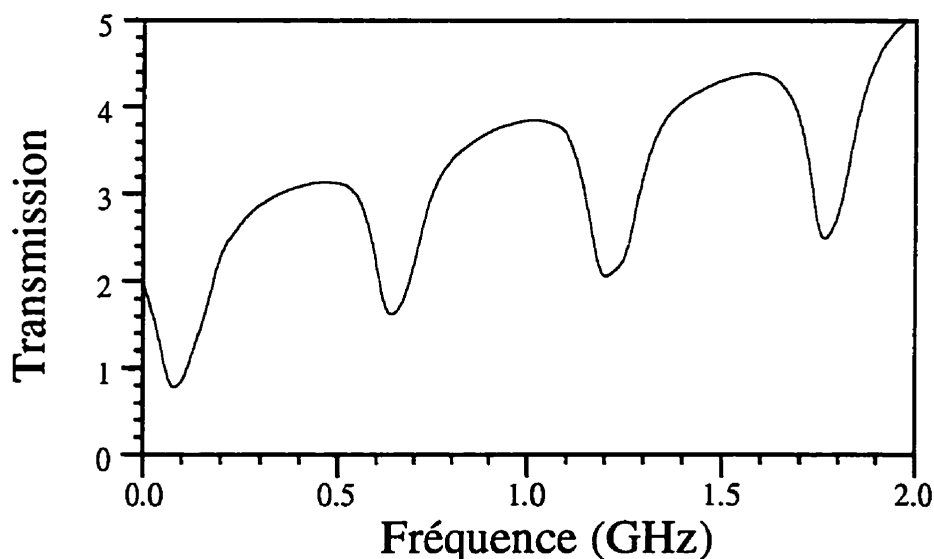


Figure 5.16 : Transmission en fréquence d'un interféromètre de Fabry-Perot tout-fibre.

Sur la courbe de la dérivée en fonction de la fréquence, nous distinguons bien les maxima des minima. L'une des caractéristique de ce type d'interféromètre est de posséder des minima beaucoup plus étroits que les maxima : les pentes les plus abruptes correspondent donc aux minima. C'est sur un de ces extréma que nous avons stabilisé la fréquence du laser. Nous choisissons pour cela un endroit linéaire de la pente. La valeur mesurée de cette pente est de $1,62 \text{ V / GHz}$. La fréquence de modulation est de 2 kHz et l'amplitude de $0,1 \text{ mA}$, ce qui correspond à une modulation en fréquence de 92 MHz . Cependant, l'amplitude de la modulation a tendance à arrondir le signal de dérivée et en réalité la courbe est plus pointue.

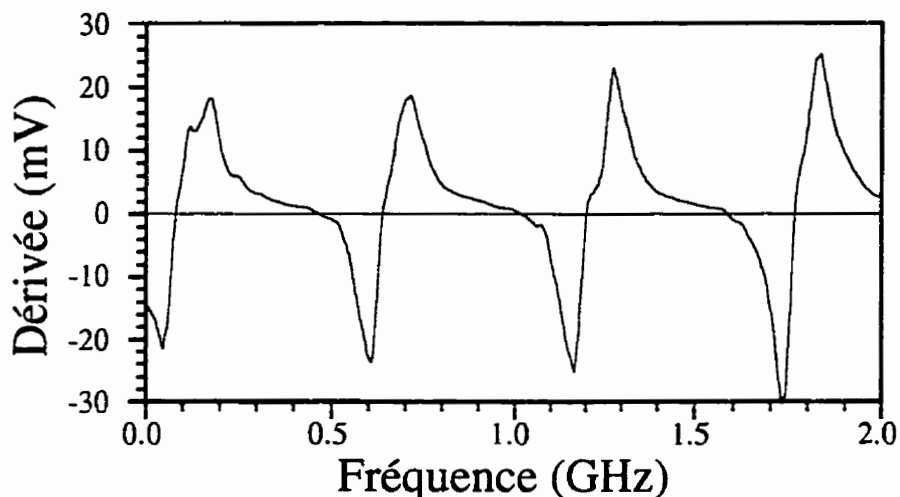


Figure 5.27 : Courbe de la dérivée de la transmission d'un interféromètre de Fabry-Perot tout-fibre en fonction de la fréquence.

Dans certain cas, la courbe de la dérivée en fonction de la fréquence montre des pics secondaires indésirables. Ils sont dus à la levée de la dégénérescence des modes de polarisation provoqués par la courbure de la fibre et de diverses contraintes extérieures.

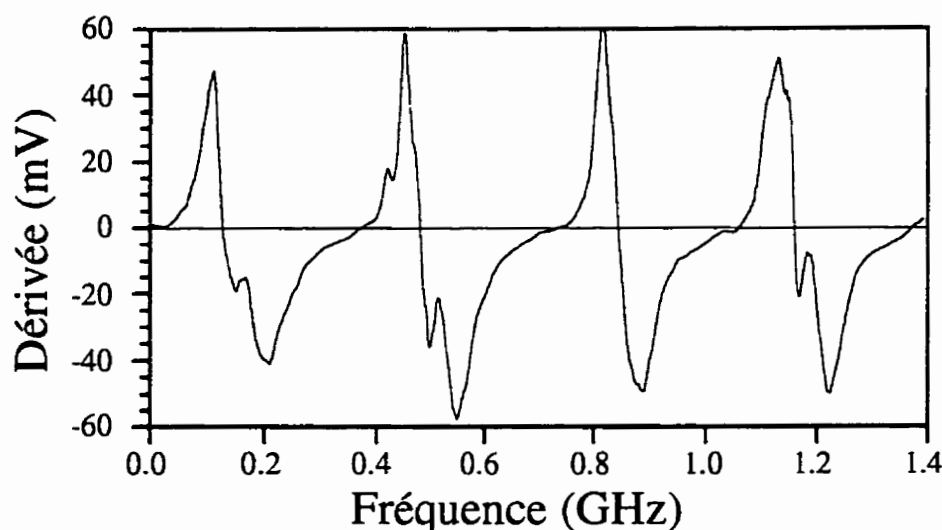


Figure 5.28 : Courbe de la dérivée de la transmission d'un interféromètre de Fabry-Perot tout-fibre en fonction de la fréquence avec effet de polarisation.

La mesure de la dérive en fréquence du laser en régime libre n'a pas pu être réalisée car la zone où la pente est linéaire est trop étroite et la fréquence du laser s'en éloignait rapidement.

La figure 5.29 montre la dérive résiduelle de la fréquence d'émission du laser lorsque la bouche d'asservissement est fermée. L'amplitude de cette dérive relative résiduelle est de l'ordre de 20 kHz, ce qui est inférieur à tous les cas précédents.

Il faut bien garder à l'esprit que ces stabilisations sont relatives aux interféromètres et ne sont donc pas des valeurs absolues et dépendent en particulier de la stabilité thermique de ces interféromètres. Par contre, les perturbations thermiques étant lentes ou encore de basse fréquence, la cohérence du laser n'en est pas trop affectée. Pour obtenir de meilleures stabilisations, il faut utiliser des interféromètres compensés ou plongés dans une enceinte isolée thermiquement.

