



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



ÉCOLE
SUPÉRIEURE
D'ÉLECTRICITÉ

Université de Metz



Centre Lorrain d'Optique et d'Électronique des Solides
Laboratoire Interfaces Composants et Microélectronique

Ecole Doctorale PROMEMA

THESE

présentée pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université de Metz

mention

Sciences de l'Ingénieur

par

Roland MESTRIC

Conception et réalisation de démultiplexeurs en longueur d'onde à réseau de guides sur InP

soutenue le 3 juillet 1997 devant la commission d'examen composée de :

Meint K. SMIT	Professeur à l'Université Technologique de Delft
Pierre CHAVEL	Directeur de Recherches CNRS - Institut d'Optique - Orsay
Alain CARENCO	Chef de Département à France Telecom - CNET Bagneux
Monique REY	Professeur à l'Université de Metz - Marcoussis
Bernard LEPI	
Jean-Marc V	

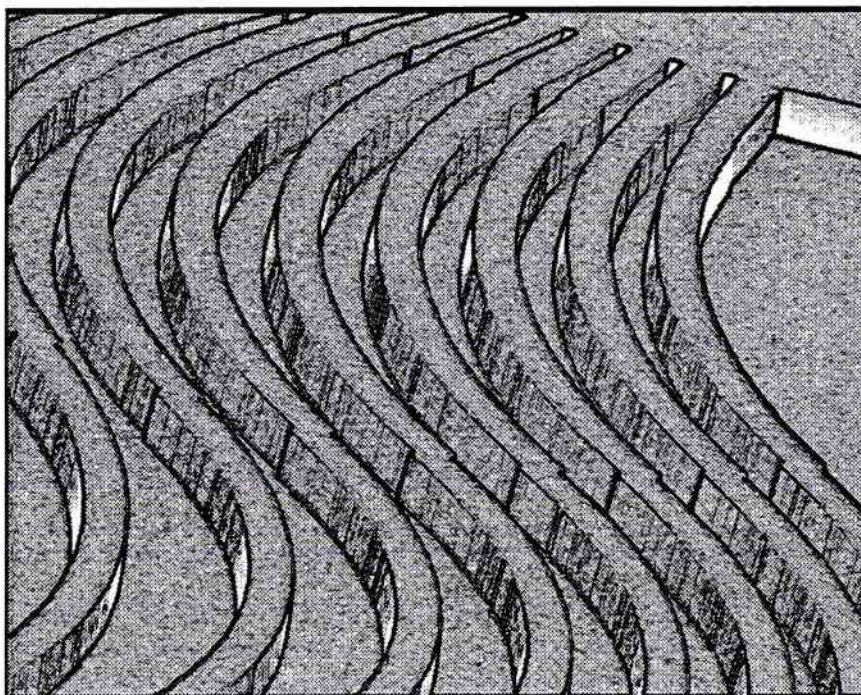
Rapporteur
Rapporteur - Président
Rapporteur - Examineur
Examineur
Directeur de thèse
Codirecteur de thèse

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE DE METZ



022 420612 5

CONCEPTION ET REALISATION DE
DEMULTIPLEXEURS EN LONGUEUR D'ONDE
A RESEAU DE GUIDES
SUR INP



Roland MESTRIC

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	19970425
Cote	S/M ₃ 97/20
Loc	Magasin

Merci,

Marko Erman, pour m'avoir accueilli au sein de l'Unité Composants Photoniques d'Alcatel Alsthom Recherche, ainsi que pour ta confiance renouvelée à l'issue de cette thèse.

Monique Renaud, pour la rigueur de ton encadrement et la constante et très appréciée disponibilité.

Hans Bissessur, pour avoir initié avec patience mon envol vers les hautes sphères de l'optique guidée.

Alain Carencu, Pierre Chavel et Meint Smit, pour avoir accepté de juger avec votre expertise mon travail en tant que rapporteurs.

Jean-Marc Vanzo et Bernard Lefley, pour l'épatante assiduité dont vous avez fait preuve lors du suivi de mon travail.

Fabienne Gaborit, pour ton sourire et ta bonne volonté.

Bernard Martin, pour la quantité et la Qualité (iso9001) du travail accompli.

Frédéric Pommereau, pour le fruit de ton expérience, mais aussi pour ton caractère docile, badin, jovial, guilleret, folâtre, frétilant...

Maurus Bachmann, pour la richesse des discussions que nous avons eues, et dont j'ai su, je l'espère, tirer profit.

Jean Lebris et André Coquelin, pour avoir revêtu avec vos doigts de fée mes composants de leur tenue de sortie.

Isabelle Guillemot, pour tes traitements de faveur.

Dominique Chiaroni et Corinne Chauzat, pour m'avoir dévoilé le monde brumeux des réseaux tout optique.

Paul Salet, Alexis Lestra, et Philippe Delansay, pour vos conseils, et en souvenir d'une époque où nous marchions côte à côte dans la même direction.

Joël Jacquet, pour la bonne humeur, et malgré les incessantes et injustifiées tentatives de découragement; comme quoi je ne suis pas rancunier.

Francis Poirier, pour l'abondance (excessive?) de tes jeux de mots.

Jean-Luc Lafragette et Lionel LeGouezigou, pour votre esprit d'équipe.

Philippe Brosson, ultime remède lorsque le Macintosh refuse obstinément d'obtempérer.

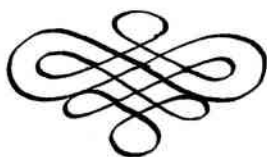
Bill Gates, pour le temps que tu m'as fait gagner, malgré les «bugs» de tes logiciels et les jurons que j'ai pu proférer à ton égard.

Hélène, pour ton attention, ton soutien, ta patience, ta dévotion, et tes connaissances grammaticales.

Ma famille, pour tout.

Tous les autres, enfin, qui m'avez accordé un peu de votre temps et de votre savoir, mais c'était pour la bonne cause!

Roland



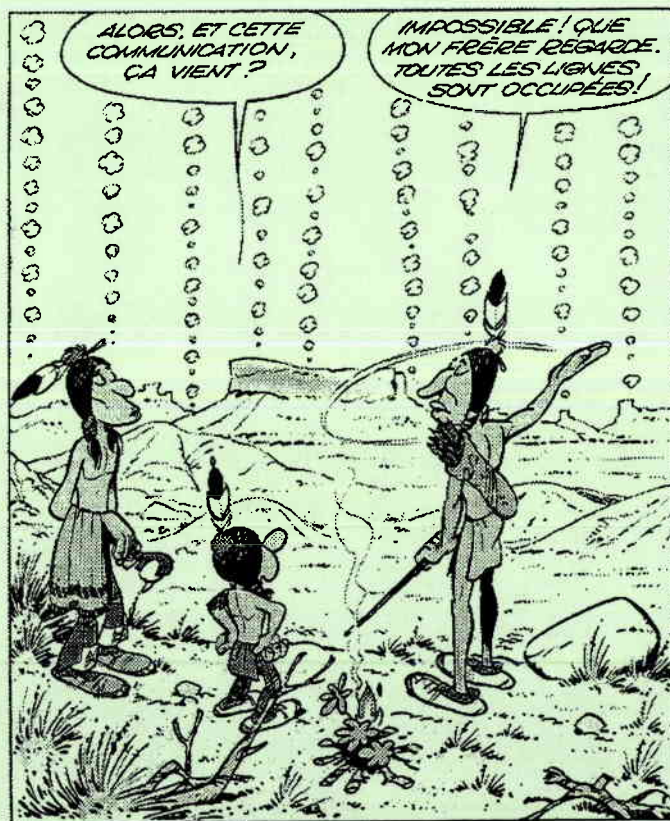
Tables des matières

1. Introduction générale	1
1.1 Les télécommunications optiques	3
1.2 Vers l'augmentation du débit	3
1.3 La troisième dimension	4
1.4 Le routage et la commutation	5
1.5 L'optique intégrée	8
1.6 A propos de cette thèse	8
2. Le démultiplexeur à réseau de guides	9
2.1 Le réseau gravé concave	11
2.2 Le réseau de guides	13
2.2.1 Etat de l'art	14
2.2.2 Description	16
2.3 Réponse spectrale du démultiplexeur à réseau de guides	17
2.3.1 Analyse géométrique	17
2.3.2 Cas d'un éclairage uniforme du réseau	18
2.3.2.1 Intervalle spectral libre	19
2.3.2.2 Ecart angulaire entre les guides de sortie	21
2.3.2.3 Diaphonie	22
2.3.2.4 Choix des paramètres	23
2.3.3 Cas d'un éclairage non uniforme du réseau	24
2.3.3.1 Eclairage Gaussien	24
2.3.3.2 Eclairage Sinus cardinal	25
3. Choix et optimisation d'une structure guidante	27
3.1 Le guide optique	29
3.1.1 Le guide plan	29
3.1.1.1 Le mode optique	29
3.1.1.2 L'indice effectif	31
3.1.1.3 Distribution de champ	31
3.1.2 Le guide à section rectangulaire	33
3.1.2.1 La méthode des indices effectifs	33
3.1.2.2 La méthode de calcul par éléments finis	33
3.2 Sensibilité à la polarisation	34
3.2.1 Biréfringence	34
3.2.2 Impact de la biréfringence sur le démultiplexeur	35
3.2.3 Résolution du problème de sensibilité à la polarisation	36
3.2.3.1 Insertion d'une lame demi-onde	36
3.2.3.2 Dépôt d'un film à contrainte résiduelle sur le réseau	37
3.2.3.3 Double structure guidante	37
3.2.3.4 Ajustement de l'ISL	38
3.2.3.5 Structures contraintes	38
3.2.3.6 Structure à biréfringence nulle	38
3.3 Structure fortement gravée à biréfringence nulle	39

3.3.1	Description	39
3.3.2	Réalisation	41
3.3.3	Tolérances de fabrication	43
3.3.4	Modification des paramètres de la structure	43
3.3.4.1	Conservation de la biréfringence nulle	45
3.3.4.2	Structure du duplexeur 1,31/1,55 μm	45
3.4	Courbure des guides fortement gravés	46
3.4.1	Déformation du mode propre	47
3.4.1.1	Etude du guide courbe par transformation conforme	47
3.4.1.2	Evolution du mode dans le guide courbe fortement gravé	49
3.4.2	Jonction abrupte de guides de courbures différentes	50
3.4.2.1	Pertes de transition	50
3.4.2.2	Conversion de mode	52
3.4.3	Jonction progressive de guides de courbures différentes	52
3.4.3.1	Spirale de Cornu ou clothoïde	54
3.4.3.2	Parabole de Nordling	54
3.4.3.3	Lemniscate de Bernoulli	54
3.4.3.4	Courbes polynomiales	56
3.4.3.5	Comparaison des différentes courbes	57
4.	Le démultiplexeur dense	61
4.1	Spécifications	63
4.1.1	Espacement entre canaux	63
4.1.2	Intervalle Spectral Libre	63
4.1.3	Diaphonie et bande passante optique	64
4.1.4	Pertes d'insertion	64
4.2	Réalisation	65
4.2.1	Construction des coupleurs	65
4.2.1.1	Rayon des coupleurs	65
4.2.1.2	Espacement entre les guides aux extrémités du réseau	67
4.2.2	Construction du réseau	69
4.2.3	Fabrication	70
4.3	Résultats	71
4.3.1	Mesures de pertes	71
4.3.1.1	Pertes de propagation	72
4.3.1.2	Pertes de couplage	72
4.3.1.3	Pertes des guides courbes	73
4.3.1.4	Bilan des pertes	73
4.3.2	Mesures spectrales	74
4.3.3	Mesure de sensibilité à la température	78
4.4	Bilan et perspectives	79
4.4.1	Réduction des pertes	79
4.4.1.1	Pertes de propagation	79
4.4.1.2	Pertes de couplage	79
4.4.1.3	Pertes des coupleurs	81
4.4.2	Réduction de la diaphonie	82
4.4.3	Aplatissement de la réponse spectrale	83
4.4.4	Intégration du démultiplexeur dense	85
4.4.4.1	Le sélecteur de longueur d'onde	85
4.4.4.2	Les atouts du sélecteur de longueur d'onde	85
4.4.4.3	Les objectifs du sélecteur de longueur d'onde	87

5. Le duplexeur 1,31/1,55 μm	89
5.1 Introduction	91
5.2 Choix des paramètres	92
5.2.1 Pas du réseau	92
5.2.2 Ordre du réseau	93
5.2.3 Nombre de guides dans le réseau	94
5.2.4 Ecart angulaire entre les guides de sortie	94
5.3 Réalisation	95
5.3.1 Construction des coupleurs	95
5.3.2 Construction du réseau	95
5.3.3 Courbures et jonctions des guides	96
5.3.4 Fabrication	98
5.4 Résultats	98
5.4.1 Mesures de pertes	98
5.4.1.1 Pertes de propagation	98
5.4.1.2 Pertes des guides courbes	98
5.4.1.3 Pertes d'insertion	100
5.4.2 Mesures spectrales	101
5.5 Bilan	105
6. Conclusion générale	107
6.1 Bilan	109
6.2 Réalisations	109
6.3 Perspectives	110
7. Annexes	111
7.1 Annexe A : calcul de $\Delta\Phi$ par l'optique géométrique	113
7.2 Annexe B : contact d'ordre N	115
7.2.1 Définition	115
7.2.2 Contact en A avec la droite D	115
7.2.3 Contact en B avec le cercle C	115
7.3 Annexe C : propriétés des courbes progressives	117
7.3.1 Spirale de Cornu ou clothoïde	117
7.3.2 Parabole de Nordling	118
7.3.3 Lemniscate de Bernoulli	118
7.3.4 Courbes polynomiales	120
7.3.4.1 Fonction polynomiale	120
7.3.4.2 Equations paramétriques polynomiales	121
8. Liste des symboles utilisés	123
9. Publications	127
9.1 Démultiplexeur dense	129
9.2 Duplexeur 1,31/1,55 μm	129
10. Références	131

1. Introduction générale



1.1 Les télécommunications optiques

Tout comme la découverte du feu, l'invention du laser et de la fibre optique au début des années 60 constitue une véritable révolution dans le domaine des télécommunications. Les ondes lumineuses cohérentes ont remplacé les signaux de fumée, et les messages qui traversaient jadis les vallées traversent désormais les océans.

Poussé toujours plus loin par son besoin de communiquer, l'homme a su mettre à profit les progrès de la technique pour franchir de nouveaux pas vers l'ouverture sur le monde. L'exemple le plus frappant est l'explosion encore toute récente d'internet, que chacun découvre aujourd'hui comme une source inépuisable d'échanges culturels.

Pour transporter la masse d'information indispensable à la vie de notre société, la fibre optique s'est révélée être un support nettement supérieur au câble en cuivre, qu'elle remplace peu à peu depuis 1980. Aujourd'hui, l'industrie de la fibre optique bat son plein : l'installation annuelle à travers le monde a doublé depuis 1993 pour atteindre 26 millions de kilomètres en 1996 [1]. La très faible atténuation de la fibre (0,16 dB/km) et sa large bande passante (30 THz) conditionnent en partie ses performances en distance de transmission et en débit d'information. Les performances des télécommunications optiques ont déjà surpassé celles des liaisons métalliques, et pourtant les systèmes commerciaux les plus évolués utilisent moins de 0,1% de la capacité intrinsèque de la fibre optique! Avec une telle réserve de capacité inexploitée, nul doute que nous ne nous trouvons qu'au seuil des télécommunications optiques.

1.2 Vers l'augmentation du débit

Jusqu'ici, l'augmentation de la capacité des systèmes optiques passait par l'augmentation du débit du signal. Ceci n'est pas sans conséquence sur la qualité et la distance de transmission, et bien souvent la dispersion de la fibre optique standard déjà installée limite le débit du signal à quelques Gbit/s. Compte tenu du coût de l'installation d'un câble optique, le remplacement de la fibre standard par de la fibre à dispersion décalée, mieux adaptée aux transmissions haut débit, impliquerait des frais exorbitants qui ne seront sans doute jamais engagés.

C'est l'arrivée de l'amplificateur optique, avec en particulier la fibre dopée à l'erbium et la fibre fluorée, qui permet d'envisager de nouvelles techniques afin d'augmenter la capacité de l'infrastructure sans avoir à procéder à son remplacement. Les premières expériences de multiplexage en longueur d'onde, qui au début des années 70 apparaissait comme une solution coûteuse comparée au multiplexage temporel, deviennent aujourd'hui économiquement viables. En effet, il n'est désormais plus nécessaire de séparer les longueurs d'onde avant de les régénérer individuellement après conversion dans le domaine électrique, puisque celles-ci peuvent être amplifiées directement et simultanément dans le domaine optique. Comme le montre la Figure 1.1, l'association d'un grand nombre de ces canaux parallèles à des longueurs d'onde différentes multiplie la capacité du réseau tout en conservant le débit de chacun des signaux, sans altérer ses caractéristiques de transmission. En 1996, la barrière du THz a été franchie pour la première fois grâce au multiplexage en longueur d'onde, avec un record à 2,6 Tbit/s pour une transmission de 132 canaux à 20 Gbit/s [2].

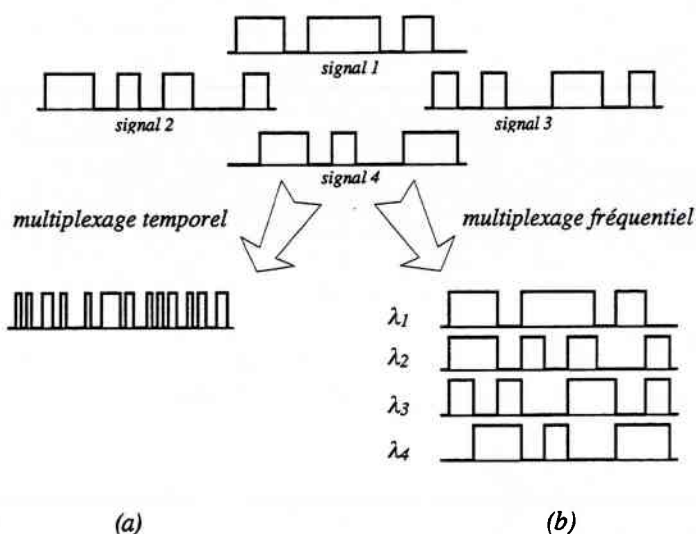


Figure 1.1 : Deux méthodes pour accroître la capacité d'une ligne afin de transmettre 4 signaux, (a) en augmentant le débit des signaux avant de les multiplexer dans le domaine temporel, ou (b) en les multiplexant dans le domaine fréquentiel, conservant ainsi leur débit initial.

Les systèmes multiplexés en longueurs d'ondes (WDM*) sont aujourd'hui une réalité. En multiplexant 8 canaux, les opérateurs atteignent des capacités de 20 Gbit/s là où ils atteignaient 400 Mbit/s 10 ans plus tôt [1]. Ces chiffres expliquent l'attrait des opérateurs pour le WDM et la progression spectaculaire de ce marché naissant.

1.3 La troisième dimension

Outre l'augmentation de capacité, le multiplexage en longueur d'onde donne au réseau une véritable dimension supplémentaire, qui s'ajoute aux domaines temporel et spatial. En effet, l'indépendance des signaux de différentes longueurs d'onde autorise leur séparation et leur traitement de manière optique. La possibilité d'aiguiller ces signaux en fonction de leur longueur d'onde fait apparaître de nouveaux composants qui influent sur l'architecture fondamentale des réseaux [3]. Les composants tels que les multiplexeurs en longueur d'onde ou les convertisseurs de longueur d'onde nous rapprochent du « réseau tout optique », qui seul permettra l'exploitation efficace de la bande passante de la fibre optique, en éliminant progressivement les circuits électroniques empruntés par les signaux.

L'émergence de nouveaux services interactifs, comme la vidéo à la demande, révèle toute la potentialité du multiplexage en longueur d'onde, à travers la distribution. La demande accrue pour de tels services motive la pénétration de la fibre jusque chez l'abonné. Dans chaque foyer, un émetteur-récepteur devra traiter des débits de plus en plus élevés, dans le cadre des communications bidirectionnelles. Dans ce type de réseau (Figure 1.2), le distributeur émet vers le particulier à une longueur d'onde fixée (1,55 μm par exemple), et le particulier communique sa demande au distributeur à une autre longueur d'onde

* Wavelength Division Multiplexing

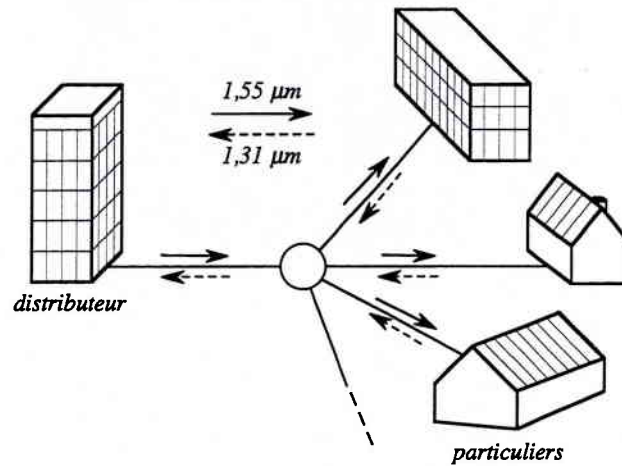


Figure 1.2 : Exemple d'un réseau de distribution bidirectionnel.

(1,31 μm par exemple), les signaux empruntant le même support physique[†]. L'émetteur-récepteur, chez le distributeur ou chez le particulier, doit alors être en mesure d'émettre l'une des longueurs d'onde et de recevoir l'autre, simultanément. Pour fonctionner plus efficacement, le composant constitué d'un laser et d'un photodétecteur (Figure 1.3) peut également incorporer un élément, appelé *duplexeur*, afin de limiter les interférences entre les deux canaux.

Le *duplexeur* est le composant type développé pour mettre à profit le potentiel de cette troisième dimension que représente la longueur d'onde. Il s'agit d'un cas particulier de démultiplexeur en longueur d'onde dont le rôle est de séparer spatialement les longueurs d'onde d'un multiplex d'entrée.

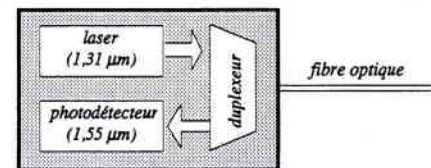


Figure 1.3 : Schéma de principe d'un émetteur-récepteur optoélectronique.

1.4 Le routage et la commutation

La flexibilité introduite par le multiplexage en longueur d'onde est un atout supplémentaire pour la pénétration des systèmes optiques dans le domaine du routage et de la commutation. En substituant encore un peu plus le traitement optique à l'électronique, ces nouvelles fonctionnalités intègrent la notion de transparence, c'est-à-dire la capacité du réseau à transmettre indifféremment tout type de format (codage, débit, etc.).

Le *routage* dans les réseaux de télécommunication optique se caractérise par le fait que le chemin emprunté par un signal au sein d'un réseau est uniquement déterminé par sa longueur d'onde et son port d'entrée dans le réseau [4]. Ce principe est illustré par le schéma de la Figure 1.4a, où à chaque nœud du réseau un démultiplexeur aiguille le

[†] communication dite « full-duplex »

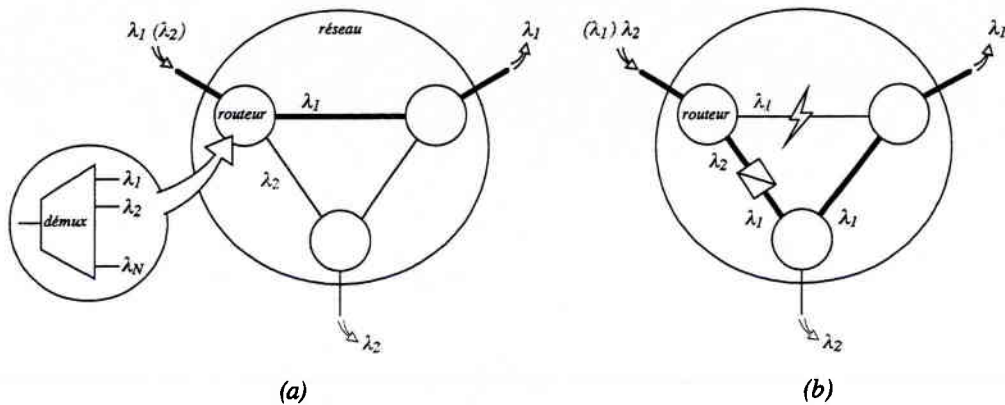


Figure 1.4 : (a) Le routage se caractérise par le fait que le chemin parcouru par un signal est uniquement déterminé par sa longueur d'onde. (b) En modifiant sa longueur d'onde au sein du réseau, on achemine le signal commuté vers la même destination, par une autre voie.

signal en fonction de sa longueur d'onde. En adaptant la longueur d'onde à l'entrée dans le réseau, on change alors le parcours du signal et donc le port de destination.

En modifiant la longueur d'onde du signal non plus à l'entrée mais au sein du réseau, avant son passage par l'un des noeuds, on peut alors changer interactivement sa destination. En convertissant la longueur d'onde du signal, on a réalisé sa *commutation* : on a trié le signal avant de l'aiguiller. Cette fonction présente de multiples intérêts, comme par exemple la sécurisation des réseaux. La Figure 1.4b illustre le cas de la commutation d'un signal d'une voie physiquement coupée, ou embouteillée, vers une autre voie, pour la même destination [5]. La configuration du réseau est alors modifiée jusqu'à ce que la ligne redevienne opérationnelle. Dans ces conditions, la vitesse de reconfiguration du réseau n'est pas un facteur déterminant dans la conception du noeud de commutation, et peut atteindre la milliseconde.