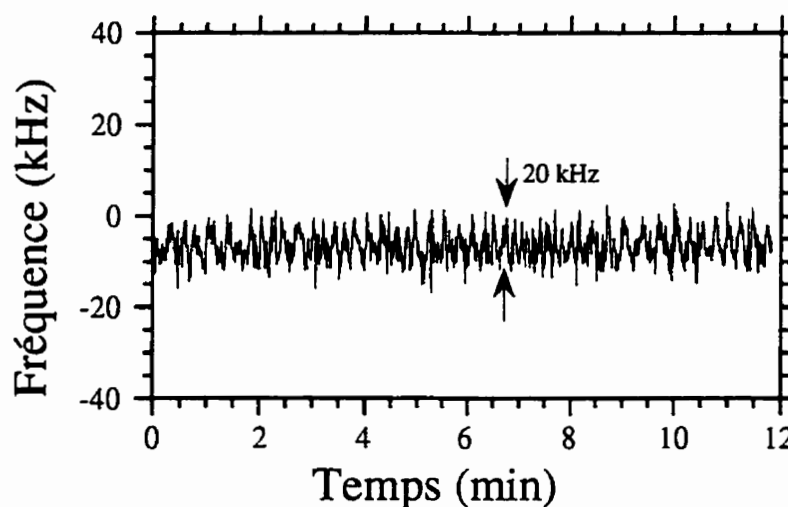


Figure 5.29 : Courbe de la dérive de la fréquence du laser en régime stabilisé sur interféromètre Fabry-Pérot en fonction du temps.

La qualité de l'asservissement de lasers utilisant les interféromètres tout-fibre est comparable à celles utilisant des raies atomiques ou moléculaires. Le principal avantage de l'utilisation d'interféromètre tout-fibre comme référence spectral est de ne jamais avoir besoin de sortir la lumière de la fibre. Tous les constituants de ces interféromètres sont tous en fibre, ce qui fait de ces interféromètres des composants peu coûteux et facile à fabriquer et à ajuster.

CONCLUSION

Nous avons analysé et modélisé différents dispositifs tout-fibre pouvant servir de référence spectrale à la stabilisation de laser à semi-conducteurs. Ce sont les interféromètres de Mach-Zehnder, de Fabry-Pérot et modaux. Tous ces composants ont été fabriqués au laboratoire de fibres optiques de l'École Polytechnique de Montréal.

Selon les études thermiques réalisées sur les deux premiers interféromètres, nous avons observé que le déplacement thermique de la position en fréquence d'un extremum de transmission était de l'ordre du gigaHertz par °C ce qui est relativement élevé. Donc, il faut isoler thermiquement les composants pour obtenir une référence stabilité acceptable.

Un logiciel de simulation de la fabrication de fibre effilée a été élaboré pour faciliter la conception et l'analyse de ce type de composant. Ce logiciel a permis la modélisation et la conception de filtres spectraux constitués d'une suite de structures effilées. L'accord obtenue entre la simulation et l'expérience est non seulement excellent mais est le meilleur obtenu jusqu'à maintenant. Ce logiciel est donc un outil indispensable à l'étude des dispositifs contenant des fibres effilées. Un calcul totalement vectoriel pourrait être fait dans l'avenir pour s'affranchir des erreurs dues à la polarisation de la lumière que le modèle purement scalaire, c'est-à-dire sans correction de polarisation, ignore complètement. En plus d'être vectoriel, le calcul pourrait également se faire sur des profils de fibre plus réels en considérant le creux central du profil d'indice et la diffusion du cœur dans la gaine optique. Une approche complètement numérique devra alors être considérée.

Le dernier type d'interféromètre tout-fibre étudié susceptible de servir de référence spectrale est l'interféromètre modal. Nous avons plus spécialement étudié les guides bimodaux que peuvent être les fibres standard ou les fibres effilées. Ces types d'interféromètres présentent des sensibilités thermiques très variables dépendant des caractéristiques du guide. Une analyse théorique a été faite sur les effets thermiques de ces interféromètres et nous avons remarqué qu'ils présentent des points de fonctionnement où la transmission est insensible à la température. Une confirmation expérimentale, pour le cas de la fibre effilée, démontre effectivement l'existence d'un tel point de fonctionnement.

D'autre part, l'analyse théorique prévoit d'autres points de fonctionnement pour lesquels la sensibilité thermique est, au contraire maximale. Ceci peut être utile pour les applications de capteurs utilisant des fibres effilées. D'autres types d'interféromètres modaux peuvent aussi être analysés selon cette théorie tels que les fibres à deux cœurs et les guides plans bimodaux. Ils sont également susceptibles de présenter des points de fonctionnement insensibles à la température, ou, au contraire, à sensibilité maximale.

Nous avons fait une analyse des coupleurs 2×2 qui a nécessité le développement d'une nouvelle méthode numérique capable de calculer les coefficients de couplage. Cette méthode est basée sur un développement en série des modes d'une fibre ayant un profil d'indice de référence. On a pu valider cette méthode en comparant les valeurs calculées des indices effectifs d'une fibre et d'un coupleur avec celles obtenues à l'aide d'autres méthodes. En plus, elle a permis un calcul précis des coefficients de couplage et du critère d'adibaticité pour les coupleur 2×2 . Grâce à ces résultats, il nous est maintenant possible de simuler la transmission en fonction de l'élongation de ces composants et nous avons pu montrer les effets des couplages sur celle-ci. Une analyse

des effets thermiques de ce composant à été faite et montre que les coupleurs sont plus sensibles en température que ne le sont les fibres effilées et, de plus, ne possèdent pas de condition d'insensibilité thermique à des diamètres raisonnables ($> 2 \mu\text{m}$).

L'étape suivante serait de refaire l'étude des coupleurs 2×2 pour des degrés de fusion différents de l'unité. Pour cela, il faut un bon algorithme de fusion. Celui développé par François Gonthier (décrit dans sa thèse) est réaliste et explique bien les effets obtenus expérimentalement, mais certains paramètres sont arbitraires et doivent être ajustés pour chaque type de coupleur. Un modèle plus général et plus réaliste, faisant intervenir par exemple les tensions de surface, pourrait s'adapter à toutes situations. La méthode de développement en série de modes nous donne la possibilité de caractériser de manière précise des coupleurs $N \times N$ ($N = 3 \text{ à } 8$).