Dans le domaine du routage et de la commutation, une deuxième application est à considérer, qui s'apparente au réseau ATM[†]. A l'heure du multimédia, et dans le cadre des réseaux à intégration de service (son, vidéo, données informatiques, etc.), le signal optique circule sous forme de paquets qu'il faut acheminer de plus en plus vite vers leur destination. La commutation de ces paquets ou cellules doit s'effectuer à des vitesses extrêmement élevées, typiquement de l'ordre du temps de garde séparant ces cellules (quelques nanosecondes).

Que ce soit dans le cas d'une reconfiguration du réseau pour une durée semi-permanente, jusqu'au rétablissement de la ligne, ou dans le cas de commutation de paquets, nécessitant des vitesses de commutation beaucoup plus élevées, l'exploitation de la capacité de la fibre optique implique l'utilisation de noeuds de commutation complexes. Ces noeuds

[†] Asynchronous Transfer Mode

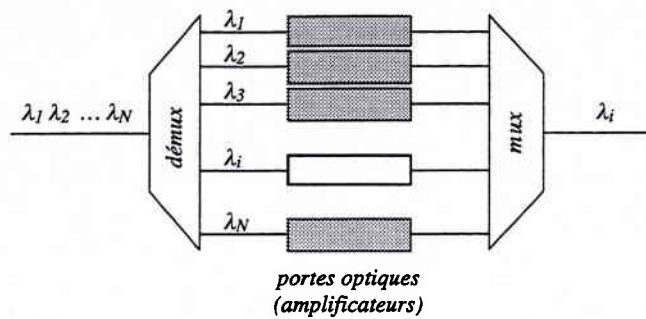


Figure 1.5 : L'association de démultiplexeurs en longueur d'onde et d'amplificateurs optiques permet de réaliser la fonction de sélection de longueur d'onde.

comprennent plusieurs étages, la commutation spatiale s'ajoutant aux fonctionnalités décrites précédemment [6]. Dans tous les cas, les signaux peuvent être distribués sur l'ensemble des voies, le tri étant réalisé en dernier lieu par un étage de *sélection de longueur d'onde*. Comme le montre la Figure 1.5, ce dernier résulte de l'association de deux démultiplexeurs en longueur d'onde séparés par des amplificateurs optiques, qui jouent ici le rôle de portes optiques. Dans le cas précis d'une commutation de paquets, le premier démultiplexeur sépare ces derniers en fonction de leur longueur d'onde. Pour sélectionner le bon paquet, il suffit « d'allumer » l'amplificateur correspondant à la bonne longueur d'onde pendant le temps de passage du paquet, les autres amplificateurs étant « éteints ». Le deuxième démultiplexeur, utilisé comme multiplexeur, recombine les paquets sur la voie de sortie.

La Figure 1.6 montre le schéma d'un noeud complet de commutation de paquets tel qu'il peut être conçu [7],[8]. A l'aide de convertisseurs de longueur d'onde, un premier étage encode les paquets en longueur d'onde en fonction du numéro de l'entrée sur laquelle ils arrivent. Un second étage composé de lignes à retard et de portes optiques résout les éventuels problèmes de rivalité entre paquets. Un troisième étage sélectionne les paquets en fonction de leur longueur d'onde, donc de leur provenance. Prenons l'exemple de deux paquets arrivant au noeud au même instant par les voies d'entrée 1 et N , et à

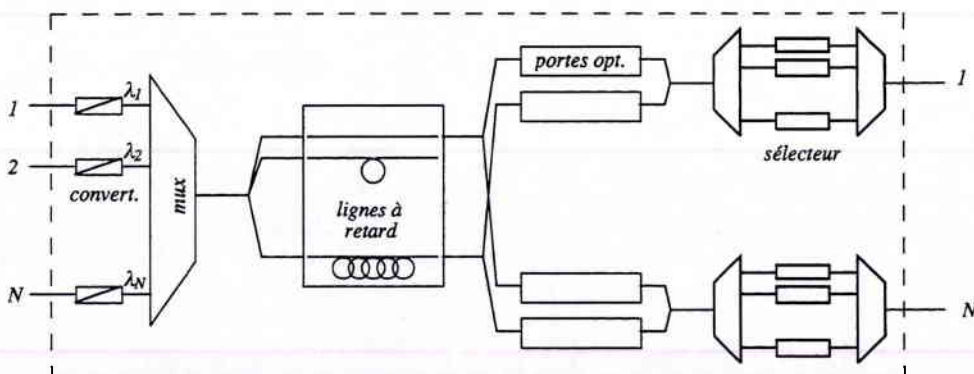


Figure 1.6 : Exemple d'un noeud de commutation de paquets tout optique, constitué de trois étages : un premier étage d'encodage des paquets en longueur d'onde, un second étage tampon en cas de conflit entre les paquets, et un troisième étage de sélection des paquets en fonction de leur longueur d'onde.

destination de la voie de sortie 1. Le premier étage modifie la longueur d'onde de ces deux paquets qui sont ensuite réunis sur une voie commune à l'aide d'un multiplexeur de longueur d'onde. Les deux paquets ainsi superposés sont diffusés vers des boucles de fibre de longueurs variables qui jouent le rôle de tampons, en retardant les paquets. En ouvrant les portes optiques des deux premières boucles en direction de l'étage de sélection de la sortie 1, on a ainsi dupliqué dans le temps l'ensemble composé des deux paquets. Le sélecteur de longueur d'onde sélectionne ensuite successivement les deux paquets en fonction de leur longueur d'onde.

1.5 L'optique intégrée

Les semi-conducteurs III-V, et en particulier l'InP, occupent une place privilégiée dans la réalisation de composants photoniques en raison de leur « gap énergétique » compatible avec les fenêtres de transmission de la fibre optique. La diversité des fonctions optoélectroniques à réaliser pour tirer pleinement profit de la capacité de la fibre amène les laboratoires de recherche à développer des composants de plus en plus complexes. Or l'un des atouts majeurs de l'InP est qu'il permet aussi bien la réalisation de composants actifs que passifs. Le substrat commun à tous ces dispositifs facilite leur association sur un même substrat. La maîtrise des procédés d'intégration est un enjeu qui n'échappe à personne, car l'intégration est sans doute l'unique solution vers des composants de plus en plus complexes, compacts, stables et « bas coût » [9].

Nous vivons aujourd'hui les débuts de l'intégration avec les premières commercialisations de composants intégrés tels que les lasers-modulateurs. Dans ce domaine l'optoélectronique vit aujourd'hui ce que la micro-électronique a vécu il y a 20 ans. Cela donne une idée de la marge de progression que possède l'optoélectronique qui bénéficie de l'expérience et de la technologie issues de la micro-électronique.

1.6 A propos de cette thèse

Cette thèse présente la conception et la réalisation de démultiplexeurs en longueur d'onde à réseau de guides sur InP, pour des applications de distribution et de commutation.

Le *chapitre 2* dresse un état de l'art sur les techniques de démultiplexage à l'aide de réseaux gravés concaves et de réseaux de guides. Ceci nous permettra de justifier notre choix pour le démultiplexeur à réseau de guides. Nous décrirons alors son principe de fonctionnement et nous donnerons une méthode de calcul des paramètres qui le caractérisent, indépendamment du choix du type d'application envisagée et du matériau utilisé pour la réalisation des composants.

Après un bref rappel des phénomènes de propagation en optique guidée, le *chapitre 3* s'attache à résoudre les problèmes que posent la polarisation de l'onde et la déformation du mode optique dans les guides courbes pour le démultiplexeur à réseau de guides, par la mise au point d'une structure guidante non biréfringente, et à travers une étude originale sur les courbures progressives.

Les *chapitres 4 et 5* décrivent en détail les résultats de nos travaux sur le démultiplexeur dense à faible espacement en longueur d'onde entre canaux, ainsi que ceux sur le duplexeur.

2. Le démultiplexeur à réseau de guides

Ce chapitre dresse un état de l'art sur les démultiplexeurs monolithiques à réseau gravé concave et à réseau de guides. Nous justifierons notre choix du démultiplexeur à réseau de guide, et nous décrirons son principe de fonctionnement. Nous donnerons également une méthode de calcul des paramètres du filtre qui caractérisent sa réponse spectrale.

Bon nombre de techniques ont été étudiées dans le but de séparer spatialement les longueurs d'onde d'un multiplex, avec entre autres l'utilisation de filtres acousto-optiques [10], de coupleurs directionnels [11] ou d'interféromètres de type de Mach-Zehnder [12]. Cependant, le démultiplexage simultané d'un nombre important de longueurs d'onde, pour un encombrement raisonnable, nécessite l'utilisation d'un élément dispersif tel que le réseau. Ce chapitre présente les dispositifs à réseau par réflexion (réseau gravé concave) et par transmission (réseau de guides). Bien que les deux types de démultiplexeurs aboutissent en théorie aux mêmes performances, le démultiplexeur à réseau de guides a été préféré au démultiplexeur à réseau gravé concave. Ce sont essentiellement des raisons technologiques (simplicité de réalisation, homogénéité, etc.) qui ont motivé ce choix. Aussi, le démultiplexeur à réseau de guides fait l'objet d'une description plus détaillée. Ce chapitre reste cependant très général, et les détails concernant les dispositifs réalisés seront donnés dans les chapitres 4 et 5.

2.1 Le réseau gravé concave

Les réseaux de diffraction sont tout à fait adaptés pour décomposer une lumière polychromatique et en obtenir le spectre. Dans le principe, le réseau est éclairé par une onde plane qui est diffractée par les éléments du réseau. Pour une longueur d'onde donnée, l'amplitude de l'onde résultant de l'interférence entre les ondes diffractées est variable selon l'angle d'observation. La résolution spectrale du réseau est fonction de sa périodicité.

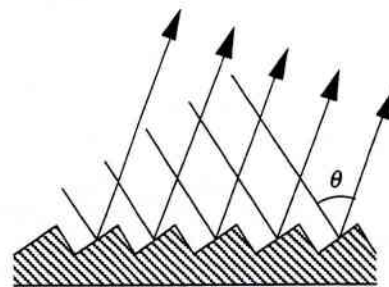


Figure 2.1 : Le réseau diffracte la lumière dans une direction privilégiée, fonction de la longueur d'onde de l'onde incidente

L'utilisation de réseaux concaves, étudiés par Rowland au XIX^{ème} siècle, permet d'éliminer les lentilles pour focaliser les ondes diffractées vers des fibres optiques ou des guides d'onde [13]. Comme le montre la Figure 2.2, suivant la longueur d'onde du faisceau incident, le réseau focalise l'onde réfléchie en un point d'un cercle défini

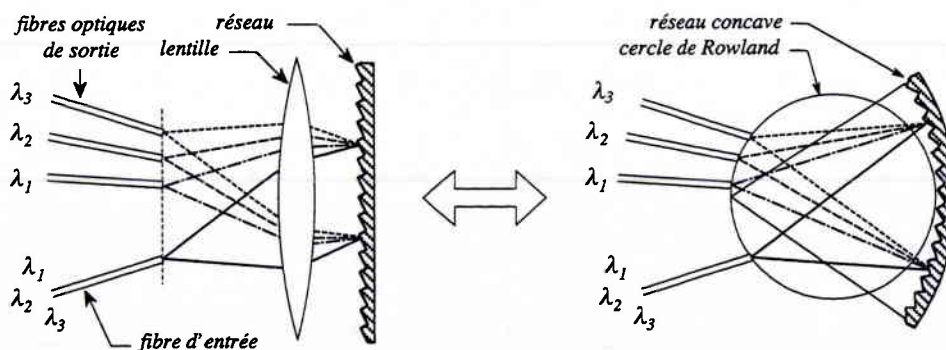


Figure 2.2 : Un réseau concave remplace avantageusement la combinaison d'un réseau droit et d'une lentille. Le lieu géométrique des points focaux de l'onde diffractée en fonction de la longueur d'onde est un cercle tangent au réseau au point de concours avec l'axe d'injection, de diamètre le rayon du cercle supportant le réseau.

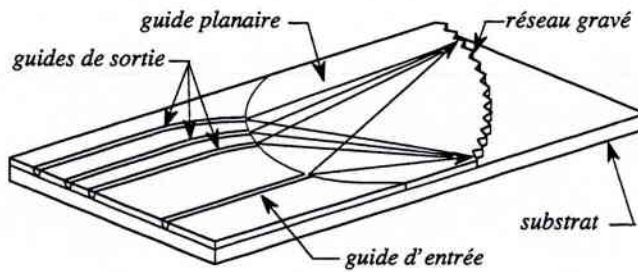


Figure 2.3 : Dans le démultiplexeur monolithique à réseau gravé concave, le réseau est solidaire des guides, ce qui élimine les aberrations dues aux instabilités mécaniques. L'onde injectée par le guide d'entrée se diffracte dans un guide plan et se réfléchit sur le réseau vertical, qui focalise l'onde vers les guides de sortie en fonction de la longueur d'onde.

relativement à la position du réseau par rapport au point d'injection. Le positionnement des fibres ou guides de sortie le long de ce cercle, appelé cercle de Rowland, minimise les aberrations [14].

L'élimination des éléments mécaniques instables que sont les lentilles ouvre la voie à la réalisation de dispositifs monolithiques tel que celui décrit Figure 2.3. Il s'agit de dispositifs pour lesquels les guides optiques d'injection et de détection, ainsi que le réseau sont réalisés sur le même substrat [15]. Le réseau concave est gravé directement dans la structure lors d'une étape technologique complémentaire.

Par un choix convenable du rapport des cotes du réseau et de l'angle d'incidence, on doit pouvoir concentrer dans un ordre toute la lumière diffractée d'une longueur d'onde donnée. Malheureusement, l'efficacité du démultiplexeur en longueur d'onde réside principalement dans la réalisation pratique du réseau. Une grande partie des pertes observées provient d'un défaut de verticalité des flancs de gravure du réseau, qui a pour conséquence une diffusion de l'onde réfléchie dans le substrat. La variation de ces pertes avec la pente de la gravure est exponentielle [16], et peut atteindre déjà 3 dB pour un défaut de $2,5^\circ$ suivant la structure employée. De telles limitations imposent l'utilisation de gravures sèches mettant en jeu des effets physiques (bombardements ioniques), qui seuls permettent d'obtenir des flancs verticaux. Cependant, ces gravures ont le défaut de reporter, si ce n'est d'amplifier, la rugosité du masque sur les flancs du réseau. Cette rugosité se traduit sous forme de stries, qui réduisent la planéité des facettes du réseau et diffusent l'onde incidente.

Enfin, la réflectivité liée à l'interface avec l'air est une autre cause de pertes liées au réseau. Afin que celle-ci soit maximale, la surface du réseau doit subir un traitement, en général par un dépôt métallique, ce qui nécessite une étape technologique supplémentaire.

Face à ces difficultés, relativement peu de laboratoires se sont lancés dans la réalisation de démultiplexeurs en longueur d'onde à réseau par réflexion. La liste des résultats publiés est donnée dans le Tableau 2.1. Elle montre que malgré cela, les récentes réalisations bénéficiant des progrès technologiques atteignent des performances intéressantes.

Tableau 2.1 : Résultats publiés sur le démultiplexeur en longueur d'onde à réseau gravé concave. N désigne le nombre de canaux démultiplexés ; $\Delta\lambda$ désigne l'écart en longueur d'onde entre deux canaux adjacents ; $\Delta\lambda_{pol}$ désigne le décalage des pics de longueur d'onde entre les deux polarisations TE et TM ; les pertes indiquées sont les pertes d'insertion des composants, incluant les pertes de couplage avec les fibres ; le tableau donne également la diaphonie des dispositifs.

Réf.	Auteur (compagnie)	année	matériau	N	$\Delta\lambda$ (nm)	diaph. (dB)	$\Delta\lambda_{pol}$ (nm)	pertes (dB)	taille (mm ²)
[17]	Soole (Bellcore)	91	InP	78	1	-19	0,23	16	11x16
[15]	Cremer (Siemens)	91	InP	31	3,7	-27	0,5	20	2x3
[18]	Fallahi (Canada)	92	GaAs	8	2	-7	?	?	?
[16]	Grand (Leti)	94	SiO ₂	6	4	-20	?	10	?
[19]	Clemens (Siemens)	94	SiO ₂	8	2	-20	0,25	5	?
[20]	Poguntke (Bellcore)	94	InP	8	3,6	-30	4,8	9,7	3x13
[21]	Gini (ETHZ)	95	InP	4	4	-17	0,1	16	3x10

? : valeurs non communiquées

2.2 Le réseau de guides

Le contrôle de la réflexion de l'onde lumineuse est la principale source de difficulté dans la réalisation des démultiplexeurs à réseau par réflexion. L'utilisation de réseaux par transmission permet de contourner ce problème pour la même efficacité de diffraction. Notons en 1989 une publication de Gibbon [22] concernant un dispositif qui possède la particularité de faire la transition entre les réseaux par réflexion et le réseau par transmission dans le sens où il associe les deux principes. Mais l'idée d'utiliser un réseau

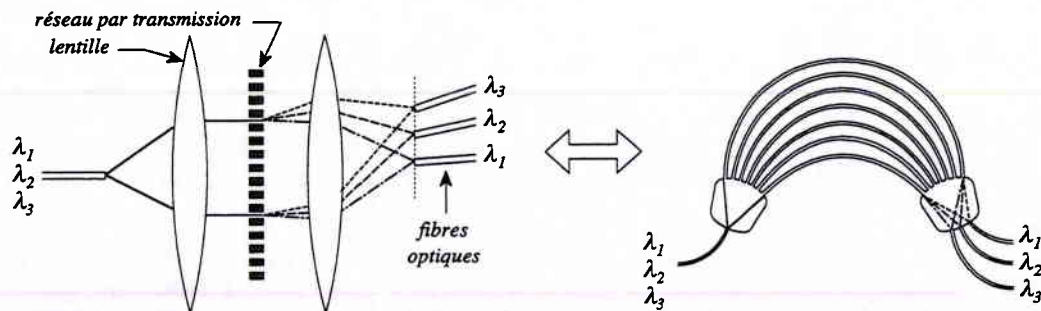


Figure 2.4 : Chaque guide du démultiplexeur joue le rôle d'une ouverture dans le réseau par transmission. La convergence des faisceaux est assurée par la disposition radiale des guides.

de guides pour simuler le découplage des ondes provenant des différentes fentes d'un réseau par transmission (Figure 2.4) est à mettre au crédit de M. Smit un an auparavant [23].

2.2.1 Etat de l'art

Les premiers démultiplexeurs en longueur d'onde à réseau de guides pour des applications de multiplexage en longueur d'onde apparurent en 1991 dans trois laboratoires : Delft [24], NTT [25], et ATT [26]. Immédiatement, le démultiplexeur en longueur d'onde à réseau de guides, plus connu sous le nom de « PHASAR[§] », a convaincu par sa simplicité de réalisation et les premiers résultats publiés. Aujourd'hui, plus d'une quinzaine de laboratoires se sont lancés dans l'aventure en utilisant des matériaux aussi divers et variés que la silice, le phosphore d'indium (InP), le niobate de lithium (LiNbO₃), etc. Une liste des résultats les plus marquants publiés à ce jour est donnée dans le Tableau 2.2.

Tableau 2.2 : Résultats publiés sur le démultiplexeur en longueur d'onde à réseau de guides. N désigne le nombre de canaux démultiplexés ; $\Delta\lambda$ désigne l'écart en longueur d'onde entre deux canaux adjacents ; $\Delta\lambda_{pol}$ désigne le décalage des pics de longueur d'onde entre les deux polarisations TE et TM ; les pertes indiquées sont les pertes d'insertion des composants, incluant les pertes de couplage avec les fibres ; R désigne le rayon de courbure des guides du réseau ; le tableau donne également la diaphonie entre deux canaux adjacents.

Réf.	Auteur (compagnie)	an	matériau	N	$\Delta\lambda$ (nm)	diaph. (dB)	$\Delta\lambda_{pol}$ (nm)	pertes (dB)	taille (mm ²)	R (mm)	remarques
[24]	Vellekoop (U. Delft)	91	Al ₂ O ₃	4	1,55	-14	0	?	4,5x3,2	1,2	
[25]	Takahashi (NTT)	91	Ta ₂ O ₅	28	1	-10	?	5-7	10x20	1	
[26]	Dragone (ATT)	91	SiO ₂	7	3,3	-25	0,6	2,3	?	?	
[27]	Zirngibl (ATT)	92	InP	15	0,7	-18	4,7	2-7*	10x10	1,85	
[28]	Takahashi (NTT)	93	SiO ₂	16	0,8	-20?	0	8,5	?	?	compens. de la biréfring. (film Si)
[29]	Zirngibl (ATT)	93	InP	8	0,71	-20	0	5*	6x9	?	correspondance entre ISL et $\Delta\lambda_{pol}$
[30]	Amersfoort (U. Delft)	94	InP	4	2	-18	4	3,5-4,5*	3,3x3,9	0,5-0,8	réponse plate (guides de sortie multimodes)
[31]	Verbeek (Philips)	94	InP	8	2	-25	0	6-7	2,3x2,6	0,5-0,8	structure à biréfringence nulle
[32]	Inoue (NTT)	94	SiO ₂	16	0,8	-22,4	0	3,1	?	?	compensation de la biréfring. (lame $\lambda/2$)
[33]	Bissessur (Alcatel)	95	InP	4	2	-12		4*	10x2	2	accordable sur 10 nm par injection courant

[§] raccourci pour PHASed ARray

Réf.	Auteur (compagnie)	an	matériau	N	$\Delta\lambda$ (nm)	diaph. (dB)	$\Delta\lambda_{pol}$ (nm)	pertes (dB)	taille (mm ²)	R (mm)	remarques
[34]	Zirngibl (ATT)	95	InP	8	1,6	-21	0	≈ 5	?	?	compens. biréfring. (réseau double struct.)
[35]	Clemens (Siemens)	95	SiO ₂	8	8	-20	0,1	2,5- 3,1**	?	15	
[36]	Soole (Bellcore)	96	InP	8	1,6	-26	0	6,7-7,3	2,8x3,1	?	struct. carrée enterrée à biréfringence nulle
[37]	Amersfoort (Bellcore)	96	InP	8	1,6	-20	?	8,9	4,5x4,5	?	réponse plate (MMI à l'entrée du coupleur)
[38]	Bissessur (Alcatel)	96	InP	16	2	-14	0	7*	1,6x1,7	0,1	les plus petits dispositifs publiés
[39]	Spiekman (U. Delft)	96	Polym.	8	3,2	-20	2,5	9	9x50	40	première réalisation polymère à 1,55 μ m
[40]	Day (BNR)	96	SiO ₂	8	4	-32	?	?	?	?	influence du masque sur la diaphonie
[41]	Okayama (Oki E. I.)	96	LiNbO ₃	?	?	-12	0	15	?	40	première réalisation LiNbO ₃
[42]	Okamoto (NTT)	96	SiO ₂	128	0,2	-16	?	3,5- 5,9**	58x92	5- 10,6	le plus grand nombre de canaux publié
[43]	Yamada (NTT)	96	SiO ₂	16	0,08	-31	$\neq 0$	3-5,3**	?	?	compens. erreurs de phase du réseau
[44]	Rigny (CNET)	96	InP	8	1,88	-30	0	20	?	1,3	compens. biréfring. (réseau double struct.)
[45]	Brenner (ATT)	96	InP	8	1,6	-20	?	7,5- 8,5**	9x2	1,6	taille réduite (deux clivages)
[46]	Soole (Bellcore)	96	InP	8	1,6	-20	0	4,9**	1,2x2,4	?	taille réduite (un clivage)
[47]	Lin (U. Maryl.)	96	SiO ₂	8	2 ou 1,6	-20	?	4,8-5,2	24x34	5,4	dispo. à double espacement
[48]	Buchold (U. Dortmund)	96	verre	8	0,8	-15	0	6**	?	20	première réalisation avec échange ionique
[49]	Trinh (UCLA)	97	SOI	4	1,9	-23	?	6**	27x27	20	première réalisation SOI
[50]	Trouchet (Corning E)	97	SiO ₂	8	1,6	-17	?	8	?	?	réponse plate (coupl. à 2 points focaux)
[51]	Tanobe (NTT)	97	InP	8	3,8	-10?	?	?	?	?	indépendant de la température
[52]	Uetsuka (Hitachi)	97	SiO ₂	8	3,2	-28	$\leq 0,03$	?	?	?	réponse plate (coupleur Y à l'entrée)
[53]	Delisle (LEIT)	97	SiO ₂	16	1,6	-35	0,4	5 $\pm$ 2	42x17	?	courbures polynomiales
[54]	Mestric (Alcatel)	97	InP	16	2	-20	0	13	1,5x1,7	0,15	courbures progressives

? valeurs non communiquées

* pertes excluant les pertes de couplage

** prise en compte des pertes de couplage non explicite

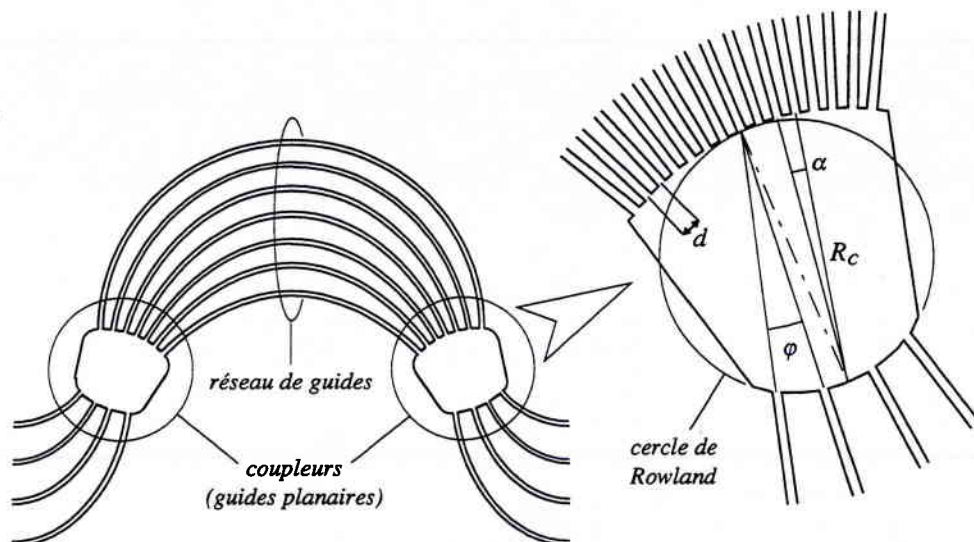


Figure 2.5 : Schéma du démultiplexeur à réseau de guides, composé d'un réseau de M guides, reliant deux coupleurs respectant le montage de Rowland afin de minimiser les aberrations.

2.2.2 Description

Le démultiplexeur en longueur d'onde à réseau de guides comporte un guide d'entrée et autant de guides de sortie que de longueurs d'onde à démultiplexer. Ces guides débouchent sur deux coupleurs séparés par un réseau de guides. Deux guides adjacents du réseau ont une différence de longueur constante ΔL , appelée *pas du réseau*. Les extrémités des guides du réseau, radiaux à la sortie du premier coupleur ainsi qu'à l'entrée du second, sont situés sur des arcs de cercle de rayon R_c , formant entre eux un angle α .

Concernant le calcul des aberrations, le réseau par transmission est soumis aux mêmes règles que le réseau par réflexion. Par conséquent, les guides de sortie du deuxième coupleur se situent sur le cercle de Rowland, et forment entre eux un angle φ .

Dans la pratique, le démultiplexeur est le plus souvent symétrique, comme illustré par la Figure 2.5, et possède autant d'entrées que de sorties, ce qui lui permet de fonctionner indifféremment dans un sens comme dans l'autre. Sur l'ensemble des entrées disponibles, une seule est utilisée pour la plupart des applications. Le décalage d'une entrée n'a pour conséquence que de décaler le peigne de longueur d'onde en sortie. Ce décalage coïncide avec l'écart de longueur d'onde $\Delta\lambda$ entre deux sorties adjacentes.

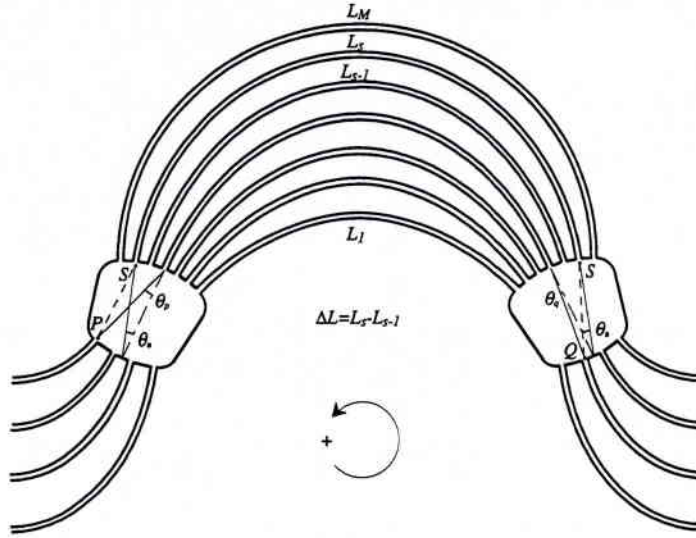


Figure 2.6 : L'écart de phase au point Q entre deux ondes en provenance du point P, en passant par deux guides adjacents du réseau, est constant. La convention d'angle pour le sens de rotation est le sens trigonométrique pour les deux coupleurs.

2.3 Réponse spectrale du démultiplexeur à réseau de guides

2.3.1 Analyse géométrique

L'onde injectée par le guide d'entrée dans le premier coupleur se diffracte pour se coupler dans les guides du réseau. Ceux-ci sont écartés les uns des autres d'une distance suffisante afin que les différentes ondes ainsi créées soient découplées, ce qui leur permet de se propager indépendamment les unes des autres, avec leur propre phase. A l'entrée du second coupleur, ces différentes ondes interfèrent entre elles. Lorsque les ondes à la sortie des guides du réseau sont en phase, l'interférence est constructive dans l'axe des guides, et la puissance lumineuse est focalisée en leur point de concours. Lorsque les ondes ne sont plus en phase, la puissance lumineuse en ce point chute ; le front de phase en sortie de réseau s'incline et le point focal se déplace sur le cercle de Rowland.

La puissance lumineuse $\mathcal{P}_{p,q}$, transmise du point d'entrée P au point de sortie Q, se calcule analytiquement à l'aide de certaines approximations. En particulier, les ondes individuelles en sortie des guides du réseau peuvent être considérées comme ponctuelles, avec un coefficient d'excitation c_s . Ce coefficient dépend d'un certain nombre de paramètres, comme la structure des guides, la configuration des coupleurs, etc. En utilisant les notations de la Figure 2.6, $\mathcal{P}_{p,q}$ s'exprime alors comme le carré de la somme des amplitudes des ondes en provenance de chacun des guides s du réseau, affectées de leur phase respective :

$$\mathcal{P}_{p,q} = \left| \sum_{s=1}^M c_s e^{j\Phi_s} \right|^2. \quad (2.1)$$

La phase Φ_s est fonction de l'indice du matériau, de la structure du guide optique (cf. chapitre 3), ainsi que du chemin parcouru du point P au point Q :

$$\Phi_s = \beta_c (PS + SQ) + \beta_g L_s. \quad (2.2)$$

β_c et β_g sont les constantes de propagation de l'onde dans les coupleurs et dans les guides du réseau. PS et SQ sont les distances parcourues par l'onde dans les coupleurs pour aller du point P au point Q , en passant par le guide s du réseau. L_s est la longueur totale du guide s .

Dans l'approximation des petits angles, on montre alors** que la différence de phase $\Delta\Phi$ au point Q entre deux ondes provenant du point P et passant par deux guides adjacents du réseau est indépendante des guides considérés :

$$\Delta\Phi = \beta_c (\theta_p - \theta_q) d + \beta_g \Delta L \quad (2.3)$$

où d est la période du réseau régulier, définie comme la distance séparant deux guides adjacents aux extrémités du réseau (cf. Figure 2.5) ; θ_p et θ_q désignent les angles que font les guides d'entrée au point P et de sortie au point Q avec les axes des coupleurs, en adoptant la convention d'angle de la Figure 2.6. En substituant les constantes de propagation β_c et β_g par leur expression en fonction des indices effectifs (cf. chapitre 3), on obtient une nouvelle expression pour $\Delta\Phi$ en fonction de la longueur d'onde :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{\text{eff},c} (\theta_p - \theta_q) d + n_{\text{eff},g} \Delta L) \quad (2.4)$$

où $n_{\text{eff},c}$ et $n_{\text{eff},g}$ sont respectivement les indices effectifs des coupleurs et des guides du réseau. $\mathcal{P}_{p,q}$ s'écrit alors sous la forme :

$$\mathcal{P}_{p,q} = \left| \sum_{s=0}^{M-1} c_s e^{js\Delta\Phi} \right|^2. \quad (2.5)$$

2.3.2 Cas d'un éclairage uniforme du réseau

L'expression de $\mathcal{P}_{p,q}$ se simplifie dans le cas où c_s est une constante notée c , ce qui correspond au cas où l'éclairage du réseau est uniforme. Dans ces conditions, $\mathcal{P}_{p,q}$ est la somme des M premiers termes d'une suite géométrique :

$$\mathcal{P}_{p,q} = c^2 \left| \sum_{s=0}^{M-1} \exp(j\Delta\Phi)s \right|^2 = c^2 \left| \frac{1 - \exp(j\Delta\Phi)M}{1 - \exp(j\Delta\Phi)} \right|^2. \quad (2.6)$$

** annexe A

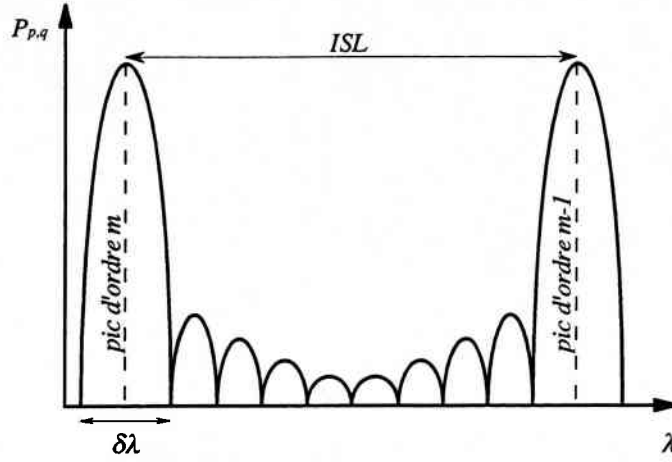


Figure 2.7 : La réponse spectrale du démultiplexeur est une fonction périodique de la longueur d'onde, de période l'ISL. Il y a autant de lobes dans une période que de guides dans le réseau.

En faisant apparaître l'écriture de la fonction *sinus* sous forme complexe, on obtient la réponse classique des réseaux, tracée Figure 2.7 :

$$\mathcal{P}_{p,q} = (Mc)^2 \left| \frac{\sin(\frac{M}{2} \Delta\Phi)}{M \sin(\frac{1}{2} \Delta\Phi)} \right|^2. \quad (2.7)$$

$\mathcal{P}_{p,q}$ est une fonction périodique de la longueur d'onde λ . La période est appelée *Intervalle Spectral Libre (ISL)*. Elle correspond à l'écart en longueur d'onde entre deux pics de transmission, qui sont obtenus pour des valeurs particulières de $\Delta\Phi$ multiples de 2π :

$$\text{aux pics : } \Delta\Phi = 2\pi m, \quad m \in \mathbb{N}. \quad (2.8)$$

Le multiple m en question est appelé l'*ordre du réseau*.

2.3.2.1 Intervalle spectral libre

Compte tenu de l'éventuelle dépendance des indices effectifs avec la longueur d'onde, l'ISL se calcule par dérivation de l'équation (2.4) par rapport à λ :

$$\frac{\partial \Delta\Phi}{\partial \lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\partial n_{\text{eff},c}}{\partial \lambda} (\theta_p - \theta_q) d + \frac{\partial n_{\text{eff},g}}{\partial \lambda} \Delta L \right) - \frac{2\pi}{\lambda^2} (n_{\text{eff},c} (\theta_p - \theta_q) d + n_{\text{eff},g} \Delta L). \quad (2.9)$$

Les variations d'indice effectif entre les coupleurs et les guides sont suffisamment faibles pour être négligées au premier ordre, soit $n_{\text{eff},c} \approx n_{\text{eff},g}$. Par exemple, dans le cas d'une structure fortement guidante comme celle étudiée au chapitre suivant (cf. p. 39) qui

représente le cas le plus défavorable, la variation d'indice effectif entre les deux sections est de l'ordre de 0,5%. L'équation précédente se simplifie :

$$\frac{\partial \Delta \Phi}{\partial \lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\partial n_{\text{eff},g}}{\partial \lambda} - \frac{n_{\text{eff},g}}{\lambda} \right) ((\theta_p - \theta_q)d + \Delta L) \quad (2.10)$$

soit encore, en utilisant (2.4) et (2.8) :

$$\frac{\partial \Delta \Phi}{\partial \lambda} = -\frac{2\pi m}{\lambda} \left(1 - \frac{\lambda}{n_{\text{eff},g}} \frac{\partial n_{\text{eff},g}}{\partial \lambda} \right). \quad (2.11)$$

De là se déduit immédiatement l'*ISL* qui correspond à une variation de $\Delta \Phi$ de 2π :

$$ISL = \frac{\lambda}{m \left(1 - \frac{\lambda}{n_{\text{eff},g}} \frac{\partial n_{\text{eff},g}}{\partial \lambda} \right)}. \quad (2.12)$$

L'*ISL* est inversement proportionnel à l'ordre du réseau. On constate également qu'il dépend de la dispersion du matériau. Celle-ci est négligeable pour la silice, c'est-à-dire qu'au premier ordre dans la fenêtre considérée, les variations d'indice du matériau avec la longueur d'onde sont nulles. Ce n'est plus le cas pour l'InP, pour lequel le terme

$$1 - \frac{\lambda}{n_{\text{eff}}} \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda} \quad (2.13)$$

prend pour valeur 1,1, avec de très faibles variations en fonction de la structure guidante considérée. Ce terme est parfois donné en fonction de l'indice effectif de groupe n_G :

$$n_{\text{eff}} = n_G + \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda} \lambda \Rightarrow 1 - \frac{\lambda}{n_{\text{eff}}} \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda} = \frac{n_G}{n_{\text{eff}}}. \quad (2.14)$$

Notons que pour la longueur d'onde centrale λ_0 du démultiplexeur, c'est-à-dire la longueur d'onde qui correspond au pic de transmission pour les angles θ_p et θ_q nuls, l'expression (2.12) de l'*ISL* reste rigoureuse sans l'approximation faite sur l'égalité des indices effectifs dans les coupleurs et les guides.

La largeur du lobe principal $\delta\lambda$ (Figure 2.7) s'exprime en fonction de l'*ISL* et du nombre de guides M dans le réseau :

$$\delta\lambda = 2 \frac{ISL}{M} = \frac{2\lambda}{mM \left(1 - \frac{\lambda}{n_{\text{eff},g}} \frac{\partial n_{\text{eff},g}}{\partial \lambda} \right)}. \quad (2.15)$$

Pour un ordre m donné, la largeur du lobe principal est une fonction décroissante du nombre de guides dans le réseau. Pour diminuer la bande passante optique du filtre, il suffit donc d'augmenter le nombre de guides.

2.3.2.2 Ecart angulaire entre les guides de sortie

L'angle de sortie θ_q correspondant au pic de transmission à l'ordre m pour une longueur d'onde λ donnée se déduit des relations (2.4) et (2.8) :

$$\frac{2\pi}{\lambda} (n_{\text{eff},c}(\theta_p - \theta_q)d + n_{\text{eff},g}\Delta L) = 2\pi m. \quad (2.16)$$

La variation de l'angle θ_q en fonction de la longueur d'onde est donnée par la dérivée de l'expression précédente :

$$\left(\frac{\partial n_{\text{eff},c}}{\partial \lambda} (\theta_p - \theta_q)d + \frac{\partial n_{\text{eff},g}}{\partial \lambda} \Delta L \right) - n_{\text{eff},c} \frac{\partial \theta_q}{\partial \lambda} d = m. \quad (2.17)$$

En utilisant (2.16), le premier terme s'exprime en fonction de m :

$$\frac{\partial n_{\text{eff},c}}{\partial \lambda} (\theta_p - \theta_q)d + \frac{\partial n_{\text{eff},g}}{\partial \lambda} \Delta L = \frac{\lambda}{n_{\text{eff},g}} \frac{\partial n_{\text{eff},g}}{\partial \lambda} m + \xi (\theta_p - \theta_q)d \quad (2.18)$$

où ξ est un terme correcteur dépendant des variations d'indice effectif entre les coupleurs et les guides :

$$\xi = \frac{\partial n_{\text{eff},c}}{\partial \lambda} - \frac{\partial n_{\text{eff},g}}{\partial \lambda} \frac{n_{\text{eff},c}}{n_{\text{eff},g}}. \quad (2.19)$$

On en déduit l'expression de la dispersion angulaire :

$$\frac{\partial \theta_q}{\partial \lambda} = -\frac{m}{n_{\text{eff},c}d} \left(1 - \frac{\lambda}{n_{\text{eff},g}} \frac{\partial n_{\text{eff},g}}{\partial \lambda} \right) + \frac{1}{n_{\text{eff},c}} \xi (\theta_p - \theta_q). \quad (2.20)$$

Le déplacement du point focal s'exprime en fonction de l'ordre m et de la période d du réseau. Dans le cas de l'InP, la dispersion du matériau participe à une augmentation de 10% de la dispersion angulaire. Dans l'approximation des petits angles, la déviation apportée par le terme correcteur ξ est négligeable.

Les guides de sortie du second coupleur sont répartis sur le cercle de Rowland en tenant compte du déplacement du point focal. D'après (2.20), et en négligeant ξ , pour respecter un écart en longueur d'onde $\Delta\lambda$ entre deux sorties adjacentes, l'écart angulaire φ entre deux guides doit être de :

$$\varphi = \frac{m\Delta\lambda}{n_{\text{eff},c}d} \left(1 - \frac{\lambda}{n_{\text{eff},g}} \frac{\partial n_{\text{eff},g}}{\partial \lambda} \right) \quad (2.21)$$

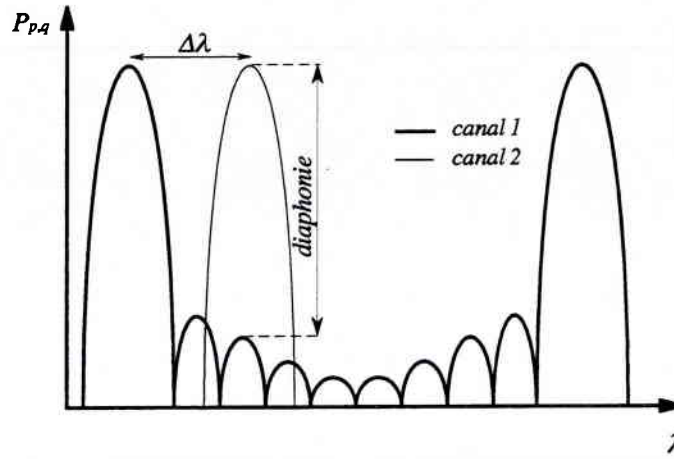


Figure 2.8 : Superposition des réponses spectrales de deux canaux adjacents. Les lobes principaux doivent être suffisamment distants et étroits pour limiter la diaphonie entre canaux. De même, l'ISL doit être suffisamment important de manière à ce que le démultiplexeur puisse supporter le nombre de canaux nécessaires.

2.3.2.3 Diaphonie

On introduit un critère de performance du filtre, indiquant la proportion de puissance lumineuse parasite couplée dans les guides de sortie. Pour cela, on définit la diaphonie d'un canal 1 par rapport à un canal 2 comme le rapport des puissances lumineuses aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 couplées dans le guide de sortie correspondant au canal 2 (cf. Figure 2.8). La diaphonie du démultiplexeur est ensuite définie comme la plus forte valeur des diaphonies enregistrées entre les différents canaux.

Il est intéressant, à ce niveau, d'introduire un critère de séparation des lobes principaux de deux canaux adjacents :

$$h = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} \quad (2.22)$$

h représente le nombre de lobes principaux entre deux canaux adjacents. Ceux-ci peuvent être considérés comme entièrement séparés pour $h \geq 1$.

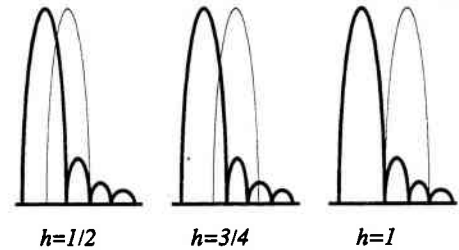


Figure 2.9 : Superposition des réponses spectrales de deux canaux pour différentes valeurs du paramètre h

En substituant la valeur de $\delta\lambda$ fonction de h dans l'expression (2.15), on obtient une relation reliant l'ordre m du réseau au critère h :

$$m = \frac{2h\lambda}{M\Delta\lambda \left(1 - \frac{\lambda}{n_{eff,g}} \frac{\partial n_{eff,g}}{\partial \lambda} \right)}. \quad (2.23)$$

De même, en utilisant (2.15) et (2.21), l'écart angulaire entre deux sorties adjacentes s'exprime en fonction de h :

$$\varphi = \frac{2h\lambda}{Mn_{eff,c}d}. \quad (2.24)$$

2.3.2.4 Choix des paramètres

Ce paragraphe récapitule l'ensemble des formules déjà décrites, permettant de calculer les différents paramètres du démultiplexeur en longueur d'onde. Suivant les spécifications données pour le calibrage du filtre, il existe ou non des degrés de liberté pour fixer ces paramètres. Cependant, il est pratique de procéder suivant un ordre défini, que nous décrivons ici.

Le premier paramètre à fixer est l'*Intervalle Spectral Libre*. Celui-ci doit être suffisamment important pour contenir tous les canaux à démultiplexer. Si par exemple le démultiplexeur comporte 8 canaux espacés de 2 nm, il faudra prévoir un *ISL* supérieur à $8 \times 2 = 16$ nm, sans quoi plusieurs longueurs d'onde seront couplées dans une même sortie. L'*ISL* peut aussi être fixé suivant d'autres considérations. Ainsi dans les réseaux WDM (cf. p.4), il est préférable de choisir un *ISL* supérieur à la bande passante optique des amplificateurs optiques^{††}, afin de filtrer au maximum le bruit amplifié dû à l'émission spontanée de ces derniers.

Une fois l'*ISL* fixé, la *bande passante optique* du démultiplexeur doit être déterminée. Deux critères sont à prendre en considération : la diaphonie entre canaux, et la précision du pic du filtre. Le calibrage du filtre doit en effet tenir compte de la fluctuation des longueurs d'onde au sein du système, due en particulier aux variations de température ou de polarisation, ainsi qu'à la dérive du filtre lui-même, pour des raisons identiques. Un filtre dit « plat », c'est-à-dire un filtre dont la réponse en longueur d'onde présente un plateau en son sommet, sera beaucoup plus tolérant vis-à-vis des dérives du système. Il s'agit d'un facteur très important qui ne doit pas être négligé. Pour ces raisons, la bande passante optique résulte d'un compromis entre la diaphonie et la tolérance du filtre à la dérive. En l'absence d'un procédé d'aplatissement de la réponse, le compromis idéal est le cas $h \sim 1$ (cf. Figure 2.9). Le nombre de guides M du réseau est alors immédiatement déterminé par la résolution $\Delta\lambda$ du démultiplexeur :

$$M = \frac{2ISL}{\delta\lambda} = \frac{2hISL}{\Delta\lambda} \approx \frac{2ISL}{\Delta\lambda}. \quad (2.25)$$

La longueur d'onde centrale λ_0 du filtre étant fixée (pour θ_p et θ_q nuls), l'ordre du réseau est ensuite donné par la relation :

$$m = \frac{2h\lambda_0}{M\Delta\lambda \left(1 - \frac{\lambda}{n_{eff,g}} \frac{\partial n_{eff,g}}{\partial \lambda} \right)} \quad (2.23)$$

^{††} de l'ordre de 30 nm

ce qui conduit en utilisant (2.16) au pas du réseau :

$$\Delta L = \frac{m\lambda_0}{n_{\text{eff},s}} \quad (2.26)$$

Enfin l'écart angulaire des guides de sortie est donné par :

$$\varphi = \frac{2h\lambda_0}{Mn_{\text{eff},c}d} \quad (2.24)$$

2.3.3 Cas d'un éclairage non uniforme du réseau

Le cas d'un éclairage uniforme du réseau n'existe pas dans la réalité. Il permet simplement de donner une forme analytique à tous les paramètres du démultiplexeur. Cependant la plupart des formules décrites précédemment restent valables lorsque l'éclairage n'est plus uniforme, et servent au calibrage du démultiplexeur. Seules la bande passante optique et la diaphonie sont affectées, et un examen approfondi est nécessaire afin de les déterminer avec plus de précision.

2.3.3.1 Eclairage Gaussien

L'éclairage du réseau est toujours déterminé par la diffraction de l'onde incidente dans le premier coupleur. Dans le cas le plus général, la forme de l'onde dans le guide d'entrée peut-être assimilée à une Gaussienne. Dans l'approximation de Fresnel et en l'absence de couplage entre les guides d'entrée, la forme Gaussienne de l'onde diffractée est conservée au cours de sa propagation [55]. Elle conditionne les coefficients d'excitation c_s , qui sont donnés par le couplage du mode diffracté dans les guides du réseau. La puissance $\mathcal{P}_{p,q}$ ne s'écrit plus sous une forme mathématique simple.

Un calcul numérique montre que l'influence des coefficients d'excitation sur la réponse spectrale a deux effets : le premier est un élargissement du lobe principal du filtre, et le second un affaissement des lobes secondaires, comme indiqué Figure 2.10.

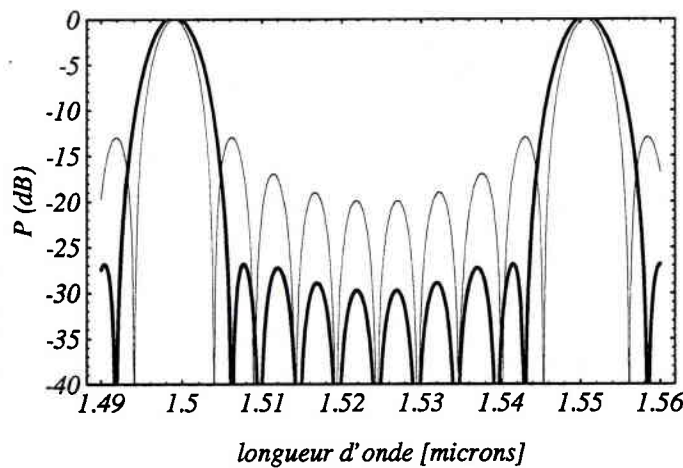


Figure 2.10 : Réponse spectrale du démultiplexeur avec un éclairage Gaussien du réseau (trait gras), comparée à la réponse avec un éclairage uniforme (trait fin). En bord de réseau, le coefficient d'excitation vaut 30% du coefficient d'excitation au centre.

Paradoxalement, ce qui peut apparaître comme un défaut du filtre, se révèle être, en fait, un avantage. En effet, l'affaïssissement des lobes secondaires contribue à une diminution de la diaphonie du démultiplexeur. Quant à l'élargissement du lobe principal du filtre, il peut être aisément compensé par une réduction de l'*ISL*, ou une augmentation du nombre de guides dans le réseau. Il n'y a aucune raison a priori à vouloir rendre uniforme l'éclairement du réseau, en modifiant la forme de l'onde avant son entrée dans le coupleur [56].