Nous avons stabilisé un laser à semi-conducteurs de type DFB sur les interféromètres de Mach-Zehnder et de Fabry-Pérot. Le premier est constitué de deux coupleurs, servant de lames séparatrices, reliés entre eux par deux fibres servant de bras. Pour cet interféromètre, deux méthodes d'asservissement furent utilisées. La première, la méthode par commande extrémale, demande l'utilisation d'un oscillateur et d'une détection synchrone. Cette dernière permet de mesurer des signaux très faibles et d'obtenir un très fort gain pour la rétroaction électrique. Les inconvénients de cette technique sont l'encombrement et la complexité des appareils ainsi que l'obligation de moduler l'émission du laser. La seconde, la méthode de contrôle par valeur de consigne, utilise moins d'appareils, tout au plus un soustracteur de tension. Elle ne requiert aucune modulation du laser et aucune détection synchrone. Les résultats obtenus avec l'une ou l'autre des méthodes sont à peu de chose près les mêmes. L'interféromètre de Fabry-Pérot utilisé est constitué d'un coupleur directionnel de faible coefficient de

couplage dont une entrée et une sortie correspondant à la même fibre sont reliées par épissure. La méthode d'asservissement utilisée est le contrôle à commande extrême. L'extremum utilisé est le minimum de transmission. La variation résiduelle de la fréquence du laser par rapport à la position du minimum de l'interféromètre était de 20 kHz. Ce résultat s'est donc avéré meilleur que celui obtenu avec l'interféromètre de Mach-Zehnder. Nous aurions pu nous y attendre car le Fabry-Pérot possède, à son minimum, une dérivée seconde plus grande. La grande sensibilité de cet interféromètre est également un inconvénient car lors d'une déviation importante et trop rapide, la fréquence de la raie laser peut sortir de la zone du minimum de transmission et toute stabilisation est alors impossible à moins de prendre des précautions spéciales.

Ces résultats obtenus avec ces deux types d'interféromètres sont relatifs à la stabilité thermique de ceux-ci. Il faut donc les isoler thermiquement des variations du milieu extérieur.

RÉFÉRENCES

AGRAWAL, G. P. et DUTTA, N. K., (1986). "*Long-Wavelength Semiconductor Lasers*", Van Nostrand Reinhold Company Inc.

BELLEVILLE, C. et MORIN, A., (1993). "*Jauge de contrainte à fibre optique*", INO Bulletin, **4** (2), p. 4.

BLACK, R. J., BURES, J. et LOVE, J. D., (in preparation). "*Finite-cladding fibres: analysis*", IEE Proc. Pt. J.: Optoelectronics, , p.

BLACK, R. J., GONTHIER, F., LACROIX, S., LAPIERRE, J. et BURES, J., 1987, "*Tapered fibers: an overview*" (invited paper) *Symposium on Fiber Optics and Optoelectronics, O-E/Fibers'87*, (ed. V. J. Tekippe,) San Diego, **839**, p. 2-19.

BLACK, R. J., GONTHIER, F., LACROIX, S. et LOVE, J. D., (1991). "*Tapered single-mode fibres and devices: Part 2. Experimental and theoretical quantification*", IEE Proc. Pt. J: Optoelectronics, **138** (5), p. 355-364.

BOUCHELOU, N., (1991). "*Stabilisation spectrale d'un laser à semi-conducteurs d'InGaAsP à l'aide de l'effet opto-galvanique*", Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal.

BRAASCH, J. C. et HOLZAPFEL, W., (1992). "*Frequency Stabilisation of Monomode Semiconductor Lasers to Birefringent Resonators*", Electronics Letters, **28** (9), p. 849-851.

BRIERLEY, M. et URQUHART, P., (1987). "*Transversely Coupled Fiber Fabry-Perot Resonators: Performance Characteristic*", Applied Optics, **26** (22), p. 4811-4845.

BURES, J. et HUARD, S., (1991). "*Analyse modale des la réflexion et transmission d'une épissure centrée de deux fibres faiblement guidantes à gaine finie: application à l'interféromètre modal en réflexion*", Journal of Modern Optics, **38** (6), p. 1125-1135.

CHIANG, K. S., (1994). "*Review of numerical and approximate methods for the modal analysis of general optical dielectric waveguides*", Optical and Quantum Electronics, **26** (3), p. S113-S134.

CHIEN, P.-Y. et PAN, C.-L., (1990). "*Frequency Stabilization of Laser Diodes at 0.83 μm Using a Fiber Optic Coupler*", IEEE Photonics Technology Letters, **2** (5), p. 328-330.

CHUNG, Y. C., (1989). "*Frequency-Locking of a 1.3 μm DFB Laser Using a Miniature Argon Glow Lamp*", IEEE Photonics Technology Letters, **1** (6), p. 135.

CHUNG, Y. C. et ROXLO, C. B., (1988). "*Frequency-Locking of a 1.5 μm DFB Laser to an Krypton Line Using Optogalvanic Effect*", Electronics Letters, **24** (16), p. 1048-1049.

CHUNG, Y. C. et SHAY, T. M., (1988). "*Frequency Stabilization of a Diode Laser to a Fabry-Perot interferometer*", Optical Engineering, **27** (5), p. 424-427.

CHUNG, Y. C. et TKACH, R. W., (1988). "*Frequency Stabilisation of 1.3 μm DFB Laser to an Argon Line Using Optogalvanic Effect*", Electronics Letters, **24** (13), p. 804-805.

CHUNG, Y. C., TKACH, R. W., CHRAPLYVY, A. R. et ROXLO, C. B., (1988). "*Performance of a Frequency-Locked 1.3 μm DFB Laser under 50 Mbit/s FSK Modulation*", Electronics Letters, **24** (18), p.

DAVID, E. et GAGNÉ, J.-M., (1990). "*Frequency locking of laser diode using metallic vapor optogalvanic spectrum: UT*", Applied Optics, **29**, p. 4489-4493.

DAXHELET, X., (1990). "*Réalisation et étude de filtres spectraux intégrés aux fibres optiques unimodales*", mémoire de maîtrise, Ecole Polytechnique de Montréal, Canada.

DAXHELET, X., BURES, J. et MACIEJKO, R., (1995). "*Temperature-Independent All fiber Modal Interferometer*", Optical Fiber Technology, **1** (4), p. 373-376.

DAXHELET, X., LACROIX, S. et GONTHIER, F., 1995, "*High Isolation Tapered fiber filters*" *21th European Conference on Optical Communication, ECOC'95*, (ed. ,) Bruxelles, **2**, p. 801-804.

DAXHELET, X., LACROIX, S. et GONTHIER, F., (1996). "*Fiber Mode Expansion For 2-D Waveguide Calculations*", Optical and Quantum Electronics, **soumis**, p.

DAXHELET, X., MACIEJKO, R., LACROIX, S. et BURES, J., 1992, "*An all-fiber modal interferometer with high thermal stability*" *Photonics '92: The second International Workshop on Photonic Networks, Components and Applications*, (ed. J. T. J. Chrostowski, OCRI, Ottawa, Ontario, Canada 1992) Montebello (Québec) Canada, , p. 2.17.1-2.17.4.

DUAN, G. H., GALLION, P. et DEBARGE, G., (1989). "*Propriétés spectrales d'un laser semiconducteur soumis à une rétroaction optique externe*", Annales des télécommunications, **44** (3-4), p. 142-148.

FAVRE, F. et GUEN, D. L., (1980). "*High Frequency Stability of Laser Diode for Heterodyne Communication Systems*", Electronics Letters, **16** (18), p. 709-710.