2.3.3.2 Eclairement Sinus cardinal

Dans le but d'augmenter les tolérances du filtre à la dérive des longueurs d'onde du système, on cherche à aplatir la réponse du filtre en son sommet, le cas idéal étant la réponse « carrée ». Une telle réponse est tout à fait réalisable en théorie [57]. Il suffit de constater que l'amplitude du champ à la sortie du second coupleur s'écrit comme la transformée de Fourier discrète de la suite des coefficients d'excitation c_s . D'après (2.4) et (2.5) :

$$\mathcal{A}_{p,q} = \sum_{s=0}^{M-1} c_s \exp(2\pi j s (n_{eff,c}(\theta_p - \theta_q)d + n_{eff,g}\Delta L)). \quad (2.27)$$

Dans ces conditions, on sait que pour obtenir une fenêtre rectangulaire en sortie, le signal « échantillonné » doit être un sinus cardinal. Sachant que le nombre de guides dans le réseau est limité dans l'espace, la fenêtre rectangle ne pourra jamais être parfaite. Cependant, la Figure 2.11 montre qu'avec un nombre relativement modeste de guides, on peut aplatir la réponse de manière convenable.

Appliquer un tel éclairement au réseau nécessite certaines concessions, en particulier sur les pertes du dispositif. A partir d'un éclairement quelconque, il faut modéliser la phase et l'amplitude de chacun des guides du réseau pour approcher au mieux la fonction sinus cardinal. Si, pour ce qui est du premier, le problème se résout aisément en ajustant la longueur des guides pour obtenir le déphasage adéquat, le second nécessite une

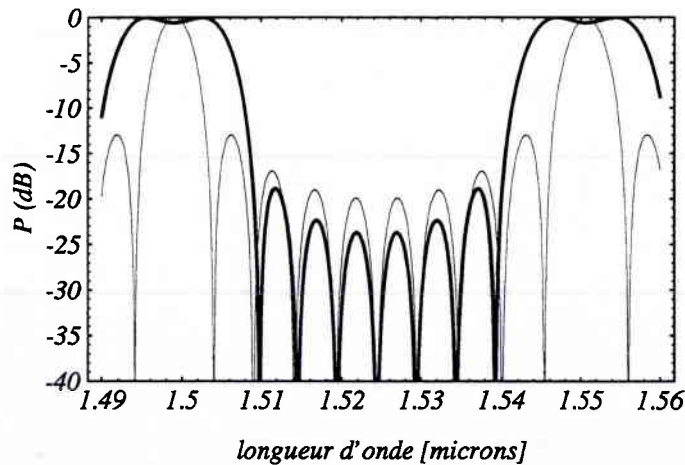


Figure 2.11 : Réponse spectrale du démultiplexeur avec un éclairement en sinus cardinal du réseau (trait gras), comparée à la réponse avec un éclairement uniforme (trait fin). La fonction sinus cardinal comporte un lobe principal et un lobe secondaire de part et d'autre du lobe principal. En augmentant le nombre de guides (ici égal à 10) et en échantillonnant un nombre plus important de lobes secondaires, la réponse obtenue se rapproche de la réponse carrée.

atténuation, voir une extinction de l'amplitude des guides correspondant aux points d'annulation de la fonction sinus cardinal. De plus, le contrôle de la phase et de l'amplitude doit être rigoureux pour obtenir une réponse proche de la réponse carrée. Pour l'ensemble de ces raisons, cette solution très attrayante en théorie est beaucoup moins intéressante en pratique.

D'autres solutions plus faciles à mettre en œuvre sont exposées dans le chapitre 4, p 83.

3. Choix et optimisation d'une structure guidante

Dans le chapitre précédent, nous avons analysé les paramètres qui caractérisent le démultiplexeur à réseau de guides, indépendamment du matériau utilisé ou de l'application à laquelle il est destiné.

Nous allons présenter dans ce chapitre une structure sur InP qui nous permettra de surmonter le problème de sensibilité des démultiplexeurs à réseau de guides à la polarisation de l'onde incidente. Au préalable, nous rappellerons quelques principes élémentaires d'optique guidée, pour définir ensuite la biréfringence des guides et étudier ses conséquences sur le démultiplexeur. Quelques autres solutions pour rendre son fonctionnement indépendant de la polarisation seront analysées.

Dans une dernière partie, nous mettrons en évidence les effets néfastes d'une transition abrupte entre un guide droit et un guide courbe, et proposerons une solution originale consistant à insérer une section à courbure progressive entre les deux guides.

3.1 Le guide optique

Le but de cette section n'est pas de refaire la théorie électromagnétique des guides d'onde, mais d'introduire à travers une approche physique la nature des modes de propagation, avec les notions d'indice effectif et de biréfringence, indispensables à la compréhension des problèmes liés au démultiplexeur et qui seront exposés par la suite. Pour ce faire, une approche intuitive a été préférée à une démonstration plus formelle. Les guides optiques sont appréhendés à l'aide de l'optique géométrique plutôt qu'avec l'optique physique. Pour plus d'information sur la théorie des guides d'onde, le lecteur pourra se référer à de multiples ouvrages sur le sujet [58],[59].

3.1.1 Le guide plan

L'étude du guide plan aboutit à une description mathématique des modes de propagation. Le guide plan possède une structure géométrique particulièrement simple, dont les propriétés peuvent s'étendre à des structures plus complexes, moyennant certaines approximations.

3.1.1.1 Le mode optique

Le guide plan décrit Figure 3.1 est constitué d'une couche guidante d'indice n , comprise entre deux couches de confinement d'indice $n_c < n$.

Considérons une onde plane, avec son vecteur d'onde associé dans le vide $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Un rayon lumineux issu de cette onde plane se propage dans la couche guidante avec un angle θ par rapport aux plans des couches. D'après la loi de Descartes, ce rayon subit une réflexion interne totale aux interfaces lorsque l'angle θ est inférieur à une valeur limite, appelée angle critique $\theta_c = \text{Arccos}\left(\frac{n_c}{n}\right)$. Le rayon optique est alors « piégé » au sein de la couche guidante.

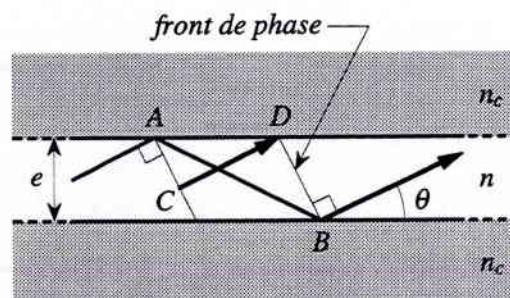


Figure 3.1 : Le guide plan est constitué d'une couche guidante comprise entre deux couches d'indice inférieur. Le rayon optique se propage dans la couche guidante avec un angle θ par rapport au plan des couches.

A chaque réflexion aux interfaces, l'onde plane subit un déphasage qui est fonction de sa polarisation. Les réflectivités dans le cas d'une polarisation TE (champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence) et dans le cas d'une polarisation TM (champ magnétique perpendiculaire au plan d'incidence) sont données par les équations de Fresnel :

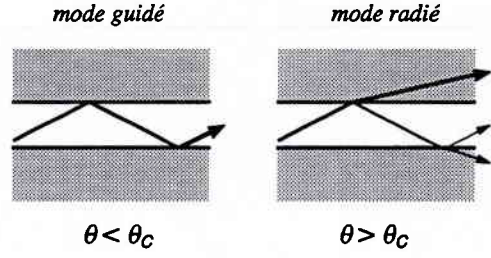


Figure 3.2 : Lorsque l'angle d'incidence est inférieur à l'angle critique, l'onde est piégée dans la couche guidante ; dans le cas contraire, elle est radiée dans les couches de confinement.

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{R}_{TE} = \frac{n \sin \theta - \sqrt{n_c^2 - n^2 \cos^2 \theta}}{n \sin \theta + \sqrt{n_c^2 - n^2 \cos^2 \theta}} \\ \mathcal{R}_{TM} = \frac{n_c^2 \sin \theta - n \sqrt{n_c^2 - n^2 \cos^2 \theta}}{n_c^2 \sin \theta + n \sqrt{n_c^2 - n^2 \cos^2 \theta}} \end{array} \right. \quad (3.1)$$

Suivant les valeurs de θ , la réflectivité $\mathcal{R}$ de l'onde est réelle ou complexe, ce qui conduit à une onde radiée ou guidée (cf. Figure 3.2). Nous ne nous intéresserons qu'au cas de la propagation guidée, pour lequel θ vérifie la relation $\theta < \theta_c$; la réflectivité de l'onde est complexe et s'écrit également sous la forme :

$$\mathcal{R} = \frac{a + jb}{a - jb} = e^{2j\phi}, \quad \text{avec} \quad \tan \phi = \frac{b}{a}. \quad (3.2)$$

En introduisant le paramètre β défini comme la projection du vecteur d'onde dans la couche guide sur l'axe de propagation :

$$\beta = nk \cos \theta \quad (3.3)$$

on déduit les expressions des demi-déphasages ϕ_{TE} et ϕ_{TM} :

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_{TE} = \text{Arctg} \left(\frac{\sqrt{\beta^2 - n_c^2 k^2}}{\sqrt{n^2 k^2 - \beta^2}} \right) \\ \phi_{TM} = \text{Arctg} \left(\frac{n^2 \sqrt{\beta^2 - n_c^2 k^2}}{n_c^2 \sqrt{n^2 k^2 - \beta^2}} \right) \end{array} \right. \quad (3.4)$$

L'onde est à proprement parler guidée à la seule condition que tous les rayons se propageant dans la même direction interfèrent de façon constructive entre eux. Autrement dit, tous les points de l'onde plane appartenant au même front de phase doivent être

déphasés d'un multiple de 2π . Considérant le rayon CD de la Figure 3.1, et le rayon AB ayant subi deux réflexions, cette condition sur la phase se traduit par :

$$n(AB - CD)k - 2\phi - 2\phi = 2\ell\pi \quad \ell \in \mathbb{IN} \quad (3.5)$$

avec $AB - CD = 2e \sin \theta$.

L'équation (3.5) s'écrit encore sous la forme :

$$e\sqrt{n^2k^2 - \beta^2} - 2\phi = \ell\pi \quad \ell \in \mathbb{IN}. \quad (3.6)$$

Cette équation est appelée *équation aux valeurs propres*. Il s'agit d'une équation non linéaire de la variable β . Il en découle la propriété suivante : la propagation de l'onde dans le guide optique n'est possible que pour des valeurs discrètes de β , c'est-à-dire de θ . Chaque valeur de β représente un *mode* de propagation. Le *mode fondamental* correspond à la plus forte valeur de β . Pour le guide plan symétrique, le mode fondamental existe toujours, ce qui n'est pas toujours le cas des modes d'ordres supérieurs. En particulier, il existe une valeur limite de la largeur w du guide, en deçà de laquelle seul le mode fondamental se propage. On parle alors de *structure monomode*.

3.1.1.2 L'indice effectif

La variable β solution de l'équation aux valeurs propres (3.6) est aussi appelée *constante de propagation* du mode d'ordre ℓ . On écrit β sous la forme :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} = k n_{\text{eff}} \quad (3.7)$$

où n_{eff} est appelé *indice effectif* du guide plan pour le mode considéré. On remarque que dans les conditions de guidage, la valeur de l'indice effectif est toujours encadrée par l'indice de la couche guidante et l'indice des couches de confinement :

$$\left. \begin{array}{l} n_{\text{eff}} = n \cos \theta \\ \theta < \theta_c \end{array} \right\} \Rightarrow n_c < n_{\text{eff}} < n \quad (3.8)$$

3.1.1.3 Distribution de champ

La distribution du champ est différente pour chaque mode ; nous ne la calculerons que pour la polarisation TE.

L'amplitude complexe du champ dans le guide plan résulte de la superposition de deux ondes planes se propageant le long de l'axe z avec les angles θ_ℓ et $-\theta_\ell$, comme illustré par la Figure 3.3. Ces deux ondes, de même amplitude, sont déphasées de $\ell\pi$ au centre du guide. Dans la couche guidante, l'amplitude normalisée de l'onde résultante s'écrit donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{E}_{y,\ell}(x) = \cos(\kappa_\ell x) e^{-j\beta_\ell z}, \quad \text{pour } \ell \text{ pair} \\ \mathcal{E}_{y,\ell}(x) = \sin(\kappa_\ell x) e^{-j\beta_\ell z}, \quad \text{pour } \ell \text{ impair} \end{array} \right. \quad |x| \leq \frac{e}{2} \quad (3.9)$$

avec $\kappa_\ell = \sqrt{n^2 k^2 - \beta_\ell^2}$, où β_ℓ est la constante de propagation du mode d'ordre ℓ . Le calcul du champ à l'extérieur de la couche guidante nécessite l'abandon momentané de l'approche géométrique au profit de la théorie des ondes électromagnétiques. Ainsi, l'équation de Helmholtz

$$(\nabla_{x,y}^2 + n^2 k^2) \mathcal{E}_{y,\ell}(x, z) = 0 \quad (3.10)$$

et la continuité du champ aux interfaces conduisent à l'expression du champ dans les couches de confinement :

$$\begin{cases} \mathcal{E}_{y,\ell}(x) = \cos(\kappa_\ell \frac{e}{2}) e^{-\gamma_\ell |x|} e^{-j\beta_\ell z}, & \text{pour } \ell \text{ pair} \\ \mathcal{E}_{y,\ell}(x) = \sin(\kappa_\ell \frac{e}{2}) e^{-\gamma_\ell |x|} e^{-j\beta_\ell z}, & \text{pour } \ell \text{ impair} \end{cases} \quad |x| \geq \frac{e}{2} \quad (3.11)$$

avec $\gamma_\ell = \sqrt{\beta_\ell^2 - n_c^2 k^2}$.

Notons alors que la distribution d'intensité dans le guide optique est le résultat de la superposition des champs du mode propre et des modes d'ordres supérieurs, s'ils existent. Le distribution du champ total s'écrit :

$$\mathcal{E}_y = \sum_\ell a_\ell \mathcal{E}_{y,\ell} \quad (3.12)$$

où le coefficient a_ℓ représente le taux d'excitation du mode d'ordre ℓ . Toute onde en apparence quelconque se propageant dans un guide se décompose sur la base orthonormée des $\{\mathcal{E}_{y,\ell}\}_\ell$.

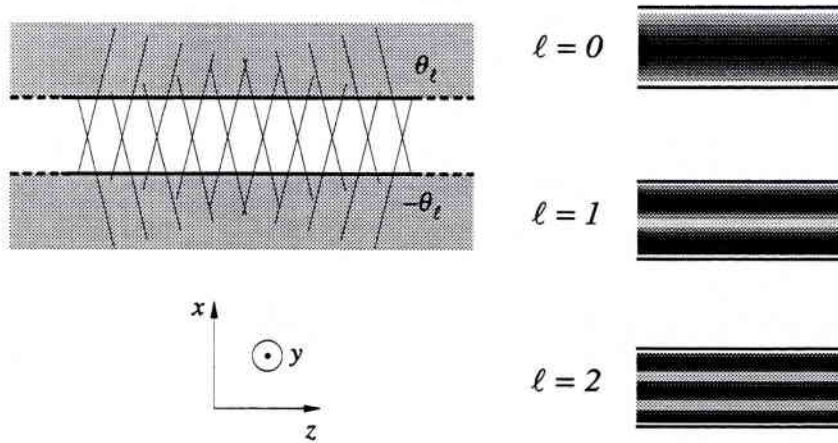


Figure 3.3 : La superposition de deux ondes planes à des angles discrets correspondant aux modes d'ordre ℓ donne lieu à différentes figures d'interférence, représentées en intensité pour les trois premiers modes sur les dessins de droite. Les zones claires correspondent aux faibles intensités et les zones sombres aux fortes intensités.

3.1.2 Le guide à section rectangulaire

Nous citons ici les deux méthodes de calcul d'indice effectif que nous avons utilisées pour optimiser la structure de nos dispositifs : la méthode des indices effectifs et la méthode de calcul vectoriel par éléments finis.

Dans la pratique, le guide à section rectangulaire est le plus souvent étudié à partir du guide plan, à l'aide de la méthode des indices effectifs. Le problème à deux dimensions est ramené à un problème à une dimension, plus simple à résoudre. Néanmoins, cette méthode scalaire repose sur certaines approximations. Dans certains cas (forts sauts d'indice, calcul de biréfringence, etc.), il est nécessaire de recourir à une méthode plus exacte, mais aussi plus consommatrice en temps de calcul.

3.1.2.1 La méthode des indices effectifs

La méthode des indices effectifs consiste à remplacer la solution modale du guide à section rectangulaire par une combinaison de solutions modales de guides plans [60]. Ce concept, bien que relevant d'une approximation sur la décomposition du champ suivant les axes x et y par séparation des variables, est applicable à la plupart des structures guidantes.

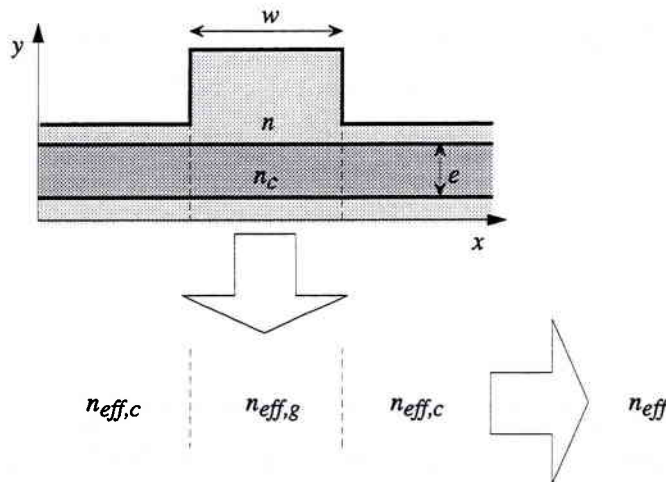


Figure 3.4 : La méthode des indices effectifs consiste à réduire le guide à 3 dimensions en un guide plan.

Le guide à section rectangulaire est supposé équivalent à un guide plan invariant suivant l'axe Oy . Les indices appliqués à ce guide correspondent aux indices effectifs de guides invariants suivant Ox (cf. Figure 3.4). Cette hypothèse n'est à priori justifiée que pour de faibles variations d'indice suivant Ox . Néanmoins, les valeurs calculées pour des sauts d'indices importants constituent une première approximation satisfaisante pour beaucoup d'applications.

3.1.2.2 La méthode de calcul par éléments finis

Lorsque le calcul de l'indice effectif nécessite une plus grande précision, ou lorsque la structure étudiée ne rentre pas dans le cadre de l'approximation faite avec la méthode des indices effectifs, il est nécessaire de recourir à une méthode de calcul à 2 dimensions.

Dans la méthode de calcul par éléments finis [61], le plan est découpé en cellules élémentaires. Dans chacune de ces cellules, la permittivité est constante. L'équation de Helmholtz est résolue dans chacune des cellules, en tenant compte de la continuité du champ aux frontières avec les cellules voisines.

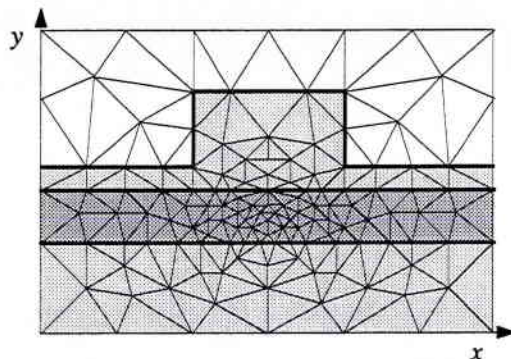


Figure 3.5 : La méthode de calcul de l'indice effectif par éléments finis s'applique sur un maillage adaptatif pour optimiser le temps de calcul.

La précision du calcul repose essentiellement sur la taille des cellules élémentaires et sur la proximité des bords de la fenêtre de calcul par rapport au centre du guide. Une meilleure précision se traduit donc par une augmentation du temps de calcul. L'utilisation d'éléments adaptatifs (cf. Figure 3.5) en fonction de l'amplitude du champ permet d'optimiser ces deux critères.

3.2 Sensibilité à la polarisation

La polarisation de l'onde à la sortie d'un système de transmission optique est un paramètre imprévisible. Dans la fibre optique, la polarisation peut tourner en fonction de la température, des contraintes mécaniques exercées sur la fibre, etc. Il est par conséquent indispensable pour le bon fonctionnement d'un système de disposer de composants dont le fonctionnement n'est pas perturbé par une modification incontrôlée de la polarisation.

Nous examinons ici l'influence de la polarisation sur le comportement du démultiplexeur. Plusieurs solutions qui ont été proposées dans la littérature pour s'affranchir des problèmes liés à la polarisation sont décrites.

3.2.1 Biréfringence

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.1.1.1 (p. 29), la réflectivité de l'onde aux interfaces est fonction de l'orientation des champs électrique et magnétique. La résolution de l'équation aux valeurs propres (3.6) fournit alors des solutions différentes suivant la polarisation de l'onde. La *biréfringence* du guide se caractérise par une variation des constantes de propagation entre les deux polarisations TE et TM de l'onde, et donc de l'indice effectif :

$$\Delta n_{TE/TM} = n_{eff,TE} - n_{eff,TM} \quad (3.13)$$

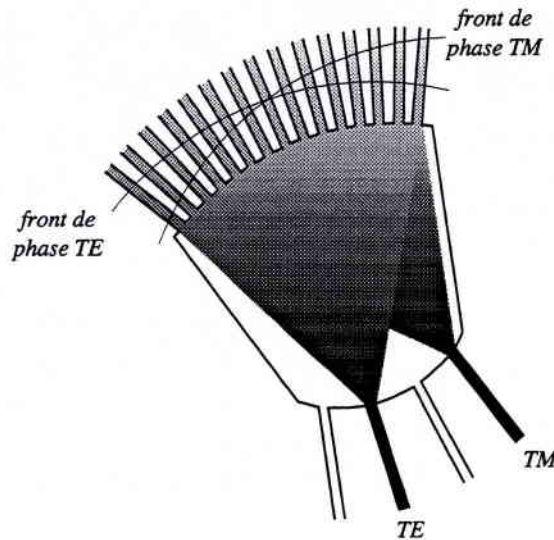


Figure 3.6 : Lorsque les guides du réseau sont biréfringents, l'onde non polarisée est divisée en deux dans le second coupleur.

3.2.2 Impact de la biréfringence sur le démultiplexeur

La définition de la biréfringence d'un corps transparent est la propriété que ce dernier a de diviser en deux le rayon lumineux qui le traverse. Comme nous allons le voir, cette définition s'applique parfaitement au démultiplexeur à réseau de guides dont les indices effectifs pour les deux polarisations seraient différents.

Examinons le comportement d'un tel démultiplexeur avec une onde monochromatique de polarisation quelconque. Toute onde peut être décomposée en la somme de deux ondes distinctes de polarisation TE et TM. Ces deux ondes se propagent dans les guides du réseau avec des vitesses de phase différentes $v_{TE} = \frac{c}{n_{eff,TE}}$ et $v_{TM} = \frac{c}{n_{eff,TM}}$. A la sortie du

réseau, les fronts de phase de ces deux ondes forment entre eux un angle $\varphi_{TE,TM}$ dépendant principalement du saut d'indice $\Delta n_{TE/TM}$ dans les guides du réseau. L'onde originale est donc séparée en deux faisceaux distincts comme indiqué Figure 3.6.

Concrètement, lorsque la polarisation de l'onde injectée dans le démultiplexeur tourne progressivement de la polarisation TE à la polarisation TM, la puissance optique dans la direction φ_{TE} chute, et la puissance optique dans la direction φ_{TM} augmente. Ceci se traduit par des variations de puissance dans les canaux de sortie et éventuellement par une augmentation de la diaphonie.

La réponse spectrale du démultiplexeur est bien entendu affectée. On observe en particulier un décalage $\Delta\lambda_{TE/TM} = \lambda_{TE} - \lambda_{TM}$ des pics du filtre entre les deux polarisations TE et TM. Dans la plupart des cas, les variations apportées sur l'Intervalle Spectral Libre (ISL) sont négligeables.

En tenant compte de l'approximation faite p.19 sur les variations d'indice entre les coupleurs et les guides, la dérivée de l'expression (2.4) par rapport à l'indice effectif fournit la relation :

$$\frac{\partial \Delta \Phi}{\partial n_{\text{eff},g}} = \frac{2\pi}{\lambda} ((\theta_p - \theta_q)d + \Delta L). \quad (3.14)$$

En identifiant les variations de phase dans les expressions (2.10) et (3.14) pour $\Delta \lambda_{TE/TM}$ et $\Delta n_{TE/TM}$, on déduit

$$\Delta \lambda_{TE/TM} = \lambda \frac{\Delta n_{TE/TM}}{n_{\text{eff},g}} \left(\frac{1}{1 - \frac{\lambda}{n_{\text{eff},g}} \frac{\partial n_{\text{eff},g}}{\partial \lambda}} \right). \quad (3.15)$$

3.2.3 Résolution du problème de sensibilité à la polarisation

S'il est un problème commun aux circuits optiques, c'est bien celui de la sensibilité à la polarisation. Concernant le démultiplexeur à réseau de guides, un certain nombre de solutions ont été proposées, que nous présentons dans cette partie, en expliquant brièvement le principe mis en oeuvre. Nous décrivons ensuite notre solution dans la partie qui suivra.

Nous avons relevé dans la littérature six solutions différentes pour rendre le démultiplexeur en longueur d'onde insensible aux variations de polarisation :

- par insertion d'une lame demi-onde au centre du réseau,
- par dépôt d'un film à biréfringence résiduelle sur le réseau,
- par utilisation de deux structures guidantes de biréfringences différentes,
- par un ajustement judicieux de l'*ISL*,
- par utilisation de couches contraintes,
- par utilisation d'une structure à biréfringence nulle.

3.2.3.1 Insertion d'une lame demi-onde

Cette technique a été la première solution proposée pour rendre le démultiplexeur à réseau de guides insensible à la polarisation. Elle a été démontrée avec succès pour des dispositifs en silice sur substrat en silicium [62]. Elle consiste à insérer au centre du réseau une lame de quartz d'épaisseur $\lambda/2$, avec son axe principal à 45° par rapport au plan des guides. Cette lame a la propriété de permuter les polarisations TE et TM. Les conditions de propagation deviennent alors symétriques pour les deux polarisations, et le pic de longueur d'onde final du spectre se situe entre les deux pics initiaux correspondants aux deux polarisations.

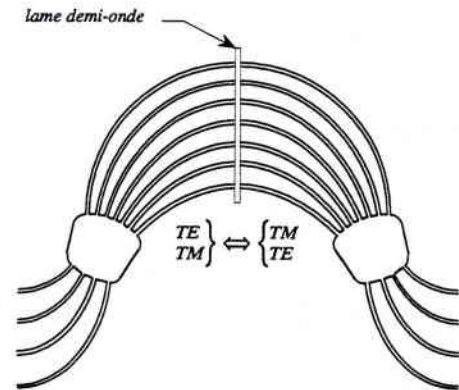


Figure 3.7 : L'insertion d'une lame demi-onde au centre du réseau rend les conditions de propagation symétriques pour les deux polarisations.

Le principal avantage de cette méthode est qu'elle reste valable quelle que soit la structure guidante employée. Par contre l'insertion de la lame entraîne une augmentation des pertes totales du dispositif, de l'ordre de 0,5 dB pour la silice, et sans doute beaucoup plus pour l'InP, dans la mesure où il n'existe pas de lame demi-onde avec un indice de réfraction proche de celui de l'InP.

3.2.3.2 Dépôt d'un film à contrainte résiduelle sur le réseau

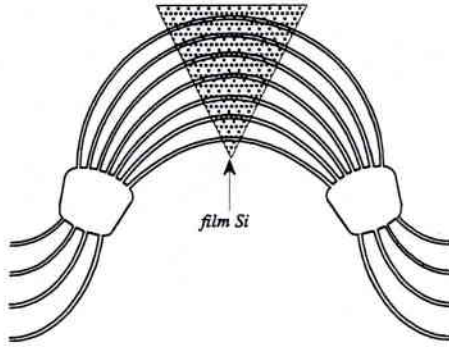


Figure 3.8 : Pour les dispositifs en silice sur silicium, un film de silicium est déposé sur le réseau pour contrebalancer la contrainte apportée par le substrat.

L'origine de la biréfringence dans les guides silice sur substrat en silicium provient de la différence des coefficients de dilatation des deux matériaux, qui induit une contrainte apportée lors de la fabrication du composant. Pour éliminer la biréfringence du guide, il a été proposé de déposer un film en silice possédant une contrainte résiduelle, afin de contrebalancer celle apportée par le substrat sur les guides [28].

Cette technique possède l'avantage sur la précédente de ne pas augmenter les pertes du dispositif. Elle est efficace pour la silice, mais ne s'applique pas à tous les matériaux. En particulier, elle ne s'applique pas à l'InP, pour lequel le substrat utilisé est constitué du même matériau que la structure des guides.

3.2.3.3 Double structure guidante

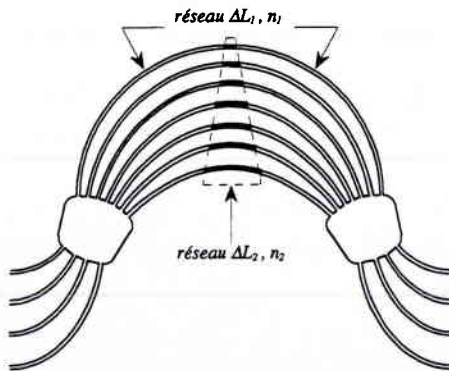


Figure 3.9 : L'insertion d'un second réseau inversé dans le réseau de guides peut compenser la biréfringence du dispositif.

Pour la réalisation de dispositifs sur InP, d'autres techniques de compensation ont été démontrées. Une de ces techniques consiste à employer dans le réseau deux structures guidantes avec des biréfringences non nulles mais différentes [34]. Le principe réside dans la succession de deux réseaux inversés de guides, de pas distincts ΔL_1 et ΔL_2 . La variation de l'écart de phase (2.4) entre les deux polarisations devient :

$$\Delta\Phi_{TE/TM} = \frac{2\pi}{\lambda} (\Delta n_{TE/TM,1} \Delta L_1 - \Delta n_{TE/TM,2} \Delta L_2) \quad (3.16)$$

Par un ajustement des différences de marche des deux réseaux, on obtient un dispositif globalement indépendant de la polarisation.

Cette technique s'est avérée efficace pour différentes structures sur InP [44],[63]. Elle nécessite cependant une bonne connaissance des indices des structures guidantes de manière à ajuster correctement le pas des réseaux. Ceci sous-entend une maîtrise des paramètres technologiques dans la réalisation des structures guidantes : composition des matériaux, épaisseur des couches, profondeur de gravure, homogénéité, etc.

3.2.3.4 Ajustement de l'ISL

Il est également possible de rendre le dispositif insensible à la polarisation sans compromis sur la structure guidante, en tirant profit de la biréfringence des guides. Il suffit pour cela de faire coïncider l'ordre m d'une polarisation avec l'ordre $m+1$ de l'autre polarisation, de manière à vérifier la relation $\Delta\lambda_{TE/TM} = ISL$. Il s'agit plus ici d'une astuce que d'une technique à proprement parler, dans la mesure où la biréfringence du guide persiste et où l'écart de phase en sortie de réseau diffère d'une polarisation à l'autre. Finalement, la réponse spectrale du filtre change avec la polarisation sans que cela ne perturbe le fonctionnement du dispositif.

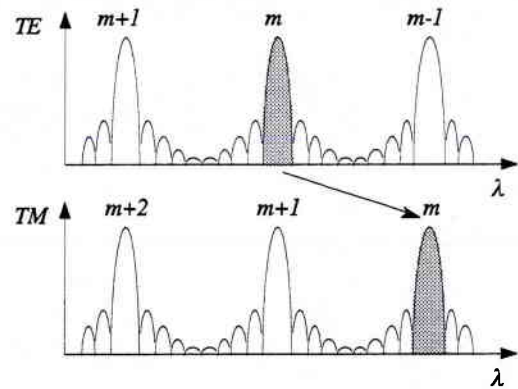


Figure 3.10 : Les spectres des deux polarisations sont décalés d'un ordre.

Là encore quelques réalisations sur InP viennent attester l'efficacité de l'artifice [29],[64]. Malheureusement, la principale limitation réside dans une plage utile de longueur d'onde largement restreinte, puisque l'ensemble des longueurs d'onde à démultiplexer doit tenir dans la gamme $\Delta\lambda_{TE/TM}$, en général inférieure à une dizaine de nanomètres.

3.2.3.5 Structures contraintes

La biréfringence introduite dans la section 3.2.1 est directement liée à la structure géométrique du guide. Or il est aussi possible d'introduire une biréfringence dans le matériau lui-même par le biais d'une contrainte axiale dans la couche guidante. C'est une modification de composition en éléments III ou V qui permet de générer de la contrainte dans le matériau en l'éloignant de l'accord de maille avec les autres couches. Cette biréfringence liée au matériau peut alors en théorie compenser la biréfringence liée à la structure, si celle-ci lui est opposée.

Deux tentatives ont été répertoriées [65],[66]. Les deux réalisations ont montré l'influence de la contrainte sur la biréfringence, sans aboutir à un dispositif insensible à la polarisation.

3.2.3.6 Structure à biréfringence nulle

La structure à biréfringence nulle la plus connue est la structure à section carrée enterrée, pour laquelle les conditions de propagation sont symétriques suivant les axes x ou y . Il s'agit de la structure naturellement employée dans la réalisation de composants en silice sur silicium. Cependant les contraintes mentionnées dans le paragraphe 3.2.3.2 rendent le dispositif sensible à la polarisation. Ce problème peut être contourné en utilisant le même matériau pour le substrat et les guides [52],[67].

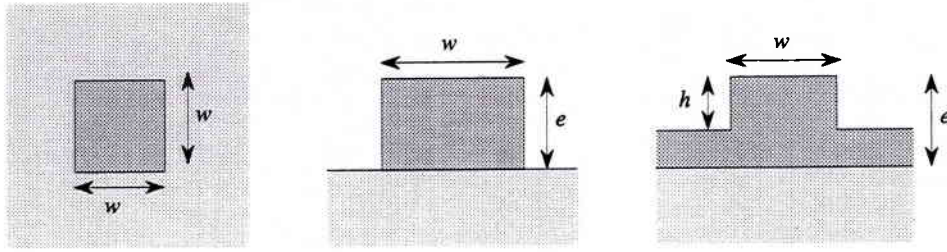


Figure 3.11 : Schémas de trois structures guidantes à biréfringence nulle.

Une structure à section carrée enterrée a également été employée sur InP [36]. Les résultats sont convaincants, mais la réalisation technologique nécessite une seconde étape d'épitaxie afin de recouvrir les guides.

Il existe d'autres structures pour lesquelles la biréfringence s'annule. Un fort saut d'indice latéral permet par exemple de compenser la biréfringence introduite par la dissymétrie du guide [31]. Lorsque le sujet de cette thèse a été défini, une telle structure avait déjà été appliquée à la réalisation de démultiplexeurs en longueur d'onde dans les laboratoires d'Alcatel Alsthom Recherche [68]. L'un des objectifs de notre travail a été d'approfondir l'étude d'une structure à biréfringence nulle fortement gravée, que nous décrivons en détail dans la partie qui suit.

3.3 Structure fortement gravée à biréfringence nulle

L'insensibilité du démultiplexeur à la polarisation est une propriété indispensable pour l'utilisation du composant au sein d'un système. Cependant, le choix d'une technique particulière pour y parvenir n'est pas immédiat. En effet, en plus des critères de performance des dispositifs, ce choix doit prendre en considération certains autres critères, comme la difficulté de réalisation, la reproductibilité, etc. Il est également essentiel de tenir compte de l'évolution à laquelle le composant est destiné. Notre objectif est l'intégration du démultiplexeur avec des amplificateurs optiques à semi-conducteur (cf. p. 5). C'est pourquoi d'autres critères comme la compacité, le rendement de fabrication ou « l'aptitude à l'intégration » sont aussi importants.

Nous avons opté pour une structure à biréfringence nulle fortement gravée, d'une réalisation particulièrement simple et présentant l'avantage d'être peu sensible aux paramètres technologiques, ce qui garantit des résultats homogènes et reproductibles. De plus, son fort saut d'indice latéral autorise des courbures extrêmement faibles, augmentant ainsi la compacité du composant.

3.3.1 Description

Le guide fortement gravé à biréfringence nulle est décrit Figure 3.12. Au dessus du substrat d'InP, l'empilement des couches assurant le guidage vertical de l'onde est constitué d'une couche de quaternaire GaInAsP d'épaisseur $e = 1 \mu\text{m}$, surmontée d'une couche d'InP d'épaisseur $h_1 = 1 \mu\text{m}$. Le guidage latéral est obtenu par gravure des

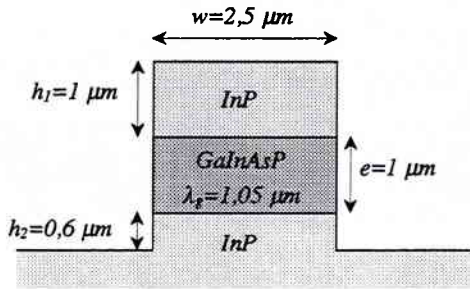


Figure 3.12 : Schéma du guide fortement gravé à biréfringence nulle.

matériaux de part et d'autre du ruban de largeur $w = 2,5 \mu\text{m}$. La gravure est profonde, c'est-à-dire que la couche de quaternaire est surélevée d'une hauteur notée h_2 non nulle par rapport au fond de gravure. L'influence de la profondeur de gravure sur l'indice effectif et donc sur la biréfringence du guide est négligeable au delà d'une certaine valeur. Il en est de même de l'épaisseur de la couche supérieure d'InP au dessus de la couche de quaternaire. Les valeurs indiquées de h_1 et h_2 sur la Figure 3.12 sont des valeurs minimales, au delà desquelles la biréfringence n'évolue plus.

Les indices effectifs sont déterminés par la méthode de calcul par éléments finis pour les raisons invoquées au paragraphe 3.1.2. Les indices de réfraction des matériaux sont calculés à l'aide de la méthode développée par Broberg et Lindgren [69]. A l'accord de maille avec l'InP, la composition du quaternaire, et donc son indice, est caractérisé par la longueur d'onde λ_g associée à la largeur de bande interdite. Pour $\lambda_g = 1,05 \mu\text{m}$, les indices effectifs sont identiques pour les deux polarisations TE et TM à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$, comme le montre la Figure 3.13.

La méthode de calcul par éléments finis renseigne également sur l'éventuelle multimodalité de la structure, qui peut avoir un effet néfaste sur la diaphonie du démultiplexeur [70]. En effet, un mode d'ordre supérieur se propage dans le réseau avec un indice effectif différent du mode fondamental et crée à la sortie un ou plusieurs lobes « fantômes » indésirables, dont les intensités dépendent du taux d'excitation de ce mode. Le guide fortement gravé a été dimensionné de manière à respecter la condition de monomodalité autour de la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$.

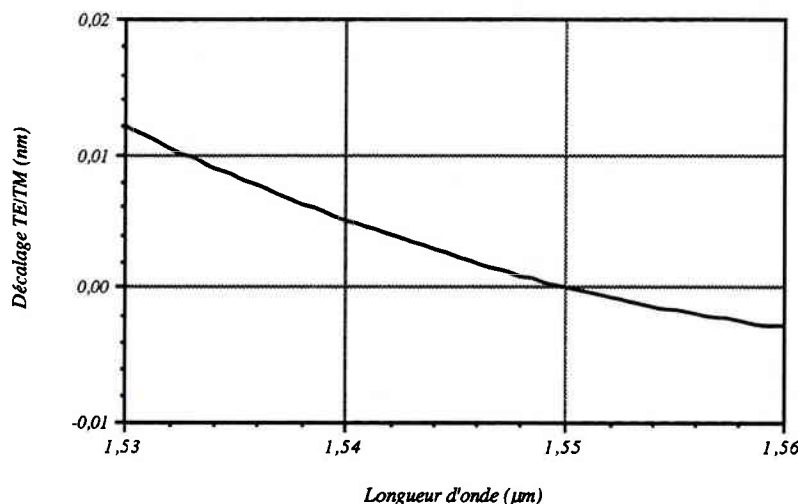


Figure 3.13 : Evolution du décalage entre les pics TE et TM en fonction de la longueur d'onde. Le décalage TE/TM est déterminé en utilisant relation (3.15), $\Delta n_{\text{TE/TM}}$ étant calculé par éléments finis.

3.3.2 Réalisation

Les différentes couches constituant la structure verticale du guide sont réalisées par épitaxie en ultravide sur un substrat d'InP à l'aide de sources solides pour les éléments III et gazeuses pour les éléments V (GS-MBE^{††}). Ce procédé de croissance des semi-conducteurs permet de contrôler avec une bonne précision la composition et les épaisseurs des couches, avec une bonne homogénéité sur une plaque de 2 pouces de diamètre (cf. Tableau 3.1).

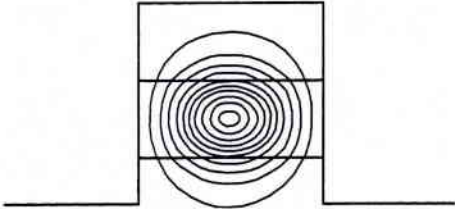


Figure 3.14 : Lignes iso-intensités (vecteur de Poynting) du mode fondamental du guide fortement gravé. L'indice effectif, identique pour les deux polarisations TE et TM, est de 3,203 à la longueur d'onde 1,55 μm .

Compte tenu des changements d'orientation des guides formant le réseau du démultiplexeur, leur gravure devra nécessairement être anisotrope. Sont donc exclues les gravures chimiques, qui révèlent les plans cristallographiques des semi-conducteurs. Nous avons utilisé la gravure ionique réactive, ou RIE^{§§}, à base de méthane et d'hydrogène, associant les effets chimiques et physiques par bombardement d'ions, afin « d'usiner » la surface du semi-conducteur et aboutir à des flancs de gravure quasi verticaux quelle que soit l'orientation du guide.

La gravure du guide ne comporte qu'une seule étape de masquage, décrite Figure 3.15. Une couche de silice est préalablement déposée sur l'ensemble de la plaque. Puis celle-ci est enduite d'une couche de résine. La résine est ensuite insolée au travers d'un masque de quartz comportant le dessin des guides en chrome. Après révélation de la résine, le motif présent sur le masque est reporté à l'identique sur la plaque. La résine sert alors elle-même de masque pour la silice qui est gravée en RIE, à base d'un gaz fluoré. Enfin, lors d'une ultime étape, les différentes couches de semi-conducteurs non protégées par la silice sont gravées en RIE CH_4/H_2 .

Notons que l'on peut utiliser un masque d'une autre nature à la place de la silice, tel qu'un masque métallique de Titane-Tungstène par exemple, tout en conservant le même procédé de gravure.

Tableau 3.1 : Précision et homogénéité de l'épitaxie pour la croissance de la structure du démultiplexeur en longueur d'onde.

	précision	homogénéité
épaisseur (e)	2%	2%
composition (λ_g)	$\pm 3 \text{ nm}$	$\pm 2 \text{ nm}$

^{††} Gas Source - Molecular Beam Epitaxy

^{§§} Reactive Ion Etching

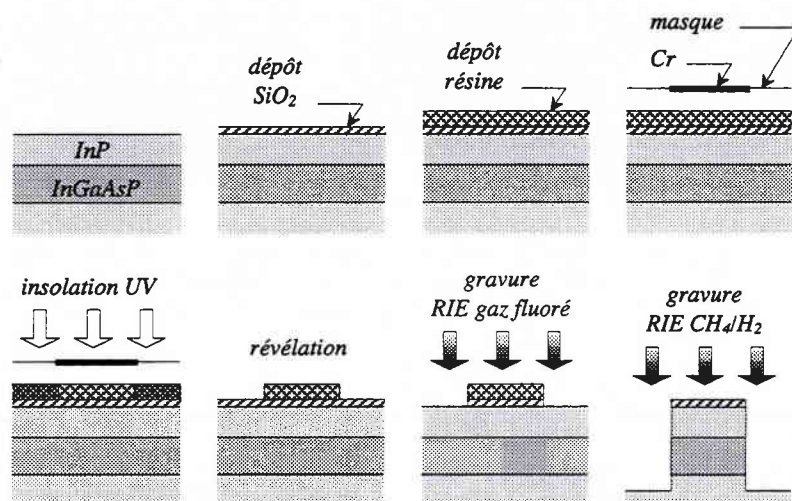


Figure 3.15 : Enchaînement des différentes étapes technologiques pour la réalisation du guide fortement gravé.

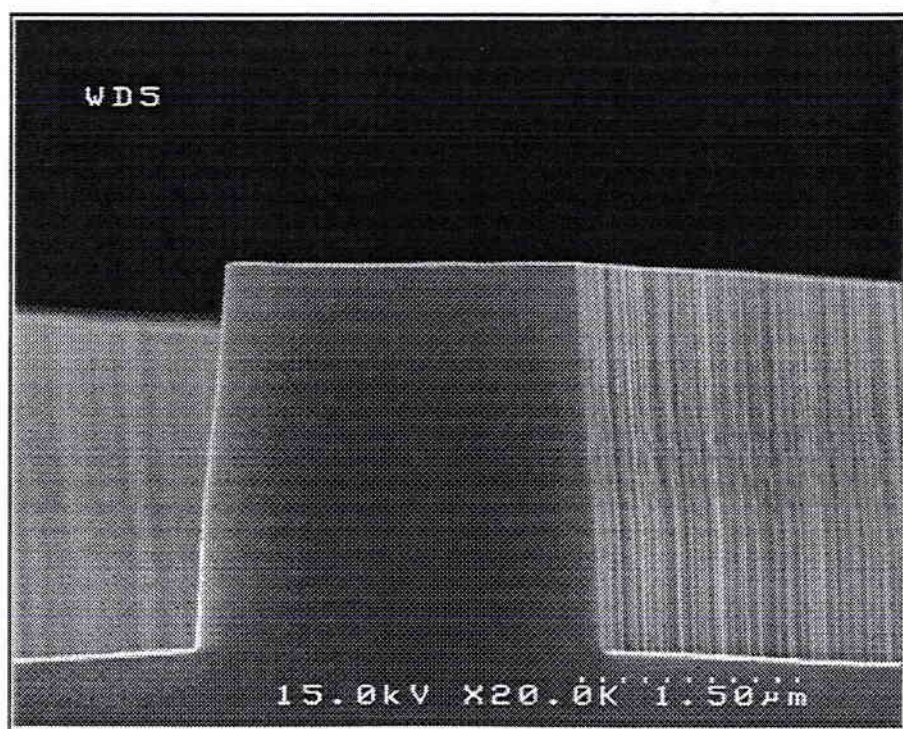


Figure 3.16 : Photographie prise au microscope électronique à balayage du guide profondément gravé par RIE CH_4/H_2 . Suivant les conditions de gravure, la pente des flancs du guide évolue entre 85° et 90° .

Dans la pratique, des polymères se forment lors de la gravure RIE CH_4/H_2 et se déposent au-dessus et sur les bords du masque. Il s'ensuit une modification progressive des cotes du ruban, et par voie de conséquence une diminution de la pente de gravure autour de 85° . Les cotes du ruban sont partiellement rétablies en entrecoupant la gravure par des étapes de nettoyage du masque par plasma oxygène [71]. La pente ainsi obtenue atteint 87° , avec une plage de variation dépendant de la fréquence des opérations de nettoyage. Il est également possible d'empêcher la formation de ces polymères en cours de gravure en incorporant dans le bâti de gravure des composants oxygénés. Une gravure RIE CH_4/H_2 avec adjonction de CO_2 en très faible quantité a été développée pour parvenir à des flancs verticaux.

Suivant les conditions de gravure employées, il est donc possible d'obtenir des guides dont les flancs ont une pente comprise entre 85° et 90° , avec une précision de $0,1 \mu\text{m}$ sur la largeur du guide.

3.3.3 Tolérances de fabrication

Lorsque les épaisseurs d'InP h_1 et h_2 sont suffisamment importantes, trois paramètres ont une influence sur l'indice effectif : la largeur w du guide, l'épaisseur e et l'indice de la couche de quaternaire, caractérisé par sa composition au travers de λ_g .

Les graphes de la Figure 3.17 montrent l'évolution du décalage entre les réponses spectrales des deux polarisations TE et TM en fonction de chacun des trois paramètres w , e et λ_g . Le décalage TE/TM est calculé en utilisant la relation (3.15). D'après la modélisation, le décalage TE/TM est une fonction croissante de w et de λ_g , et une fonction décroissante de e . Les variations du décalage, déduites de ces courbes fournissent les tolérances de fabrication de la structure vis-à-vis de la sensibilité à la polarisation. Connaissant la précision de la gravure, et en reprenant les données du Tableau 3.1, on peut estimer la plage de variation de chacun des trois paramètres d'une plaque à l'autre, entre le centre et le bord de plaque :

- $w = 2,5 \mu\text{m} \pm 0,05 \mu\text{m}$
- $e = 1 \mu\text{m} \pm 0,04 \mu\text{m}$
- $\lambda_g = 1,05 \mu\text{m} \pm 0,006 \mu\text{m}$

Ceci conduit pour chacun des trois paramètres à une plage de variation du décalage TE/TM de $\pm 0,02 \text{ nm}$.

Dans l'absolu, cette valeur a peu de signification. Elle est à rapprocher de la résolution du démultiplexeur et surtout de la bande passante optique des canaux.

3.3.4 Modification des paramètres de la structure

Pour diverses raisons, on peut être amené à modifier les paramètres de la structure. Nous donnons ici une évolution possible des paramètres du guide tout en conservant une biréfringence nulle à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$. Nous décrivons également la structure fortement gravée du duplexeur qui nécessite un fonctionnement simultané autour des longueurs d'onde $1,31 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$.