FAVRE, F., GUEN, D. L. et SIMON, J. C., (1982). "*Optical Feedback Effects upon Laser Diode Oscillation Field Spectrum*", IEEE Journal of Quantum Electronics, **QE-18**, p. 1712-1717.

GONTHIER, F., (1992). "*Conception et réalisation de coupleurs multi-fibres intégrés à des fibres optiques unimodales*", Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal.

GONTHIER, F., LACROIX, S. et BURES, J., 1993, "*Field Correction Method For Scalar Mode Calculations*" *OSA Annual Meeting*, (ed. OSA,) Toronto, , p. .

GONTHIER, F., LACROIX, S. et BURES, J., (1994). "*Numerical Calculations of modes of optical waveguides with two-dimensional refractive index profiles by a field correction method*", Optical and Quantum Electronics, **26**, p. S135-S149.

GONTHIER, F., LACROIX, S., DAXHELET, X., BLACK, R. J. et BURES, J., 1988, "*Compact all-fibre wavelength filter synthesis for 1300/1550 nm demultiplexing isolation*" *IEE Proceedings Pt. J.: Optoelectronics*, (ed. ,) Boston, **988**, p. 20-26.

GONTHIER, F., LACROIX, S., DAXHELET, X., BLACK, R. J. et BURES, J., (1989). "*Broadband all-filtres for wavelength division multiplexing application*", Applied Physics Letters, **54** (14), p. 1290-1292.

GONTHIER, F., LACROIX, S., LADOUCEUR, F., BLACK, R. J. et BURES, J., (1989). "*Interféromètres modaux à symétrie circulaire dans les fibres optiques*", Annales des télécommunications, **44**, p. 159-166.

HASHIMOTO, M. et OHTSU, M., (1990). "A Novel Method to Compensate for the Effect of Light Shift in a Rubidium Atomic Clock Pumped by Semiconductor Laser", IEEE Transaction on Instrumentation measurement, **39** (3), p. 458-462.

HOCKER, G. B., (1979). "Fiber-optic sensing of pressure and temperature", Applied Optics, **18** (9), p. 1445-1448.

HORI, H., KITAYAMA, Y., KITANO, M., YABUZAKI, T. et OGAWA, T., (1983). "Frequency Stabilization of GaAlAs Laser Using a Doppler-Free Spectrum of Cs-D₂ Line", IEEE Journal of Quantum Electronics, **QE-19** (2), p. 169-174.

INCI, M. N., KIDD, S. R., BARTON, J. S. et JONES, J. D. C., (1993). "High temperature miniature fibre optic interferometer thermal sensors", Measurement science technology, **4**, p. 382-387.

JABLONSKI, T. F. et SOWINSKI, M. J., (1989). "Analysis of dielectric guiding structures by iterative eigenfunction expansion method", IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, **37** (1), p. 63.

KONAN, D., DAXHELET, X., GIOVANNINI, H. et HUARD, S., 1993, "Capteur de température à fibre optique effilée utilisant le multiplexage de cohérence -Résultats expérimentaux" *J.N.O.G.* 93, (ed. ,) Marseille, , p. .

KOZUMA, M., KOUROGI, M. et OHTSU, M., (1992). "Frequency stabilization, linewidth reduction, and fine detuning of a semiconductor laser by using velocity-selective optical pumping of atomic resonance line", Applied Physics Letters, **61** (16), p. 1895-1897.

LACROIX, S. et GONTHIER, F., (1994). "*Modeling of Symmetric 2x2 fused-fiber couplers*", Applied Optics, **33** (36), p. 8361-8369.

LACROIX, S., GONTHIER, F., BLACK, R. J. et BURES, J., (1988). "*Tapered-fiber interferometric wavelength response: the achromatic fringe*", Journal of the Optical Society of America, **13**, p. 395.

LACROIX, S., GONTHIER, F., BOURBONNAIS, R., BLACK, R. J., BURES, J. et LAPIERRE, J., 1986, "*Abruptly tapered fibers*" *12th European Conference on Optical Communications, ECOC'86*, (ed. ,) Barcelona, I, p. 191-194.

LAGAKOS, N., BUCARO, J. A. et JARZYNSKI, J., (1981). "*Temperature-induced optical phase shift in fibers*", Applied Optics, **20** (13), p. 2305.

LATRASSE, C., BRETON, M., TETU, M., CYR, N., ROBERGE, R. et VILLENEUVE, B., (1994). " *C_2H_2 and $^{13}C_2H_2$ absorption lines near 1530 nm for semiconductor-laser frequency locking*", Optics Letters, **19** (22), p. 1885-1887.

LEE, C. E., ATKINS, R. A. et TAYLOR, H. F., (1988). "*Performance of a Fiber-Optic Temperature Sensor from -200 to 1050°C*", Optics Letters, **13** (11), p. 1038-1040.

LEFÈVRE, H., (1988). "*Analyse de l'effet Sagnac: Cas des gyroscopes à fibre optique*", Journal of Optics (Paris), **19** (3), p. 117-121.

LEVESQUE, M., CYR, N., TÊTU, M. et TREMBLAY, P., (1991). "*Frequency Locking of a Semiconductor Laser Using PSK Modulated Signal*", Electronics Letters, **27** (24), p. 2238-2239.

LOVE, J. D., HENRY, W. M., STEWART, W. J., BLACK, R. J., LACROIX, S. et GONTHIER, F., (1991). "*Tapered single-mode fibres and devices Part 1: Adiabaticity criteria*", IEE Proceedings Pt. J.: Optoelectronics, **138** (5), p. 343-354.

MENOCAL, S. G., ANDREADAKIS, N., PATEL, J. S., WERNER, J., ZAH, C. E., LEE, T. P. et LIAO, P. F., (1989). "*Frequency Locking of 1.5 μm DFB Laser Diode to a Neon Indicator Lamp Using the Optogalvanic Effect*", IEEE Photonics Technology Letters, **1** (1), p. 10.

OHTSU, M. et ARAKI, S., (1987). "*Using a 1.5 μm DFB InGaAsP Laser in a Passive Ring Cavity-Type Gyroscope*", Applied optics, **26** (3), p. 464-470.

OHTSU, M. et KOTOJIMA, S., (1985). "*Linewidth Reduction of a Semiconductor Laser by Electrical Feedback*", IEEE Journal of Quantum Electronics, **QE-21** (12), p. 1905-1911.

OHTSU, M., MURATA, M. et KOUROGI, M., (1990). "*FM Noise Reduction and SubKilohertz Linewidth of an AlGaAs Laser by Negative Electrical Feedback*", IEEE Journal of Quantum Electronics, **26** (2), p. 231.

OHTSU, M. et TABUCHI, N., (1988). "*Electrical Feedback and its Network Analysis for Linewidth Reduction of Semiconductor Laser*", Journal of Lightwave Technology, **6** (3), p. 357-369.

OKOSHI, T. et KIKUCHI, K., (1980). "*Frequency stabilisation of Semiconductor Lasers for Heterodyne-Type Optical Communication Systems*", Electronics Letters, **16** (5), p. 179.

PEVTSCHIN, V. et EZEKIEL, S., (1987). "*Investigation of Absolute Stability of Water-Vapor-Stabilized Semiconductor Laser*", Optics Letters, **12** (3), p. 172-174.

REICH, M., SCHIEDER, R., CLAR, H. J. et WINNEWISSER, G., (1986). "*Internal Coupled Fabry-Perot Interferometer for High Precision Wavelength Control of Tunable Diode Laser*", Applied Optics, **25** (1), p. 130.

SAKAI, Y., KANO, F. et SUDO, S., (1990). "*Small-Frequency-Difference Stabilization of Laser Diodes using $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ and $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ Absorption Lines for Transmitter and Local Oscillator of optical Heterodyne Systems*", IEEE Photonics Technology Letters, **2** (10), p. 762-765.

SAKAI, Y., SUDO, S. et IKEGAMI, T., (1992). "*Frequency Stabilization of Laser Diodes Using 1.51-1.55 μm Absorption Lines of $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ and $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$* ", IEEE Journal of Quantum Electronics, **28** (1), p. 75-81.

SAKAI, Y., YOKOHAMA, I., KOMINATO, T. et SUDO, S., (1991). "*Frequency Stabilization of Laser Diode Using a Frequency-Locked Ring Resonator to Acetylene Gas Absorption Lines*", IEEE Photonics Technology Letters, **3** (10), p. 868.

SHAY, T. M. et CHUNG, Y. C., (1990). "*400 Hz Frequency Stability of GaAlAs Laser Frequency Locked to the Rb (D_2) Line*", Optical Engineering, **29** (6), p. 681-683.

SMOWTON, P. M., THOMAS, B. et PRATT, R. H., (1992). "*Frequency Stabilisation of Visible output Laser Diodes*", IEE Proceedings Pt. J.: Optoelectronics, **139** (1), p. 75-78.

SNYDER, A. W. et LOVE, J. D., (1983). "*Optical Waveguide Theory*", Chapman and Hall.

STERN, M. S., XU, C. L., MA, F. et HUANG, W. P., 1994, "*The Use of a Sparse Matrix Eigenmode Solver in Semivectorial Finite Difference Modelling of Optical Waveguide*" *Integrated Photonics Research*, (ed. O. T. D. Series,) Dana Point CA, **7**, p. 140-142.

STOKES, L. F., CHODOROW, M. et SHAW, H. J., (1982). "*All-Single-Mode Fiber Resonator*", *Optics Letters*, **7** (6), p. 288-290.

SUDO, S., SAKAI, Y., YASAKA, H. et IKEGAMI, T., (1989). "*Frequency Stabilization of 1.55 μm DFB Laser Diode Using Vibrational Absorption of $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$* ", *IEEE Photonics Technology Letters*, **1** (11), p. 392-394.

SUDO, S., SAKAI, Y., YASAKA, H. et IKEGAMI, T., (1989). "*Frequency-Stabilized DFB Laser Module using 1.53159 μm Absorption Line of C_2H_2* ", *IEEE Photonics Technology Letters*, **1** (10), p. 281-284.

SUDO, S., YOKOHAMA, I., YASAKA, H., SAKAI, Y. et IKEGAMI, T., (1990). "*Optical Fiber with Sharp Absorption by Vibrational-Rotational Absorption of C_2H_2 Molecules*", *IEEE Photonics Technology Letters*, **2** (2), p. 128-131.

SUZUKI, M. et YAMAGUCHI, S., (1988). "*Frequency Stabilisation of a GaAs Semiconductor Laser by Use of the optical-Optical Double-Resonance Effect of Doppler-Free Spectrum of Rb D1 Line*", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **24** (12), p. 2392.

TAI, S., KYUMA, K. et HAMANAKA, K., (1987). "*Simultaneous Stabilization of Spectral Linewidth and Oscillation Frequency of External-Cavity Laser Diode by Fiber-optic Ring-Resonators*", *Electronics and Communications in Japan, Part 2*, **70** (6), p. 19-25.

TSUCHIDA, H. et MITSUHASHI, Y., (1987). "*Frequency Stabilisation of a Moduled Semiconductor Laser*", Electronics Letters, **23** (21), p. 1147.

TSUCHIDA, H., OHTSU, M. et TAKO, T., (1982). "*Frequency Stabilization of AlGaAs Semiconductor Laser to the Absorption Line of Water Vapor*", Japanese Journal of Applied Physics, **21** (1), p. L1-L3.

TSUCHIDA, H., OHTSU, M., TAKO, T., KURAMOCHI, N. et OURA, N., (1982). "*Frequency Stabilization of AlGaAs Semiconductor Laser Based on the $^{85}\text{Rb-D}_2$ Line*", Japanese Journal of Applied Physics, **21** (9), p. L561-563.

URQUHART, P., (1987). "*Transversely Coupled Fiber Fabry-Perot Resonator: Theorie*", Applied optics, **26** (3), p. 456-463.

VALIS, T., HOOG, D. et MEASURES, R. M., (1990). "*Fibre Optic Fabry-Perot Strain Gauge*", IEEE Photonics Technology Letters, **2** (3), p. 227-228.

VANDERVORST, H. A., (1992). "*BI-CGSTAB: A Fast and Smoothly Converging Variant of Bi-CG for the Solution of Nonsymmetric Linear Systems*", SIAM J. of Sci. stat. comput., **13** (2), p. 631-644.

VANNINGER, P., VALDEZ, E. C. et SHAY, T. M., (1992). "*Diode-Laser Frequency Stabilization Based on the Resonant Faraday Effect*", IEEE Photonics Technology Letters, **4** (1), p. 94-96.

VILLENEUVE, B., CYR, N. et TÊTU, M., (1987). "*Precise Optical Heterodyne Beat Frequency from Laser Diodes Locked to Atomic Resonances*", Electronics Letters, **23**, p. 1082-1084.

WEBB, D. J., JONES, J. D. C. et JACKSON, D. A., (1988). "*Frequency-Locked Diode Laser for Interferometric Sensing Systems*", Electronics Letters, **24** (16), p. 1002-1003.

WOODWARD, S. L., MIRZRAHI, V., KOCH, T. L., KOREN, U. et LEMAIRE, P. J., (1993). "*Wavelength Stabilization of DBR Laser Using an In-Fiber Bragg Filter*", IEEE Photonics Technology Letters, **5** (6), p. 628-630.

YAMAGUCHI, S. et SUZUKI, M., (1982). "*Frequency Stabilisation of a Diode Laser by Use of the Optogalvanic Effect*", applied Physics Letters, **41** (7), p. 597.

YAMAGUCHI, S. et SUZUKI, M., (1982). "*Frequency-Locking of an InGaAsP Semiconductor laser to the first Vibration-Rotation Lines of Hydrogen Fluoride*", Applied Physics Letters, **41** (11), p. 1034-1036.

YAMAGUCHI, S. et SUZUKI, M., (1983). "*Simultaneous Stabilisation of the Frequency and power of an AlGaAs Semicinductor Laser by Use of optogalvanic Effect of Krypton*", IEEE Journal of Quantum Electronics, **19** (10), p. 1514.