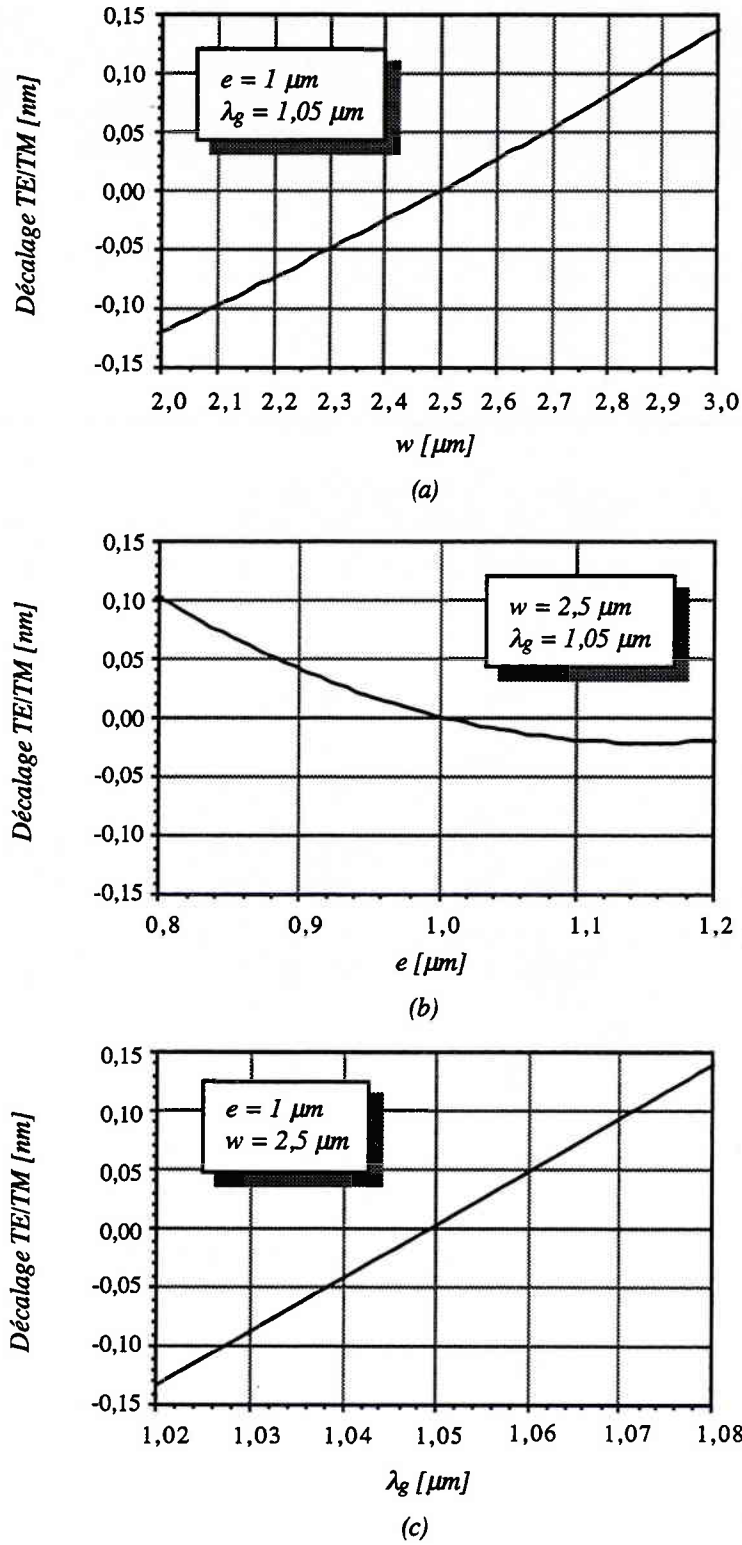


Figure 3.17 : Evolution du décalage TE/TM calculé par élément finis, en fonction de la largeur du guide w (a), de l'épaisseur e (b) et de la composition λ_g (c) de la couche de quaternaire.

Tableau 3.2 : Largeur w du guide, composition λ_g et épaisseur e de la couche de quaternaire pour trois guides fortement gravés à biréfringence nulle.

	$w = 2 \text{ } \mu\text{m}$	$w = 2,5 \text{ } \mu\text{m}$	$w = 2,8 \text{ } \mu\text{m}$
$\lambda_g \text{ (}\mu\text{m)}$	1,10	1,05	1,00
$e \text{ (}\mu\text{m)}$	0,8	1,0	0,9

3.3.4.1 Conservation de la biréfringence nulle

Le triplet $(w, e, \lambda_g) = (2,5, 1, 1,05)$ n'est pas l'unique triplet aboutissant à la structure fortement gravée à biréfringence nulle. D'après les courbes de la Figure 3.17, une augmentation de la longueur d'onde λ_g semble par exemple pouvoir être compensée par une réduction de la largeur du guide w . Il existe en fait une infinité de valeurs vérifiant la condition de biréfringence nulle. Le seul fait de fixer deux des trois paramètres suffit à figer le dernier.

Ainsi nous avons réalisé d'autres structures profondément gravées à biréfringence nulle à la longueur d'onde $1,55 \text{ } \mu\text{m}$, semblables à celle illustrée Figure 3.12, avec différentes largeurs de guides [72]. Le Tableau 3.2 énumère les paramètres de ces structures.

3.3.4.2 Structure du duplexeur 1,31/1,55 μm

Pour certaines applications de distribution (cf. p 4), il est nécessaire de disposer d'une structure fonctionnant simultanément dans les deux bandes utiles de la fibre optique, autour des longueurs d'onde $1,31 \text{ } \mu\text{m}$ et $1,55 \text{ } \mu\text{m}$. La biréfringence étant dépendante de

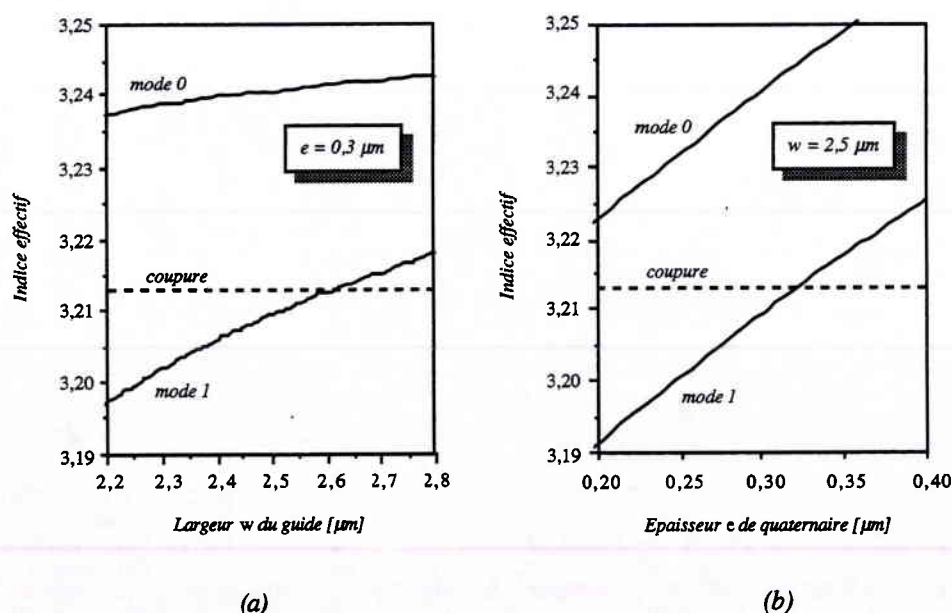


Figure 3.18 : Indices effectifs du mode fondamental et du mode d'ordre 1 à $1,31 \text{ } \mu\text{m}$ en fonction de la largeur w du guide (a) et en fonction de l'épaisseur de la couche guidante $2,5 \text{ } \mu\text{m}$.

la longueur d'onde (cf. Figure 3.13), il n'est pas possible de l'annuler dans ces deux gammes à la fois. Cette condition n'est d'ailleurs pas toujours indispensable, comme nous le verrons par la suite, au chapitre 5. Par contre, le caractère monomode du guide le reste. Le confinement du mode optique est une fonction décroissante de la longueur d'onde : un rapide calcul par la méthode des indices effectifs montre que la structure verticale du guide fortement gravé de la Figure 3.12 est bimode à $1,3\ \mu\text{m}$. Par conséquent, la structure du guide doit être légèrement modifiée, au risque de perdre l'insensibilité à la polarisation autour de $1,55\ \mu\text{m}$. Une solution pour y parvenir est de diminuer le confinement vertical du mode en réduisant l'épaisseur de la couche de quaternaire à $0,3\ \mu\text{m}$. Afin de limiter les pertes de propagation du mode fondamental, l'épaisseur de cette couche ainsi que la largeur du guide ont été fixées à la coupure du mode d'ordre 1 à la longueur d'onde $1,31\ \mu\text{m}$, comme indiqué Figure 3.18. La composition du quaternaire a été fixée à $1,1\ \mu\text{m}$. Du fait de la diminution du confinement du mode, l'épaisseur d'InP au dessus de la couche de quaternaire est étendue à $1,5\ \mu\text{m}$. Pour la même raison, la gravure est un peu plus profonde.

Les écarts d'indice effectif $\Delta n_{TE/TM}$ entre les deux polarisations TE et TM aux deux longueurs d'onde $1,31\ \mu\text{m}$ et $1,55\ \mu\text{m}$ sont respectivement de 3.10^{-3} et $1,6.10^{-3}$, ce qui conduit à des décalages $\Delta\lambda_{TE/TM}$ de $1,2\ \text{nm}$ et $0,8\ \text{nm}$.

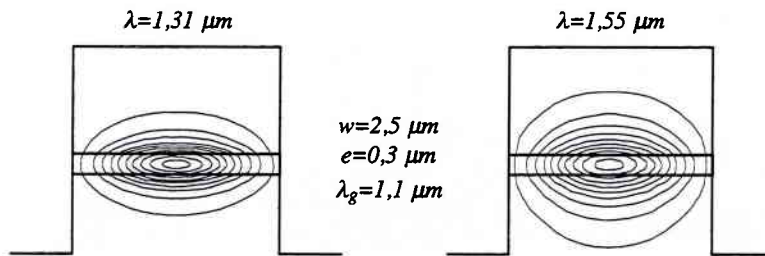


Figure 3.19 : Lignes iso-intensités (vecteur de Poynting) du mode fondamental du guide fortement gravé, spécifique au duplexeur, aux deux longueurs d'onde $1,31\ \mu\text{m}$ et $1,55\ \mu\text{m}$. Le guide, de largeur $w = 2,5\ \mu\text{m}$, avec une couche de quaternaire de composition $\lambda_g = 1,1\ \mu\text{m}$ et d'épaisseur $e = 0,3\ \mu\text{m}$, est monomode aux deux longueurs d'onde.

3.4 Courbure des guides fortement gravés

Le confinement latéral particulièrement important du mode optique confère au guide fortement gravé l'indéniable avantage de supporter de très faibles rayons de courbure avec des pertes additionnelles négligeables. Des pertes radiatives de $0,2\ \text{dB}$ ont été mesurées sur des courbes de 90° avec une structure similaire à la nôtre et jusqu'à $30\ \mu\text{m}$ de rayon de courbure [73], ce qui permet d'envisager la réalisation de dispositifs extrêmement compacts à faibles pertes.

Cependant, il faut aussi être conscient du fait que le mode optique se déforme inévitablement dans les courbures, ce qui peut engendrer une dégradation des performances du dispositif si l'on n'en tient pas compte. Dans cette partie nous nous proposons d'examiner ce phénomène. Nous aborderons le problème du raccordement du

guide droit au guide courbe et ses conséquences directes sur le fonctionnement du démultiplexeur. Nous apporterons ensuite une solution par l'utilisation de courbures progressives.

3.4.1 Déformation du mode propre

Le phénomène de déformation du mode optique a d'abord été décrit dans les fibres optiques dans le but de déterminer les pertes engendrées par les distorsions et autres micro-courbures [74],[75]. Cette étude a ensuite été étendue au guide rectangulaire employé en optique intégrée [76]. Nous utilisons ici l'analyse de Heiblum et Harris à l'aide de la transformation conforme [77], qui permet d'étudier ce phénomène avec des outils de simulation conventionnels.

3.4.1.1 Etude du guide courbe par transformation conforme

Le principe de cette méthode est de réduire l'étude du guide courbe de rayon R_0 à un guide droit équivalent. Elle repose sur la transformation de l'équation de Helmholtz (3.10) par une fonction analytique complexe.

Soit la fonction f définie par $f(Z) = W$, avec $Z = x+jy$ et $W = u+jv$; f est une fonction analytique si elle est dérivable au point Z , c'est-à-dire si elle vérifie la condition de Cauchy-Riemann :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial x}. \quad (3.17)$$

L'équation de Helmholtz dans le repère (x,y) ,

$$(\nabla_{x,y}^2 + n^2 k^2) \mathcal{E} = 0 \quad (3.18)$$

s'exprime dans le repère (u,v) après transformation :

$$\left(\nabla_{u,v}^2 + \left| \frac{dZ}{dW} \right|^2 n^2 k^2 \right) \mathcal{E} = 0 \quad (3.19)$$

où

$$\left| \frac{dZ}{dW} \right|^2 = \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2. \quad (3.20)$$

L'étude du guide d'indice n dans le repère (x,y) est donc rigoureusement équivalente à l'étude du guide d'indice $n' = \left| \frac{dZ}{dW} \right| n$ dans le repère (u,v) . Il reste à choisir la fonction f qui permettra de simplifier cette étude en la ramenant à un problème connu.

Dans le repère (x,y) , un point est déterminé par ses coordonnées cylindriques (r,θ) :

$$Z = x+jy = re^{j\theta}. \quad (3.21)$$

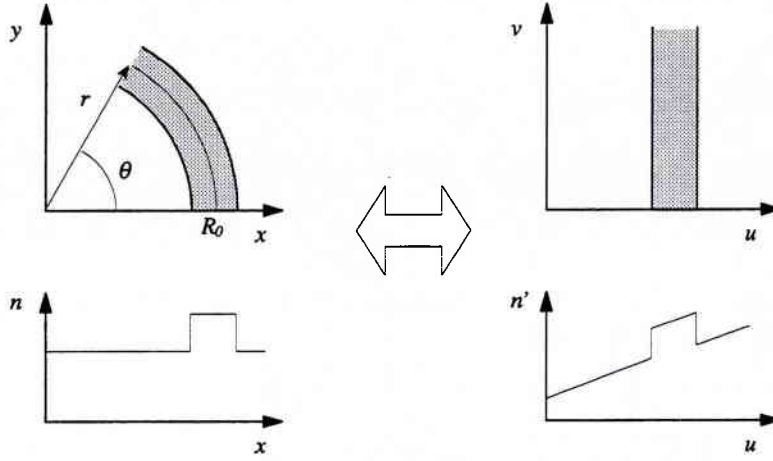


Figure 3.20 : Le guide courbe d'indice n dans le plan (x,y) est équivalent par transformation conforme à un guide droit d'indice n' dans le plan (u,v) .

Considérons alors la fonction f :

$$f(Z) = r_0 \ln \frac{Z}{r_0}. \quad (3.22)$$

Soit encore :

$$f(Z) = u + jv, \quad \text{avec} \quad \begin{cases} u = r_0 \ln \frac{r}{r_0} \\ v = r_0 \theta \end{cases} \quad (3.23)$$

La fonction f ainsi définie est analytique car elle satisfait la condition de Cauchy-Riemann.

D'après (3.23), le guide courbe (r constant) d'indice n dans le repère (x,y) est donc transformé par la fonction f en un guide droit (u constant) d'indice $n' = n e^{\frac{u}{r_0}}$ dans le repère (u,v) .

Le choix du paramètre r_0 de la transformation conforme est à priori arbitraire, ce qui rend la notion d'indice effectif ambiguë. Quelle que soit la valeur de r_0 adoptée, la phase de l'onde, quant à elle, s'exprime dans le nouveau repère en fonction du chemin optique $L = n'_{\text{eff}} v = n'_{\text{eff}} r_0 \theta$. Il semble alors assez logique de considérer la longueur physique du guide courbe prise au centre de ce dernier, ce qui nous amène à poser $r_0 = R_0$. Notons que la valeur de r_0 influe sur la valeur de l'indice effectif, mais pas sur la forme du mode, ni sur la phase de l'onde. Cette convention adoptée, à la proximité du guide on a $r \approx r_0$, ce qui permet de simplifier l'indice effectif sous la forme d'une fonction linéaire de la variable u :

$$n' \approx n \left(1 + \frac{u}{r_0} \right). \quad (3.24)$$

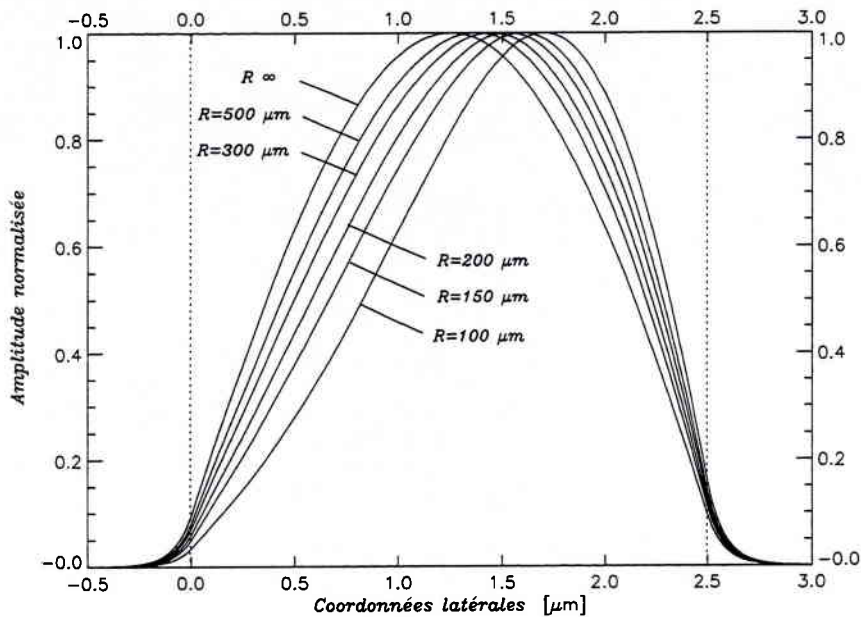


Figure 3.21 : Evolution du mode fondamental dans le guide courbe fortement gravé en fonction du rayon de courbure à $1,55 \mu\text{m}$. Les pointillés matérialisent les frontières du guide.

L'effet de la courbure du guide est donc équivalent à un gradient d'indice. Le mode se déplace alors vers les zones d'indice le plus élevé, c'est-à-dire vers le bord extérieur du guide. Globalement, avec la convention $r_o = R_o$, l'indice effectif augmente donc, et la phase de l'onde en sortie d'un guide courbe de longueur physique $r_o\theta$ constante augmente avec la courbure. De manière intuitive, plus le rayon de courbure est faible, plus le mode est excentré. En se déplaçant ainsi, le chemin optique parcouru semble plus long, ce qui se traduit par une augmentation de la phase.

3.4.1.2 Evolution du mode dans le guide courbe fortement gravé

Lorsque la transformation conforme a été appliquée au guide courbe, son étude est ramenée à celle du guide droit à gradient d'indice. Les modes sont alors calculés par la méthode des indices effectifs en découpant le guide en sections élémentaires d'indice constant. La Figure 3.21 montre l'évolution du mode fondamental dans le guide courbe fortement gravé pour un rayon variant de l'infini à $100 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$. On constate que le déplacement du mode vers le bord extérieur du guide s'accompagne d'une déformation qui lui fait perdre sa symétrie.

Il apparaît clairement sur la Figure 3.21 que la jonction directe d'un guide droit et d'un guide courbe va se traduire par des pertes importantes dues à la désadaptation des modes propres des deux guides.

Les deux parties suivantes tentent d'apporter une solution à ce problème. Nous verrons que la première solution, qui est couramment utilisée, et qui consiste à introduire un décalage aux transitions, ne le résout que partiellement. Nous proposerons alors dans la partie suivante une solution originale et efficace, tirée de l'étude des courbes pour la réalisation des chaussées et des voies ferrées, pour raccorder progressivement les guides.

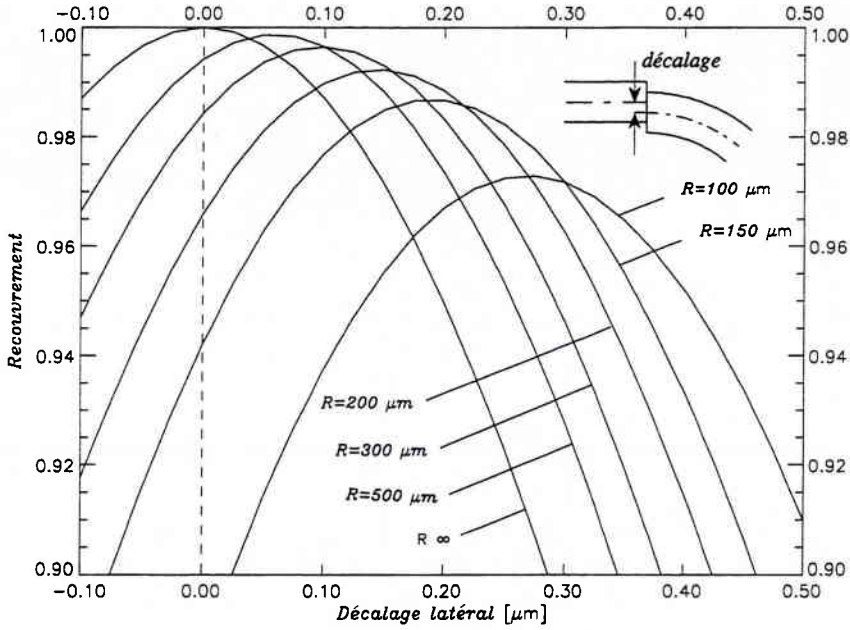


Figure 3.22 : Recouvrement des modes fondamentaux des guides droits et courbes fortement gravés en fonction du décalage latéral des deux guides de largeur $w = 2,5 \mu\text{m}$, à $1,55 \mu\text{m}$

3.4.2 Jonction abrupte de guides de courbures différentes

La déformation des modes dans les sections courbes impose quelques précautions pour l'interconnexion entre deux guides droits décalés ou de directions différentes. En effet, les pertes d'insertion d'un guide courbe ont deux origines distinctes qu'il faut distinguer : les pertes purement radiatives dues à la courbure, et les pertes de transition à la jonction avec un guide droit ou avec un autre guide courbe. Cette dernière contribution, qui nous intéresse plus particulièrement, est prépondérante lorsque le mode est déformé [73]. De nombreuses études ont montré que les pertes aux jonctions pouvaient être partiellement compensées en décalant judicieusement les axes des guides [78],[79],[80],[81],[82],[83]. Nous mettons ici en évidence les avantages et les limites de cette technique.

3.4.2.1 Pertes de transition

Les pertes de transition entre deux guides sont données par le taux de couplage, c'est-à-dire par le recouvrement des modes des deux sections :

$$\tau = \frac{\left(\int \mathcal{E}_1(x) \mathcal{E}_2(x) dx \right)^2}{\int \mathcal{E}_1^2(x) dx \int \mathcal{E}_2^2(x) dx} \quad (3.25)$$

La Figure 3.22 donne le recouvrement entre les modes fondamentaux du guide droit et du guide courbe fortement gravés en fonction du décalage entre les axes des deux guides, pour différents rayons de courbure.

Plusieurs constatations découlent de l'observation de ces courbes :

- le décalage optimal correspondant au point de recouvrement maximal entre les deux modes augmente avec la courbure,
- le taux de couplage maximal décroît avec la courbure,
- par comparaison avec les courbes de la Figure 3.21, on vérifie que le décalage ne coïncide pas avec l'écart entre les pics des modes fondamentaux du guide droit et du guide courbe.

Les deux dernières remarques s'expliquent par le fait que le déplacement du mode s'accompagne d'une déformation. C'est aussi la raison pour laquelle un décalage ne permettra jamais d'obtenir un couplage de 100% entre deux guides de courbures différentes.

L'évolution du décalage optimal et du taux de couplage correspondant, déduite de la Figure 3.22, en fonction de l'inverse du rayon de courbure est tracée Figure 3.23. Elle montre que le décalage optimal est une fonction linéaire de l'inverse du rayon de courbure :

$$\Delta w = \frac{a}{R} \quad (3.26)$$

La pente a est fonction de la structure, mais aussi de la longueur d'onde. Ainsi, la même simulation à $1,31 \mu\text{m}$ fournit une toute autre valeur :

- pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$: $a = 28 \mu\text{m}^2$,
- pour $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$: $a = 35 \mu\text{m}^2$.

Le taux de couplage maximal varie comme le carré de la courbure. Cette technique a donc ses limites pour les virages prononcés, dans le sens où elle n'élimine pas totalement la discontinuité et génère d'inévitables pertes.

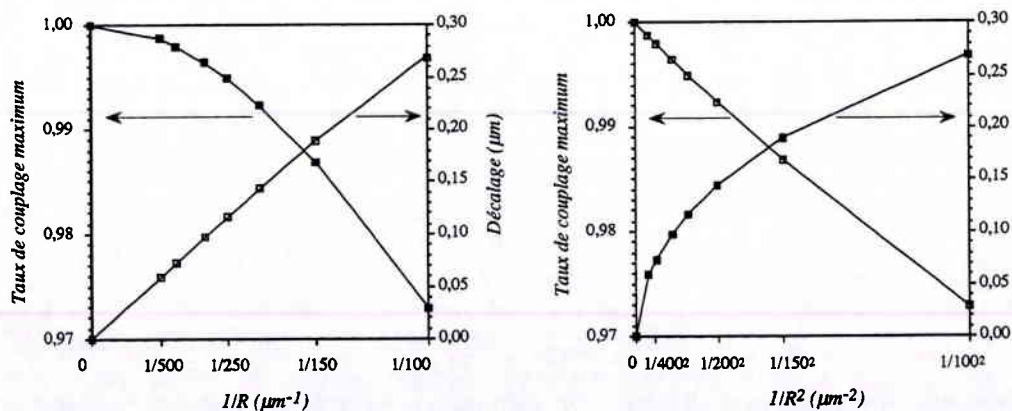


Figure 3.23 : Evolution du décalage et du taux de recouvrement optimal entre un guide droit et un guide courbe en fonction du rayon de courbure, à $1,55 \mu\text{m}$.

3.4.2.2 Conversion de mode

La conversion de mode apparaît lorsqu'il y a discontinuité dans les conditions de propagation. Du fait de la déformation des modes dans la section courbe, le taux de couplage du mode fondamental du guide droit vers les modes d'ordres supérieurs du guide courbe est non nul. En d'autres termes, à chaque transition, une partie de l'énergie du mode fondamental du guide droit se répartit dans les modes d'ordre supérieurs du guide courbe. En l'occurrence, il s'agit de toute l'énergie qui n'est pas couplée dans le mode fondamental du guide courbe.