YANAGAWA, T., SAITO, D. et YAMAMOTO, Y., (1984). "*Frequency Stabilization of 1.5- μ m InGaAsP Distributed Feedback Laser to NH₃ Absorption Lines*", Applied Physics Letters, **45** (8), p. 826-828.

YANAGAWA, T., SAITO, S., MACHIDA, S. et YAMAMOTO, Y., (1985). "*Frequency Stabilization of an InGaAsP Distributed Feedback Laser to an NH₃ Absorption line at 15137 Å with an External Frequency Modulator*", Applied Physics letters, **47** (10), p. 1036-1038.

ZHANG, F. et LIT, J. W. Y., (1988). "*Direct-Coupling Single-Mode Fiber Ring Resonator*", Journal of the Optical Society of America A, **5** (8), p. 1347-1355.

ANNEXE A : CHAMPS DES MODES VECTORIELS D'UNE FIBRE À DEUX COUCHES

Dans cette annexe, nous allons rappeler les fonctions décrivant les différentes composantes des champs vectoriels des modes d'une fibre à deux couches. Les modes guidés sont caractérisés par les paramètres normalisés U et W définis comme

$$U = \frac{2\pi}{\lambda} \rho_{co} \sqrt{n_{co}^2 - n_{eff}^2} \quad W = \frac{2\pi}{\lambda} \rho_{co} \sqrt{n_{eff}^2 - n_{go}^2} \quad (A.1)$$

$$R = \frac{r}{\rho_{co}}$$

Les composantes des champs sont données pour les modes HE_{vm} et EH_{vm} par les relations de la référence (Snyder et Love, 1983).

Les composantes du champ électrique sont :

$$e_r = \begin{cases} -\frac{a_1 J_{v-1}(UR) + a_2 J_{v+1}(UR)}{J_v(U)} f_v(\varphi) & R < 1 \\ -\frac{U}{W} \frac{a_1 K_{v-1}(WR) - a_2 K_{v+1}(WR)}{K_v(W)} f_v(\varphi) & R > 1 \end{cases} \quad (A.2.a)$$

$$e_\varphi = \begin{cases} -\frac{a_1 J_{v-1}(UR) - a_2 J_{v+1}(UR)}{J_v(U)} g_v(\varphi) & R < 1 \\ -\frac{U}{W} \frac{a_1 K_{v-1}(WR) + a_2 K_{v+1}(WR)}{K_v(W)} g_v(\varphi) & R > 1 \end{cases} \quad (A.2.b)$$

$$e_z = \begin{cases} -\frac{iU}{r_{co}\beta} \frac{J_v(UR)}{J_v(U)} f_v(\varphi) & R < 1 \\ -\frac{iU}{r_{co}\beta} \frac{K_v(WR)}{K_v(W)} f_v(\varphi) & R > 1 \end{cases} \quad (A.2.c)$$

Les composantes du champ magnétique sont :

$$h_r = \begin{cases} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{kn_{co}^2}{\beta} \frac{a_3 J_{v-1}(UR) - a_4 J_{v+1}(UR)}{J_v(U)} g_v(\varphi) & R < 1 \\ \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{kn_{co}^2}{\beta} \frac{U}{W} \frac{a_5 K_{v-1}(WR) + a_6 K_{v+1}(WR)}{K_v(W)} g_v(\varphi) & R > 1 \end{cases} \quad (A.2.d)$$

$$h_\varphi = \begin{cases} -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{kn_{co}^2}{\beta} \frac{a_3 J_{v-1}(UR) + a_4 J_{v+1}(UR)}{J_v(U)} f_v(\varphi) & R < 1 \\ -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{kn_{co}^2}{\beta} \frac{U}{W} \frac{a_5 K_{v-1}(WR) - a_6 K_{v+1}(WR)}{K_v(W)} f_v(\varphi) & R > 1 \end{cases} \quad (A.2.e)$$

$$h_z = \begin{cases} -i \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{UF_2}{kr_{co}} \frac{J_v(UR)}{J_v(U)} g_v(\varphi) & R < 1 \\ -i \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{UF_2}{kr_{co}} \frac{K_v(WR)}{K_v(W)} g_v(\varphi) & R > 1 \end{cases} \quad (A.2.f)$$

Pour les modes TE_{om} , ces composantes sont pour le champ électrique

$$e_\varphi = \begin{cases} -\frac{J_1(UR)}{J_1(U)} & R < 1 \\ -\frac{K_1(WR)}{K_1(W)} & R > 1 \end{cases} \quad (A.3.a)$$

et pour le champ magnétique

$$h_r = \begin{cases} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\beta}{k} \frac{J_1(UR)}{J_1(U)} & R < 1 \\ \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\beta}{k} \frac{K_1(WR)}{K_1(W)} & R > 1 \end{cases} \quad \text{et} \quad h_z = \begin{cases} i \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{U}{kr_{co}} \frac{J_0(UR)}{J_1(U)} & R < 1 \\ -i \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{W}{kr_{co}} \frac{K_0(WR)}{K_1(W)} & R > 1 \end{cases} \quad (A.3.b)$$

Pour les modes TM_{om} , ces composantes sont

$$e_r = \begin{cases} \frac{J_1(UR)}{J_1(U)} & R < 1 \\ -\frac{n_{co}^2}{n_{go}^2} \frac{K_1(WR)}{K_1(W)} & R > 1 \end{cases} \quad (A.4.a)$$

et pour le champ magnétique

$$e_z = \begin{cases} \frac{iU}{r_{co}\beta} \frac{J_0(UR)}{J_1(U)} & R < 1 \\ -\frac{in_{co}^2}{n_{go}^2} \frac{W}{r_{co}\beta} \frac{K_0(WR)}{K_1(W)} & R > 1 \end{cases} \quad \text{et} \quad h_\phi = \begin{cases} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{kn_{co}^2}{\beta} \frac{J_1(UR)}{J_1(U)} & R < 1 \\ -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{kn_{co}^2}{\beta} \frac{K_1(WR)}{K_1(W)} & R > 1 \end{cases} \quad (\text{A.4.b})$$

Les différents coefficients utilisés dans les relations précédentes sont définis comme

$$\begin{aligned} f_v(\varphi) &= \begin{cases} \cos(\varphi) & \text{mode pair} \\ \sin(\varphi) & \text{mode impair} \end{cases} \\ g_v(\varphi) &= \begin{cases} -\sin(\varphi) & \text{mode pair} \\ \cos(\varphi) & \text{mode impair} \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

$$b_1 = \frac{1}{2U} \left\{ \frac{J_{v-1}(U) - J_{v+1}(U)}{J_v(U)} \right\} ; \quad b_2 = -\frac{1}{2W} \left\{ \frac{K_{v-1}(W) + K_{v+1}(W)}{K_v(W)} \right\} \quad (\text{A.6})$$

$$F_1 = \left(\frac{UW}{V} \right)^2 \frac{b_1 + (1-2\Delta)b_2}{v} ; \quad F_2 = \left(\frac{V}{UW} \right)^2 \frac{v}{b_1 + b_2} \quad (\text{A.7})$$

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{F_2 - 1}{2} ; \quad a_3 = \frac{F_1 - 1}{2} ; \quad a_5 = \frac{F_1 - 1 + 2\Delta}{2} \\ a_2 &= \frac{F_2 + 1}{2} ; \quad a_4 = \frac{F_1 + 1}{2} ; \quad a_6 = \frac{F_1 + 1 - 2\Delta}{2} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Références

SNYDER, A. W. et LOVE, J. D., (1983). "*Optical Waveguide Theory*", Chapman and Hall.

ANNEXE B

MÉTHODE PERTURBATIVE

Lorsque le champ est fortement confiné dans les coeurs, les méthodes calculant les supermodes du guide complet sont souvent déficientes. Nous pouvons cependant calculer les supermodes en les exprimant sous la forme de combinaisons linéaires des modes des fibres individuelles : à ce titre, la décomposition, et donc la méthode, est différente de ce qui est décrit au chapitre IV. La méthode perturbative ne tient compte que des coeurs et ignore l'interface externe gaine optique-air. Un supermode peut alors s'écrire comme

$$|\Psi\rangle = \sum_{i=1}^{N_{co}} \sum_{j=1}^{N_{modes}} a_{ij} |\varphi_i^j\rangle = \sum_{\mu} a_{\mu} |\varphi_{\mu}\rangle, \quad (B.1)$$

où N_{co} est le nombre de coeur (c'est-à-dire le nombre de fibre), N_{modes} , le nombre de modes φ_i^j pour chaque fibre i , et la somme μ indique symboliquement la double somme.. Il faut noter que les fonctions de modes provenant de fibres différentes ne sont pas orthogonales. Rappelons l'équation d'onde du coupleur

$$(\nabla_t^2 + k^2 n^2(x, y)) |\Psi\rangle = \beta^2 |\Psi\rangle \quad (B.2)$$

où $n(x, y)$ représente le profil des coeurs uniquement. L'équation d'onde pour le mode φ_i^j de constante de propagation $\bar{\beta}_{i,j}$ est

$$[\nabla_t^2 + k^2 \bar{n}_i^2(x, y)] |\varphi_i^j\rangle = \bar{\beta}_{i,j}^2 |\varphi_i^j\rangle \quad (B.3)$$

$\bar{n}_i(x, y)$ est le profil d'indice de la $i^{\text{ème}}$ fibre.

En mettant B.1 dans B.2, nous obtenons

$$\nabla_t^2 \sum_{\mu} a_{\mu} |\varphi_{\mu}\rangle + k^2 n^2(x, y) \sum_{\mu} a_{\mu} |\varphi_{\mu}\rangle = \beta^2 \sum_{\mu} a_{\mu} |\varphi_{\mu}\rangle \quad (B.4)$$

où encore

$$\nabla_i^2 \sum_{\mu} a_{\mu} |\varphi_{\mu}\rangle + k^2 \bar{n}^2(x, y) \sum_{\mu} a_{\mu} |\varphi_{\mu}\rangle + k^2 [n^2(x, y) - \bar{n}^2(x, y)] \sum_{\mu} a_{\mu} |\varphi_{\mu}\rangle = \beta^2 \sum_{\alpha} |\varphi_{\alpha}\rangle, \quad (\text{B.5})$$

$$\sum_{\mu} \{ \bar{\beta}_{\mu}^2 a_{\mu} |\varphi_{\mu}\rangle + k^2 [n^2(x, y) - \bar{n}^2(x, y)] a_{\mu} |\varphi_{\mu}\rangle \} = \beta^2 \sum_{\mu} a_{\mu} |\varphi_{\mu}\rangle. \quad (\text{B.6})$$

En multipliant par $\langle \varphi_{\nu} |$, nous obtenons

$$\sum_{\mu} \{ \bar{\beta}_{\mu}^2 \langle \varphi_{\nu} | \varphi_{\mu} \rangle + k^2 \langle \varphi_{\nu} | n^2(x, y) - \bar{n}^2(x, y) | \varphi_{\mu} \rangle \} a_{\mu} = \beta^2 \sum_{\mu} \langle \varphi_{\nu} | \varphi_{\mu} \rangle a_{\mu}. \quad (\text{B.7})$$

Cela revient au système matriciel aux valeurs propres suivant

$$Ha = \beta^2 Ba \quad (\text{B.8})$$

où les éléments des matrices H et B s'écrivent

$$\begin{aligned} H_{\nu\mu} &= \bar{\beta}_{\mu}^2 \langle \varphi_{\nu} | \varphi_{\mu} \rangle + k^2 \langle \varphi_{\nu} | n^2(x, y) - \bar{n}^2(x, y) | \varphi_{\mu} \rangle \\ B_{\nu\mu} &= \langle \varphi_{\nu} | \varphi_{\mu} \rangle \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

L'élément $B_{\nu\mu}$ est nul si les modes ν et μ sont différents et de la même fibre. Ainsi si le supermode est représenté par N modes des fibres, les matrices sont de dimension $N \times N$. En résolvant le système B.8, nous obtenons les N supermodes guidés par les coeurs ainsi que leur constante de propagation. Cette méthode est différente de celles proposées par (Snyder et Love, 1983; Snyder et Zheng, 1985) et par (Gonthier, 1992) qui sont basées sur l'approximation des équations couplées et sur le calcul des valeurs et vecteurs propres d'une matrice de couplages entre les fibres individuelles.

Exemple des coupleurs 2x2

Les coupleurs 2x2 sont généralement constitués de deux fibres monomodes identiques. Les deux modes fondamentaux des deux fibres individuelles ont la même constante de propagation. Le système B.8 devient

$$\begin{pmatrix} \bar{\beta}^2 + C_{11} & \bar{\beta}^2 B + C_{12} \\ \bar{\beta}^2 B + C_{12} & \bar{\beta}^2 + C_{11} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \beta^2 \begin{pmatrix} 1 & B \\ B & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (\text{B.10})$$

où

$$\begin{aligned} B &= \langle \varphi_1 | \varphi_2 \rangle \\ C_{11} &= C_{22} = k^2 \langle \varphi_1 | n^2(x, y) - \bar{n}_1^2(x, y) | \varphi_1 \rangle \\ C_{12} &= C_{21} = k^2 \langle \varphi_1 | n^2(x, y) - \bar{n}_2^2(x, y) | \varphi_2 \rangle \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

Toutes les matrices sont symétriques car les fibres sont identiques. Les deux valeurs propres du système (B.10) sont

$$\beta_{\pm}^2 = \bar{\beta}^2 + \frac{C_{11} \pm C_{12}}{1 \mp B} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.12})$$

Si les fibres sont suffisamment éloignées l'une de l'autre, $C_{11} = C_{22} = B \approx 0$. Le système matriciel devient

$$\begin{pmatrix} \bar{\beta}^2 & C_{12} \\ C_{12} & \bar{\beta}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \beta^2 \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (\text{B.13})$$

Les valeurs et vecteurs propres de ce système sont

$$\beta^2 = \bar{\beta}^2 \pm C_{12} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.14})$$

Ces deux vecteurs propres correspondent aux supermodes LP_{01} et LP_{11} . Notons que les coefficients C_{ij} sont calculés numériquement sans faire les approximations proposées par Snyder et Love (Snyder et Love, 1983; Snyder et Zheng, 1985).