Lorsque le guide est parfaitement monomode, cette conversion de mode concerne les modes radiés, ce qui peut paraître n'affecter que les pertes de propagation. En pratique, suivant la structure de guide et la longueur concernée, cette énergie peut affecter également la diaphonie du démultiplexeur [70].

Une modélisation vectorielle montre que les composantes mineures des champs électromagnétiques augmentent considérablement dans les courbures [84]. La jonction abrupte par décalage des axes des guides a donc aussi pour conséquence un couplage entre les deux polarisations. Ce principe a d'ailleurs été utilisé pour réaliser des convertisseurs de polarisation [85].

Seule une adaptation progressive sans discontinuité des modes de deux guides peut permettre d'éviter ou du moins de réduire les pertes de transition et les phénomènes de conversion de mode et de polarisation.

3.4.3 Jonction progressive de guides de courbures différentes

La jonction progressive de deux guides de courbures différentes consiste en une section courbe intermédiaire dont la courbure varie continûment. Si la transition est suffisamment douce, la propagation est adiabatique, c'est-à-dire que le passage de l'un à l'autre des modes fondamentaux des deux guides se fait sans pertes, hormis les pertes radiatives. Les caractéristiques de transmission de la jonction sont alors quasiment indépendantes de la longueur d'onde, et très peu sensibles à une modification de la structure du guide, ce qui n'est absolument pas le cas de la jonction abrupte avec décalage. Ce dernier aspect rend la jonction progressive beaucoup plus tolérante vis-à-vis des fluctuations de la composition ou de la géométrie du guide qui peuvent apparaître lors des étapes de croissance ou technologiques.

À l'origine, les courbures progressives en optique intégrée ont été étudiées dans le but de raccorder deux guides parallèles et décalés. Les courbes sinusoïdales en S étaient les courbes les plus usitées [86],[87],[88]. Plus récemment, Ladouceur apportait une solution générale pour raccorder les extrémités de deux guides de courbures quelconques à l'aide de courbes polynomiales, en minimisant les pertes, par ajustement de 12 paramètres [89].

Cette dernière solution particulièrement attrayante nous paraît toutefois délicate à appliquer aux dispositifs interférométriques tel que le démultiplexeur. En effet, en appliquant cette méthode, chaque guide du réseau possède un jeu de paramètres qui conduit à une courbure particulière. Comme nous l'avons vu, les variations du rayon de courbure entraînent alors une variation de l'indice effectif le long du guide, et donc du chemin optique. Ces variations, ou plutôt ces évolutions de l'indice effectif du guide doivent être parfaitement maîtrisées pour obtenir un déphasage constant d'un guide à l'autre. De plus, le déphasage est solidaire des fluctuations de composition ou de géométrie du guide. Pour ces raisons, nous avons préféré, lorsque cela était possible, conserver le même rayon

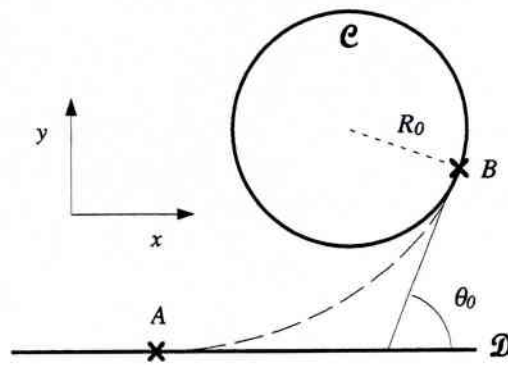


Figure 3.24 : Le raccord progressif entre la droite $\mathcal{D}$ et le cercle $\mathcal{C}$ est une courbe de courbure continue, tangente à la droite en A avec une courbure nulle et tangente au cercle en B avec une courbure égale à $1/R_0$.

pour toutes les sections courbes à rayon constant du réseau, et les raccorder aux sections droites par des guides à courbures progressives elles aussi toutes identiques. De la sorte, les variations d'indice apportées par ces sections sont identiques pour tous les guides du réseau. La construction précise du réseau est donnée dans le chapitre suivant.

Nous recherchons donc une courbe décrite Figure 3.24 permettant un raccord progressif entre le point A d'une droite $\mathcal{D}$ et le point B d'un cercle $\mathcal{C}$ de rayon R_0 dont la tangente en ce point au cercle fait un angle θ_0 avec la droite. Cette courbe est *osculatrice* à la droite et au cercle, c'est-à-dire qu'elle possède les propriétés suivantes :

- elle est tangente à la droite $\mathcal{D}$ et au cercle $\mathcal{C}$ aux points de raccordement A et B,
- elle présente au point A de tangence avec la droite $\mathcal{D}$ une courbure nulle,
- elle présente au point B de tangence avec le cercle $\mathcal{C}$ une courbure égale à $1/R_0$,
- elle a, entre ces deux points de tangence, une courbure progressive.

Les deux premières conditions signifient que la courbe possède un contact d'ordre 2 au point A avec la droite ; la première et la troisième qu'elle possède un contact d'ordre 2 au point B avec le cercle. La notion de contact entre la courbe et la droite ou le cercle peut être généralisée pour des ordres supérieurs à 2. Ainsi, on parlera d'un contact d'ordre N lorsque toutes les dérivées successives de la courbe seront égales aux dérivées successives de la droite ou du cercle aux points A et B. Le calcul des conditions de contact est détaillé dans l'annexe B.

L'évolution en $1/R$ du décalage optimal de la jonction abrupte (Figure 3.23) en fonction du rayon de courbure n'est pas sans rappeler l'évolution de la force centripète mv^2/R appliquée à un solide de masse m en rotation autour d'un axe fixe. Cette analogie nous pousse à étudier les courbes utilisées dans les travaux publics pour la construction des routes et des voies ferrées. Elles respectent toutes les conditions énumérées ci-dessus, et sont spécialement étudiées pour présenter une variation de l'abscisse curviligne en $1/R$. Par la suite, nous décrivons brièvement quelques unes de ces courbes, dont les équations et les propriétés sont déclinées en annexe C.

3.4.3.1 Spirale de Cornu ou clothoïde

Pour le tracé des routes, la clothoïde constitue une trajectoire idéale pour le confort d'un conducteur, qui en roulant à vitesse constante v n'aurait qu'à augmenter régulièrement l'angle de braquage ω de son volant. Afin de simplifier la forme des équations, nous plaçons l'origine du repère en A . Si a désigne l'abscisse curviligne, et en tenant compte des conditions limites aux points A et B , la spirale de Cornu est décrite par ses équations paramétriques (cf. annexe C) :

$$\begin{cases} x = \int \cos \frac{a^2}{4R_0^2 \theta_0} da \\ y = \int \sin \frac{a^2}{4R_0^2 \theta_0} da \end{cases} \quad (3.27)$$

Ces intégrales sont peu aisées à manipuler. Cependant, certains outils d'aide à la conception de masques utilisent l'expression du rayon de courbure en fonction de l'angle de la tangente par rapport à l'axe des abscisses plutôt que les équations paramétriques pour dessiner les guides. Dans le cas de la clothoïde, le rayon de courbure s'exprime simplement en fonction de θ :

$$R = R_0 \sqrt{\frac{\theta_0}{\theta}}. \quad (3.28)$$

Dans le cas où les équations paramétriques sont indispensables, il existe des solutions proches de la spirale de Cornu, comme la parabole de Nordling ou la lemniscate de Bernoulli dont les équations sont plus simples.

3.4.3.2 Parabole de Nordling

La parabole de Nordling, qui repose sur une approximation du rayon de courbure et de l'abscisse curviligne (cf. annexe C), est décrite par la fonction :

$$y = \frac{x^3}{12R_0^2 \operatorname{tg} \theta_0}. \quad (3.29)$$

L'expression de la parabole cubique est certes plus facile à manier que celle de la clothoïde. Elle est d'ailleurs fréquemment employée pour le tracé des routes. Néanmoins, son équation reste fondée sur une approximation, ce qui n'est pas le cas de la lemniscate.

3.4.3.3 Lemniscate de Bernoulli

La lemniscate de Bernoulli correspond au lieu géométrique des points tels que le produit des distances à deux foyers est égal au carré de la demi-distance des deux foyers. L'équation en coordonnées polaires (r, α) de la lemniscate est :

$$r^2 = 2C^2 \sin 2\alpha \quad (3.30)$$

où C est une constante.

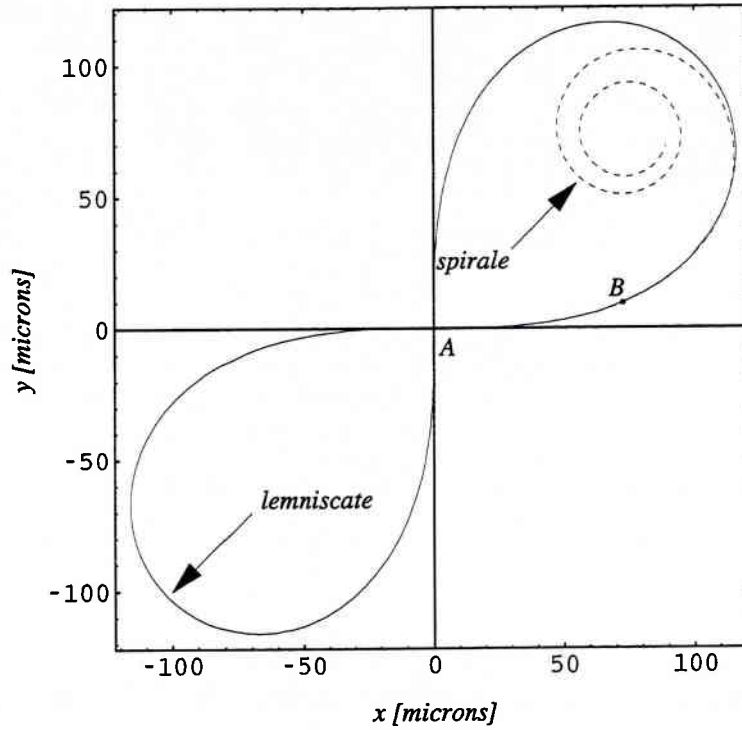


Figure 3.25 : Le tracé de la lemniscate de Bernoulli est très proche de celui de la spirale de Cornu pour des valeurs de θ inférieures à 30° . Les deux courbes ont été tracées pour $R_0 = 100 \mu\text{m}$ et $\theta_0 = 20^\circ$.

Les propriétés suivantes fort utiles de la lemniscate sont démontrées en annexe C :

- la tangente à la lemniscate fait avec l'axe des abscisses un angle triple de l'angle polaire α :

$$\theta = 3\alpha \quad (3.31)$$

- le rayon de courbure s'exprime simplement en fonction du rayon vecteur r :

$$R = \frac{2C^2}{3r} \quad (3.32)$$

d'où l'on tire en utilisant les conditions limites :

$$R = R_0 \sqrt{\frac{\sin \frac{2}{3}\theta_0}{\sin \frac{2}{3}\theta}}. \quad (3.33)$$

On constate que par développement limité, la lemniscate de Bernoulli est identique à la spirale de Cornu pour de faibles valeurs de θ (cf. Figure 3.25).

Dans un article de 1949, Caquot donnait une famille de courbes décrites à partir de fonctions polynomiales, dédiées au raccordement *surosculateur* des voies ferrées [90]. Ces courbes possèdent des contacts d'ordre supérieur à 2 aux points de raccordement, c'est-à-dire que les dérivées successives des équations paramétrées sont confondues avec celles de la droite et du cercle au delà du 2^{ème} ordre. Nous décrivons une de ces courbes dans la partie qui suit, puis nous en donnons une forme plus générale à partir des équations paramétriques.

3.4.3.4 Courbes polynomiales

Caquot jugeait utile de dessiner des courbes de contacts du 4^{ème} ordre pour que la direction de l'accélération en chaque point du mobile varie d'une façon régulière. Sans aller jusque là, il nous semble effectivement intéressant que la courbure soit continue et dérivable aux points de raccordement avec le cercle. Compte tenu de l'expression de la dérivée du rayon de courbure, cela nous impose un contact d'ordre 3 avec le cercle.

Il y a plusieurs façons de décrire le raccord progressif polynomial. Nous détaillons deux méthodes, à l'aide de fonctions puis à l'aide d'équations paramétriques.

• Fonctions polynomiales

Nous envisageons les fonctions polynomiales avec un contact d'ordre 2 avec la droite et un contact d'ordre 3 avec le cercle. Dans ces conditions, la fonction polynomiale est de la forme :

$$y(x) = \frac{a}{24} x^4 + \frac{b}{6} x^3 \quad (3.34)$$

où les coefficients a et b sont définis en annexe C à partir des conditions sur les points de contact A et B.

Notons que la fonction polynomiale ainsi décrite et la fonction sinusoïdale du guide en S [87],

$$y(x) = \frac{h}{l} x - \frac{h}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi}{l} x\right) \quad (3.35)$$

ont le même développement limité à l'ordre 4 en $x = 0$. Cependant, la détermination des paramètres l longueur du guide en S, et h hauteur du guide en S, pour obtenir un contact d'ordre 3 avec le cercle nécessite un calcul numérique.

Remarquons également que ces deux fonctions possèdent une condition limite sur l'angle θ_0 . En effet, les paramètres a et b de la fonction polynomiale sont réels pourvu que le terme sous la racine soit positif, c'est-à-dire pour un angle θ_0 vérifiant :

$$\theta_0 < \text{Arctg} \sqrt{\frac{2}{7}} \approx 28^\circ. \quad (3.36)$$

Pour des valeurs supérieures de θ_0 , il faut avoir recours aux équations paramétriques polynomiales.

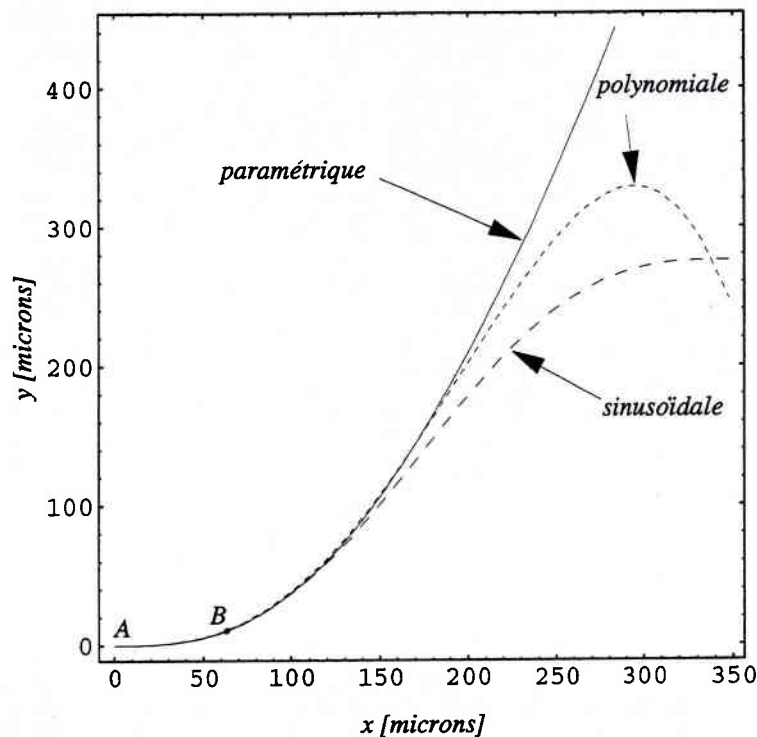


Figure 3.26 : Comparaison des courbes polynomiales et de la fonction sinusoïdale. Les courbes correspondent à un rayon de courbure de $100\ \mu\text{m}$ pour un angle de 20° au point B.

• Equations paramétriques polynomiales

Les équations paramétriques polynomiales sont de la forme :

$$\begin{cases} x(t) = at + bt^3 \\ y(t) = ct^3 \end{cases} \quad (3.37)$$

où les coefficients a , b et c sont définis en annexe C.

Les deux courbes polynomiales et la courbe sinusoïdale en S sont très voisines les unes des autres pour de faibles valeurs de θ_0 (cf. Figure 3.26).

3.4.3.5 Comparaison des différentes courbes

Plusieurs critères peuvent être considérés pour la comparaison des courbes. Nous ne tiendrons compte ici que de la longueur des courbes et la variation du rayon de courbure en fonction de l'abscisse curviligne.

Toutes les courbes décrites précédemment sont superposées Figure 3.27 pour une valeur particulière de R_0 et de θ_0 . On constate que jusqu'au point de contact B , visualisé sur la Figure 3.25, la lemniscate, la spirale et la parabole sont très proches les unes des autres. De même, les courbes polynomiales et la courbe sinusoïdale peuvent être considérée

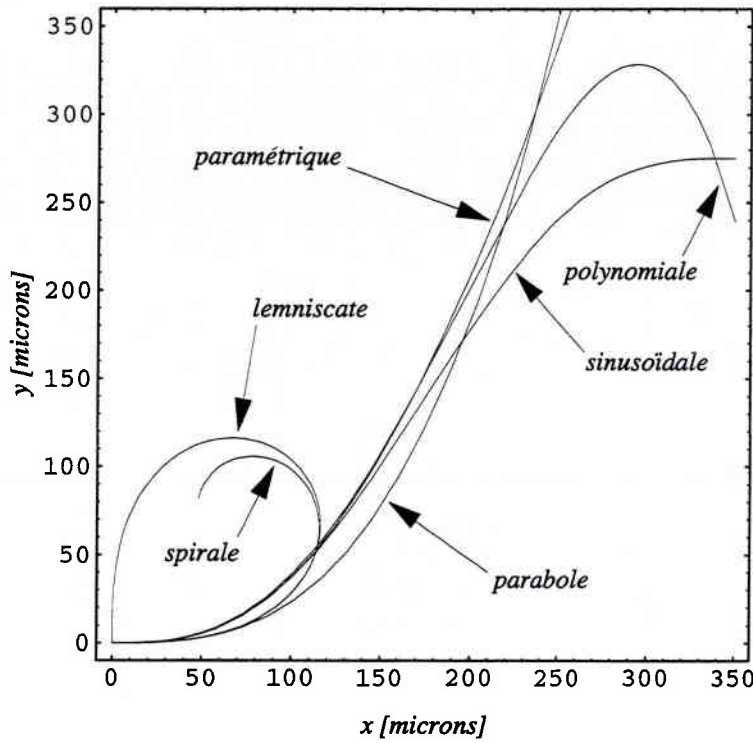


Figure 3.27 : La superposition de toutes les courbes progressives avec $R_0 = 100 \mu\text{m}$ et $\theta_0 = 20^\circ$ met en évidence deux familles de courbes pour $\theta < \theta_0$: une première famille constituée de la lemniscate, de la spirale et de la parabole ; une deuxième famille constituée des courbes polynomiales et sinusoidale.

comme confondues entre les points A et B. Nous regrouperons donc ces courbes dans deux familles.

Pour la première famille de courbes, nous utilisons les équations de la spirale de Cornu qui fournissent immédiatement la longueur de la courbe entre les deux points A et B, et le rayon de courbure en fonction de l'abscisse curviligne :

$$\begin{cases} L = 2R_0\theta_0 \\ R(a) = \frac{2R_0^2\theta_0}{a} \end{cases} \quad (3.38)$$

Pour la seconde famille, le calcul est plus complexe. Nous pouvons utiliser les équations paramétriques, avec les définitions :

$$\begin{cases} L = \int_0^1 \sqrt{x'^2(t) + y'^2(t)} dt \\ R(t) = \frac{(x'^2(t) + y'^2(t))^{\frac{3}{2}}}{x'(t)y''(t) - x''(t)y'(t)} \end{cases} \quad (3.39)$$

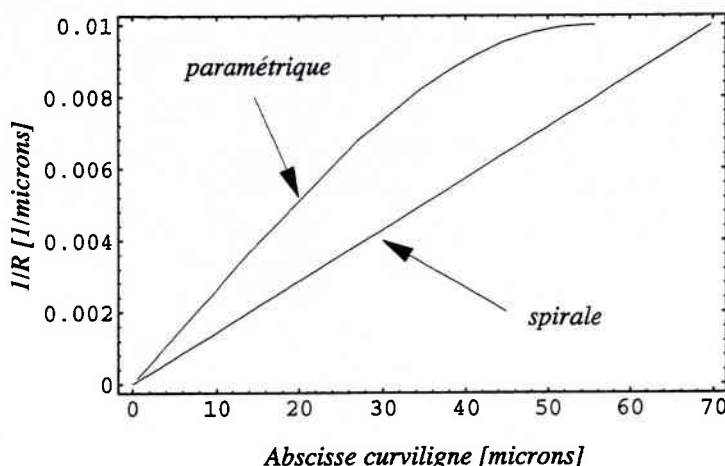


Figure 3.28 : L'inverse du rayon de courbure en fonction de l'abscisse curviligne pour la spirale de Cornu et la courbe paramétrée pour un rayon de courbure $R_0 = 100 \mu\text{m}$ et un angle $\theta_0 = 20^\circ$.

La courbure en fonction de l'abscisse curviligne est représentée Figure 3.28 pour la spirale et la courbe paramétrée. Les conséquences du contact du 3^{ème} ordre de la courbe paramétrée au point B se traduisent par une variation beaucoup plus rapide de la courbure puis par une stabilisation avec une dérivée nulle au point de raccordement.

Les longueurs des deux courbes entre les points A et B en fonction de R_0 et θ_0 sont données Figure 3.29. Pour de faibles valeurs de θ_0 , la courbe paramétrée est plus courte que la spirale de Cornu, puis la tendance s'inverse. Pour un angle fixé, la longueur des courbes est une fonction linéaire croissante du rayon de courbure. En conséquence, la différence de longueur entre les deux courbes croît régulièrement, avec, comme le montre la Figure 3.30, un écart maximal pour un angle d'environ 25° .

Pour la construction du réseau du démultiplexeur, que nous décrivons au chapitre suivant, nous avons utilisé des courbures progressives avec des angles θ_0 de l'ordre de 30° . Nous avons opté pour les courbes décrites par les équations paramétriques qui aboutissent aux dispositifs les plus compacts (cf. Figure 3.30). Cependant, toutes les courbes décrites dans ce chapitre sont très proches les unes des autres. Nous pensons qu'elles sont équivalentes en termes de pertes, et que le choix de la courbe à employer est principalement motivé par les outils utilisés pour la construction du réseau de guides.

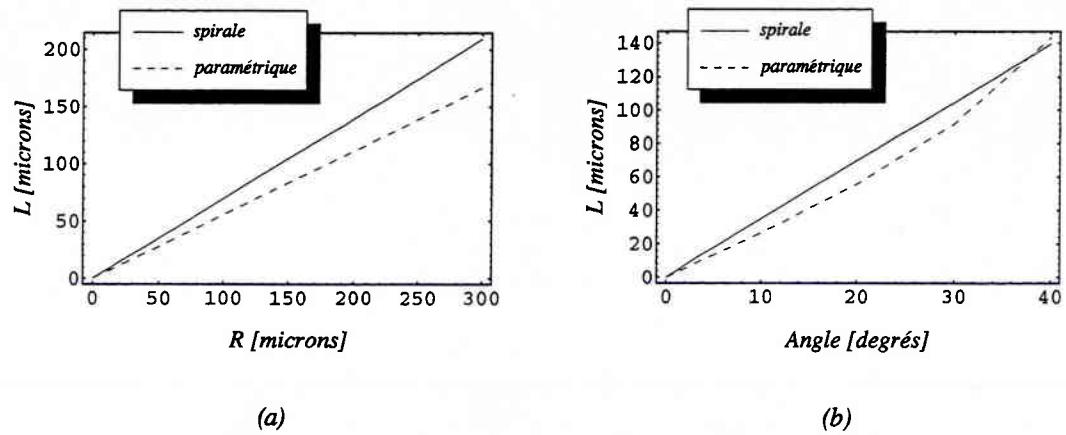


Figure 3.29 : La longueur de la spirale et de la courbe paramétrée en fonction du rayon de courbure R_0 pour $\theta_0 = 20^\circ$ (a) et de l'angle θ_0 pour $R_0 = 100 \mu\text{m}$ (b).

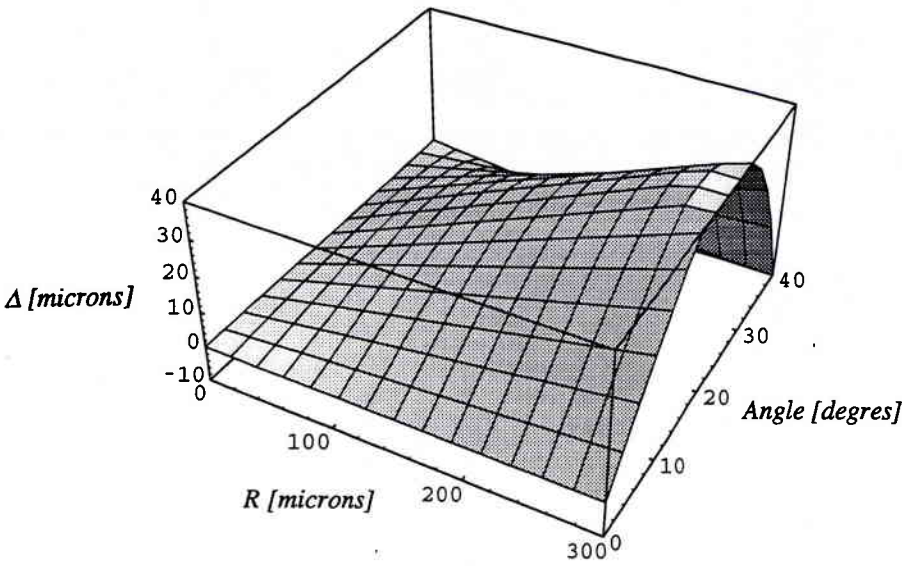


Figure 3.30 : Différence de longueur entre la courbe paramétrée et la spirale de Cornu en fonction du rayon de courbure et de l'angle au point de contact B.