En conclusion, cette méthode est relativement simple pour calculer le couplage entre les modes des fibres individuelles et les supermodes du coupleur. Elle n'est valable que si les supermodes sont assez loin de leur coupure, c'est-à-dire suffisamment confiné dans le cœur pour négliger complètement l'interface avec le milieu extérieur. Par contre, elle peut être utilisée même si les fibres individuelles sont multimodes et permet ainsi une modélisation simple des coupleurs multimodes.

Références

GONTHIER, F., (1992). "*Conception et réalisation de coupleurs multi-fibres intégrés à des fibres optiques unimodales*", Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal.

SNYDER, A. W. et LOVE, J. D., (1983). "*Optical Waveguide Theory*", Chapman and Hall.

SNYDER, A. W. et ZHENG, X.-H., (1985). "*Fused couplers of arbitrary cross-section*", Electronics Letters, **22** (22), p. 1079-1080.

ANNEXE C

LISTE DES PUBLICATIONS DE L'AUTEUR

F. GONTHIER, S. LACROIX, X. DAXHELET, R. J. BLACK et J. BURES, 1989, "*Broadband all-filtres for wavelength division multiplexing application*", Applied Physics Letters, **54** (14), p. 1290-1292.

F. GONTHIER, S. LACROIX, X. DAXHELET, R. J. BLACK et J. BURES, 1989, "*Compact all-fibre wavelength filter synthesis for 1300/1550 nm demultiplexing isolation*", IEE Proceedings Pt. J.: Optoelectronics

X. DAXHELET, 1990, "*Réalisation et étude de filtres spectraux intégrés aux fibres optiques unimodales*", mémoire de maîtrise, Ecole Polytechnique de Montréal, Canada.

X. DAXHELET, R. MACIEJKO, S. LACROIX et J. BURES, 1992, "An all-fiber modal interferometer with high thermal stability", *Photonics '92: The second International Workshop on Photonic Networks, Components and Applications*, (ed. J. T. J. Chrostowski, OCRI, Ottawa, Ontario, Canada 1992) Montebello (Québec) Canada, p. 2.17.1-2.17.4.

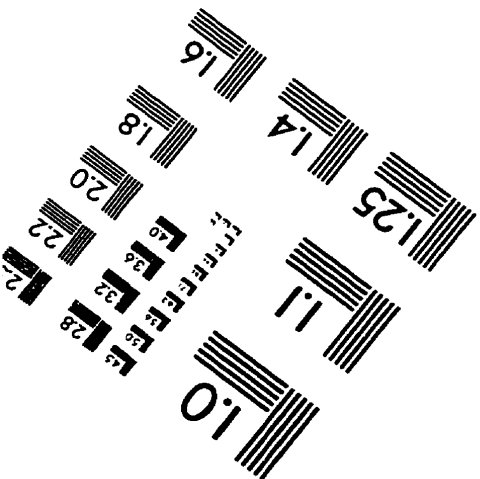
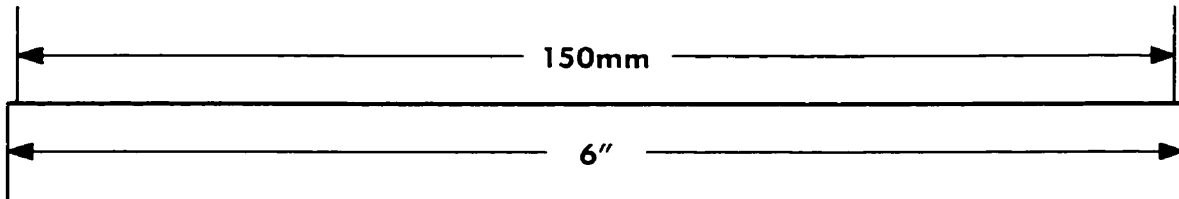
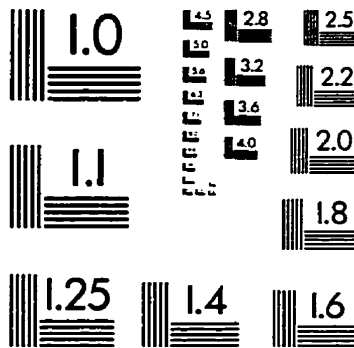
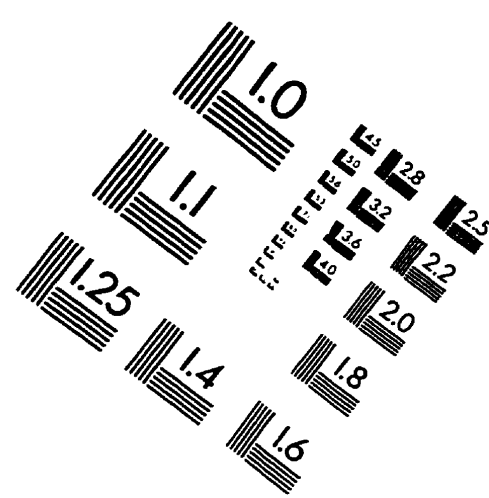
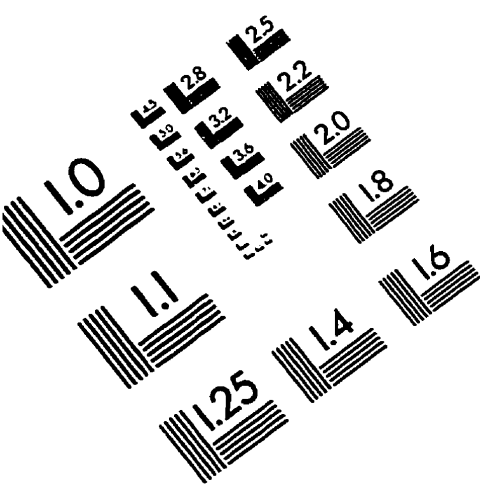
D. KONAN, X. DAXHELET, H. GIOVANNINI et S. HUARD, 1993, "Capteur de température à fibre optique effilée utilisant le multiplexage de coherence -Résultats expérimentaux", *J.N.O.G. 93*, (ed. ,) Marseille.

X. DAXHELET, S. LACROIX et F. GONTHIER, 1995, "High Isolation Tapered fiber filters", *21th European Conference on Optical Communication, ECOC'95*, (ed. ,) Bruxelles, **2**, p. 801-804.

X. DAXHELET, J. BURES et R. MACIEJKO, 1995, "*Temperature-Independent All fiber Modal Interferometer*", *Optical Fiber Technology*, **1** (4), p. 373-376.

X. DAXHELET, S. LACROIX et F. GONTHIER, 1996, "*Fiber Mode Expansion For 2-D Waveguide Calculations*", *Optical and Quantum Electronics*, **soumis**

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