4. Le démultiplexeur dense

Dans ce chapitre, nous allons mettre en œuvre la structure fortement gravée à biréfringence nulle, ainsi que les courbures progressives décrites au chapitre précédent, pour la réalisation de démultiplexeurs denses, c'est-à-dire de démultiplexeurs à faible espacement en longueur d'onde entre canaux.

Dans un premier temps, nous rappellerons les spécifications pour la conception du démultiplexeur dense, puis nous présenterons les caractéristiques des dispositifs que nous avons réalisés.

Nous envisagerons ensuite certaines améliorations de ces caractéristiques, et nous discuterons d'une évolution possible du démultiplexeur, à travers le sélecteur de longueur d'onde.

4.1 Spécifications

Dans cette partie, nous rappelons les critères qui nous sont spécifiés pour le calibrage des filtres. Ces spécifications peuvent avoir pour origine une norme ou une recommandation internationale, qui impose par exemple au fournisseur de systèmes de télécommunication optique un peigne de longueurs d'onde précis, ou bien un impératif sur les performances des composants pour le bon fonctionnement de ces systèmes.

4.1.1 Espacement entre canaux

L'espacement entre canaux est généralement donné en longueur d'onde $\Delta\lambda$. Depuis peu, il est donné sous forme d'écart fréquentiel $\Delta\nu$, conformément à la recommandation du groupe ITU***. Cette recommandation est le fruit de discussions entre experts, qui ont proposé d'établir un espacement standard de 100 ou 200 GHz entre canaux, pour satisfaire au mieux les contraintes imposées par les non-linéarités des fibres, les tolérances des lasers et l'uniformité de gain des amplificateurs optiques [91]. Le passage de $\Delta\lambda$ à $\Delta\nu$ se fait par la relation :

$$\Delta\nu = \frac{c\Delta\lambda}{\lambda_0^2} \quad (4.1)$$

où c est la célérité de la lumière et λ_0 la longueur d'onde centrale du filtre. Le Tableau 4.1 donne la correspondance entre l'espacement en longueur d'onde et l'espacement fréquentiel, pour les démultiplexeurs avec une longueur d'onde centrale autour de 1,55 μm , pour les valeurs d'espacement les plus usitées.

Le démultiplexeur dense possède un espacement dit « faible » entre canaux. Il est de l'ordre de 2 nm, et tend aujourd'hui à décroître avec l'augmentation du nombre de canaux. Le démultiplexeur le plus dense réalisé à ce jour possède 128 canaux espacés de 25 GHz [42]. La réduction de l'espacement entre canaux s'obtient en augmentant l'ordre m du réseau, et donc le pas ΔL . Alors, la surface occupée par le réseau s'étend, ce qui rend le dispositif un peu plus sensible aux variations de composition du matériau, ainsi qu'à la rugosité de la gravure des guides. De ce fait, l'écart de phase en sortie de réseau devient de plus en plus difficile à contrôler, et les performances se dégradent.

Tableau 4.1 : Correspondance entre $\Delta\lambda$ et $\Delta\nu$.

$\Delta\lambda$ (nm)	$\Delta\nu$ (GHz)
4	500
3,2	400
2	250
1,6	200
0,8	100
0,4	50
0,2	25

4.1.2 Intervalle Spectral Libre

La spécification sur l'intervalle spectral libre (*ISL*) dépend de l'utilisation du démultiplexeur. Pour l'insertion du sélecteur de longueur d'onde (cf. p. 5) au sein d'un système, il est nécessaire que les démultiplexeurs filtrent aussi l'émission spontanée des

*** International Telecommunication Union

amplificateurs optiques à semi-conducteur qui le composent. Il en est de même pour la plupart des systèmes, qui comportent en général un ou plusieurs étages d'amplification à base d'amplificateurs à fibre ou à semi-conducteur. Pour cette raison, l'*ISL* devra être supérieur à la bande passante optique des amplificateurs, qui est de l'ordre de 30 nm pour les fibres dopées.

4.1.3 Diaphonie et bande passante optique

La bande passante optique et la diaphonie sont deux caractéristiques indissociables du filtre. Elles sont reliées par l'*ISL* et le nombre de guides dans le réseau, comme nous l'avons montré p.22.

La diaphonie a un impact important sur le taux d'erreur des systèmes de transmission optique. Le seuil critique, déterminé par le taux d'erreur maximal acceptable, dépend surtout du nombre de canaux réellement utilisés, car il faut alors considérer le cumul des diaphonies apportées par chacun d'eux [92],[93]. Pour l'application de sélection de longueur d'onde, la spécification en terme de diaphonie totale est de -10 dB (cf. p. 87). Pour un sélecteur à 4 canaux, pour lequel trois voies contribuent à la diaphonie, cela revient à imposer une diaphonie entre canaux inférieure à -14,7 dB. Pour un sélecteur à 16 canaux, pour lequel quinze voies contribuent à la diaphonie, celle-ci doit être inférieure à -21,8 dB. Ces valeurs ne servent que d'indication, car elles supposent que la diaphonie est identique pour tous les canaux, ce qui n'est pas toujours le cas dans la pratique.

La mise en cascade de filtres conduit inexorablement à une réduction globale de la bande passante optique du système. Cette réduction est d'autant plus importante que les filtres sont décalés les uns par rapport aux autres. Pour limiter la pénalité engendrée par l'accumulation des filtres, la bande passante des démultiplexeurs doit être la plus importante possible, sans pour autant accroître la diaphonie des canaux adjacents. Pour cette raison, la bande passante $\delta\lambda$ devra être inférieure à l'espacement en longueur d'onde $\Delta\lambda$.

4.1.4 Pertes d'insertion

Il n'y a pas de réelles spécifications sur les pertes d'insertion des démultiplexeurs. Il est certain que les pertes induisent une pénalité pour le système, et qu'il est préférable de les maintenir à un niveau le plus faible possible. Cependant, pour certaines applications, telles que la sélection de longueur d'onde, il est intéressant de disposer de sélecteurs intégrés sans pertes d'insertion. Dans ces conditions, les deux démultiplexeurs constituant le sélecteur devront présenter des pertes de moitié inférieures au gain des amplificateurs, c'est-à-dire de l'ordre de 10 dB. Nous reviendrons plus en détail sur ces spécifications particulières dans la dernière partie de ce chapitre.

Les pertes d'insertion des démultiplexeurs ont plusieurs origines:

- les *pertes de propagation*, qui restent faibles, étant donné la qualité des matériaux et de la technologie, et étant donné la compacité des dispositifs.
- les *pertes de transition* entre les guides courbes et les guides droits. Nous avons vu au chapitre précédent que l'utilisation de courbures progressives dans le démultiplexeur devait permettre de les réduire au minimum.

- les *pertes dans les coupleurs*. En fait, aujourd'hui, il s'agit de la principale source de pertes internes aux dispositifs.
- les *pertes de couplage avec les fibres*. Pour l'InP, ou pour tous les autres matériaux dont l'indice s'éloigne de celui de la silice, elles ne sont pas négligeables.

4.2 Réalisation

La réalisation des composants se déroule en trois étapes. La première est la conception du masque. On utilise pour cela un logiciel qui, à partir des paramètres des démultiplexeurs calculés par ailleurs à l'aide des équations du chapitre 2, dessine les dispositifs pour ensuite générer des fichiers au format GDSII. Ce sont ces fichiers qui seront utilisés pour la fabrication du masque. Dans une seconde étape, la croissance de la structure verticale des guides est réalisée par épitaxie. Enfin, les guides sont gravés lors d'une troisième et dernière étape.

4.2.1 Construction des coupleurs

Les coupleurs d'entrée et de sortie sont identiques, et sont construits comme indiqué p. 16. Le rayon du coupleur et de l'espacement des guides aux extrémités du réseau sont choisis de manière à respecter au mieux les spécifications détaillées un peu plus haut.

4.2.1.1 Rayon des coupleurs

Les pertes d'insertion du démultiplexeur dépendent du choix du rayon des coupleurs. Celui-ci influe également sur l'éclairement du réseau, et donc sur la bande passante et la diaphonie, comme nous l'avons vu au chapitre 2 (cf. p.24). La réponse spectrale se déduit de l'expression (2.5), où les coefficients d'excitation en amplitude c_s des guides du réseau sont calculés à partir de la diffraction du mode propre du guide d'entrée dans le premier coupleur.

Pour cela, on utilise la décomposition du mode propre $\mathcal{E}(x)$ en ondes planes :

$$\mathcal{E}(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{J}(v) e^{-j2\pi vx} dv. \quad (4.2)$$

$\mathcal{E}(x)$ s'écrit comme la superposition d'ondes planes d'amplitude $\mathcal{J}(v)$ se propageant avec un angle $\theta = \text{Arcsin}(v\lambda/n_{\text{eff},c})$ avec l'axe du guide d'entrée, où $n_{\text{eff},c}$ désigne l'indice effectif du coupleur. Dans l'approximation de Fraunhofer, c'est-à-dire lorsque le rayon R_c du coupleur est suffisamment grand devant la largeur du guide w , l'amplitude du mode diffracté à l'entrée du guide s du réseau est proportionnelle à l'amplitude de l'onde plane se propageant avec l'angle θ_s . Autrement dit, le coefficient d'excitation c_s est proportionnel à la transformée de Fourier $\mathcal{J}(v)$ du mode propre $\mathcal{E}(x)$ pour $v \approx \theta_s n_{\text{eff},c}/\lambda$.

Pour simplifier le calcul de $\mathcal{J}(v)$, nous considérons que le champ est nul à l'extérieur du guide, ce qui est justifié pour le guide fortement gravé (cf. Figure 3.21). Nous pouvons alors écrire le mode propre comme le produit d'un cosinus et d'une fenêtre rectangulaire de largeur w :

$$\mathcal{E}(x) = \cos(\kappa x) \cdot \text{rect}_w(x) \quad (4.3)$$

avec

$$\kappa \approx \frac{\pi}{w}. \quad (4.4)$$

Alors

$$\mathcal{J}(v) = \text{TF}[\cos(\kappa x) \cdot \text{rect}_w(x)] \quad (4.5)$$

c'est-à-dire

$$\mathcal{J}(v) = \text{TF}[\cos(\kappa x)] * \text{TF}[\text{rect}_w(x)]. \quad (4.6)$$

où $*$ désigne le produit de convolution. $\mathcal{J}(v)$ s'écrit encore :

$$\mathcal{J}(v) = \left[\delta\left(v - \frac{\kappa}{2\pi}\right) + \delta\left(v + \frac{\kappa}{2\pi}\right) \right] * \text{sinc}(\pi w v). \quad (4.7)$$

La transformée de Fourier du mode propre est donc le résultat de la convolution de deux fonctions de Dirac et d'une fonction sinus cardinal.

Les fonctions de Dirac correspondent aux angles θ_D définis par :

$$\theta_D \approx \frac{\lambda}{2n_{\text{eff},c} w} \approx 5,5^\circ. \quad (4.8)$$

Le lobe principal du sinus cardinal a pour demi-largeur angulaire $\Delta\theta$

$$\Delta\theta \approx \frac{\lambda}{n_{\text{eff},c} w} = 2\theta_D. \quad (4.9)$$

Par conséquent, on peut estimer que la quasi totalité de la puissance du mode diffracté est concentrée dans un cône d'ouverture $3\Delta\theta$, comme indiqué sur la Figure 4.1. On choisira alors le rayon R_c des coupleurs de sorte que le réseau s'inscrive dans ce cône :

$$R_c = \frac{Md}{3\Delta\theta} = \frac{Mdn_{\text{eff},c} w}{3\lambda}. \quad (4.10)$$

Le calcul de la réponse spectrale avec les coefficients d'excitation ainsi définis (cf. Figure 4.2) fournit une courbe similaire à celle de la Figure 2.10, sur laquelle on mesure l'élargissement de la bande passante et l'affaïssement de la diaphonie, apportés par la diffraction du mode d'entrée.

Ce calcul n'est pas tout à fait suffisant en lui-même car il présume d'une réplique parfaite à la sortie du second coupleur du mode présent à l'entrée du premier. Or, dans la réalité, les guides du réseau sont répartis sur un arc de longueur $(M-1)d$, et une partie seulement de l'énergie du mode d'entrée est récupérée. Cette limitation a l'effet d'un filtre sur les composantes spectrales de la décomposition en ondes planes de l'onde d'entrée. Il suffit pour s'en convaincre de se rappeler l'analogie faite entre le démultiplexeur à réseau de guides et les deux lentilles (cf. Figure 2.4), dont les ouvertures numériques seraient inférieures à celles des fibres. La conséquence de ce filtrage des hautes fréquences spectrales est un élargissement du mode focalisé en sortie du second coupleur. La bande passante du filtre sera donc un peu plus large dans la réalité que ce que le calcul précédent peut prédire.

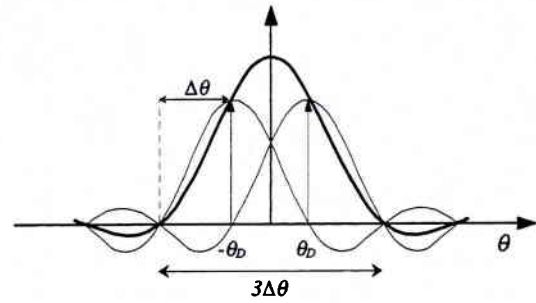


Figure 4.1 : La puissance diffractée du mode d'entrée en fonction de l'angle d'observation est le résultat d'un produit de convolution entre un sinus cardinal et deux fonctions de Dirac.

4.2.1.2 Espacement entre les guides aux extrémités du réseau

Pour la structure fortement gravée, l'espacement entre les guides du réseau n'a d'influence que sur les pertes. D'après la propriété de symétrie de l'équation de propagation de la lumière par rapport à la direction de propagation, celles-ci sont identiques pour les deux coupleurs. Pourtant leurs origines sont différentes : dans le premier coupleur, une partie de l'énergie est perdue lors du couplage dans le réseau du mode diffracté, alors que dans le second, il s'agit de l'énergie dans les ordres de diffraction inférieurs et supérieurs. Nous nous contenterons donc de calculer les pertes dans le premier coupleur.

Les pertes du coupleur d'entrée se calculent par recouvrement du mode diffracté et des modes propres des guides du réseau. Dans les guides fortement gravés, les modes entre deux guides adjacents peuvent être considérés comme découplés. Le taux de couplage

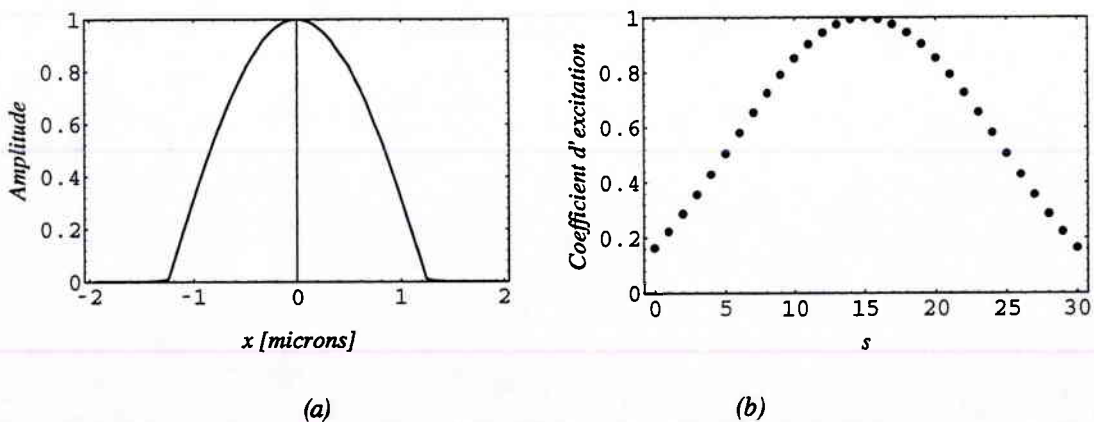


Figure 4.2 : Un exemple de coefficients d'excitation c_s (b), calculés par transformée de Fourier du mode propre du guide d'entrée fortement gravé (a), pour un coupleur de rayon $R_c = 200 \mu\text{m}$ et une période $d = 3,2 \mu\text{m}$.

s'écrit alors :

$$\tau = \sum_{s=1}^M \frac{\left(\int \mathcal{E}(R_c \theta) \mathcal{E}_s(R_c \theta) R_c d\theta \right)^2}{\int \mathcal{E}^2(R_c \theta) R_c d\theta \int \mathcal{E}_s^2(R_c \theta) R_c d\theta} \quad (4.11)$$

où R_c désigne le rayon des coupleurs ; $\mathcal{E}$ et $\mathcal{E}_s$ représentent respectivement les champs correspondant au mode diffracté et au mode propre du guide s . Notons que les modes propres sont identiques pour tous les guides.

Nous effectuons le calcul pour un rayon de courbure R_c fixé de sorte que l'ouverture numérique du guide d'entrée soit inférieure à celle du réseau. On choisira par exemple R_c défini par la relation (4.10). Ainsi la portion d'énergie s'échappant à l'extérieur du réseau est négligeable, et les bornes de l'intégration sont réduites au domaine $\theta \in [-M\alpha/2, M\alpha/2]$, où α désigne l'écart angulaire entre les guides du réseau. Dans le guide fortement gravé, on peut tout à fait considérer le champ du guide s nul pour $\theta \notin [\theta_s - \alpha/2, \theta_s + \alpha/2]$. Ceci nous autorise à écrire l'expression précédente sous la forme :

$$\tau = \sum_{s=1}^M \frac{\left(\int_{\theta_s - \frac{\alpha}{2}}^{\theta_s + \frac{\alpha}{2}} \mathcal{E}(R_c \theta) \mathcal{E}_s(R_c \theta) R_c d\theta \right)^2}{\int_{-\frac{M\alpha}{2}}^{\frac{M\alpha}{2}} \mathcal{E}^2(R_c \theta) R_c d\theta \int_{\theta_s - \frac{\alpha}{2}}^{\theta_s + \frac{\alpha}{2}} \mathcal{E}_s^2(R_c \theta) R_c d\theta} \quad (4.12)$$

Pour simplifier le calcul, nous considérons l'amplitude du champ diffracté $\mathcal{E}$ comme constante dans l'intervalle élémentaire $[\theta_s - \alpha/2, \theta_s + \alpha/2]$. Ainsi :

$$\tau = \sum_{s=1}^M \frac{\mathcal{E}^2(R_c \theta_s) \left(\int_{\theta_s - \frac{\alpha}{2}}^{\theta_s + \frac{\alpha}{2}} \mathcal{E}_s(R_c \theta) R_c d\theta \right)^2}{d \sum_{s'=1}^M \mathcal{E}^2(R_c \theta_{s'}) \int_{\theta_s - \frac{\alpha}{2}}^{\theta_s + \frac{\alpha}{2}} \mathcal{E}_s^2(R_c \theta) R_c d\theta} \quad (4.13)$$

Soit encore :

$$\tau = \frac{1}{d} \frac{\int_{\theta_s - \alpha}^{\theta_s + \alpha} \mathcal{E}_s(R_c \theta) R_c d\theta}{\int_{\theta_s - \alpha}^{\theta_s + \alpha} \mathcal{E}_s^2(R_c \theta) R_c d\theta} \quad (4.14)$$

Cette approximation faite, le taux de couplage est donc indépendant de la forme de l'éclairement et du nombre de guides dans le réseau. La Figure 4.3 donne les pertes par

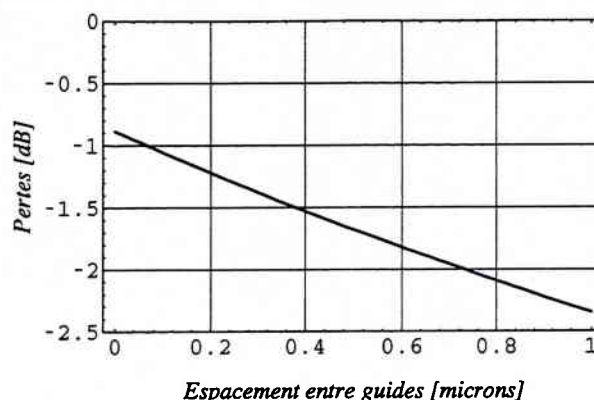


Figure 4.3 : Recouvrement du mode diffracté du coupleur dans les guides du réseau en fonction de l'espacement ($d-w$) entre les guides, pour le guide fortement gravé, de largeur $w = 2,5 \mu\text{m}$.

recouvrement pour le guide fortement gravé de $2,5 \mu\text{m}$ de large en fonction de l'espacement entre les guides du réseau.

Très logiquement, l'espacement entre les guides du réseau doit être le plus faible possible, afin de minimiser les pertes du coupleur, la limite théorique étant de $0,9 \text{ dB}$ par coupleur pour un espacement nul entre les guides. Dans l'état actuel de la technologie, il est difficile d'obtenir une ouverture entre guides inférieure à $0,5 \mu\text{m}$. Pour être certain de graver les guides au delà de la couche de quaternaire, tous nos dispositifs possèdent une période $d = 3,2 \mu\text{m}$, ce qui conduit à des pertes théoriques de 2 dB par coupleur.

4.2.2 Construction du réseau

La partie la plus délicate dans la conception des démultiplexeurs est la construction du réseau. Tous les paramètres du réseau (longueurs des guides droits, angles et rayons de courbure des guides courbes, rayon des coupleurs, etc.) et des démultiplexeurs en général sont calculés à l'aide d'un outil de calcul mathématique. Pour éviter tout risque d'erreurs lors du report des cotes des guides, la lecture par le logiciel de dessin de masque de ces paramètres est automatisée.

Tous les composants comportent des sections à courbures progressives pour joindre les sections droites aux sections courbes à rayon constant. Les guides progressifs sont construits à l'aide de fonctions paramétrées polynomiales avec un contact d'ordre 3 avec les guides courbes (cf. p. 57).

Le schéma du réseau est présenté Figure 4.4. Celui-ci est symétrique par rapport à l'axe Δ . Chaque guide du réseau est constitué d'un guide droit en sortie des coupleurs, raccordé à un guide courbe de rayon constant R_0 par l'intermédiaire d'un guide progressif. Puis le guide courbe est raccordé à nouveau à un guide droit perpendiculaire à l'axe Δ par l'intermédiaire d'un guide progressif identique au précédent. Les guides courbes du réseau ont tous le même rayon de courbure R_0 , et les guides progressifs sont tous identiques, de sorte que le pas du réseau ΔL s'exprime en fonction de R_0 , de

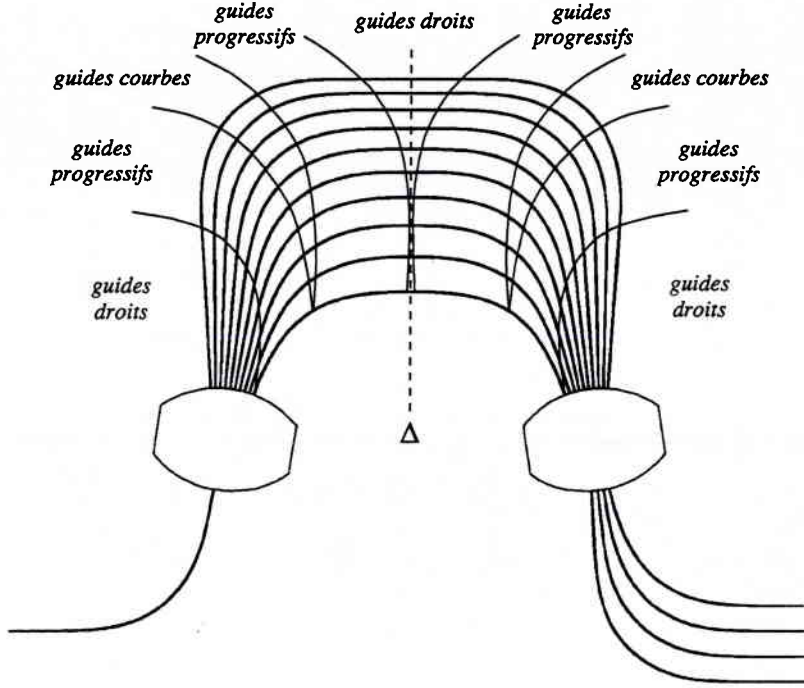


Figure 4.4 : Le réseau du démultiplexeur est constitué d'une succession de guides droits, de guides courbes et de guides progressifs. Les guides courbes ont tous le même rayon de courbure et les guides progressifs sont tous identiques.

l'écartement angulaire α des guides du réseau et de la différence de longueur Δl entre les sections droites :

$$\Delta L = 2R_0\alpha + \Delta l, \quad (4.15)$$

d'où l'on tire le déphasage d'un guide à l'autre :

$$\Delta\Phi = 2\beta_{g,c} R_0\alpha + \beta_{g,d}\Delta l, \quad (4.16)$$

où $\beta_{g,c}$ et $\beta_{g,d}$ désignent les constantes de propagation dans les sections courbes et dans les sections droites. Cet arrangement du réseau nous garantit donc un déphasage indépendant de la nature du guide progressif.

4.2.3 Fabrication

La fabrication des démultiplexeurs en longueur d'onde est analogue à celle des guides fortement gravés décrite p. 41. La croissance de la structure verticale est réalisée en épitaxie par jets moléculaires. Les guides sont réalisés par gravure ionique réactive avec un mélange CH_4/H_2 , et adjonction de CO_2 pour éviter la formation et le dépôt de polymères sur les flancs des guides. L'adjonction de CO_2 peut être évitée en intercalant régulièrement des séquences de plasma O_2 afin de nettoyer les flancs des guides. Les résultats obtenus avec les deux gravures sont similaires.

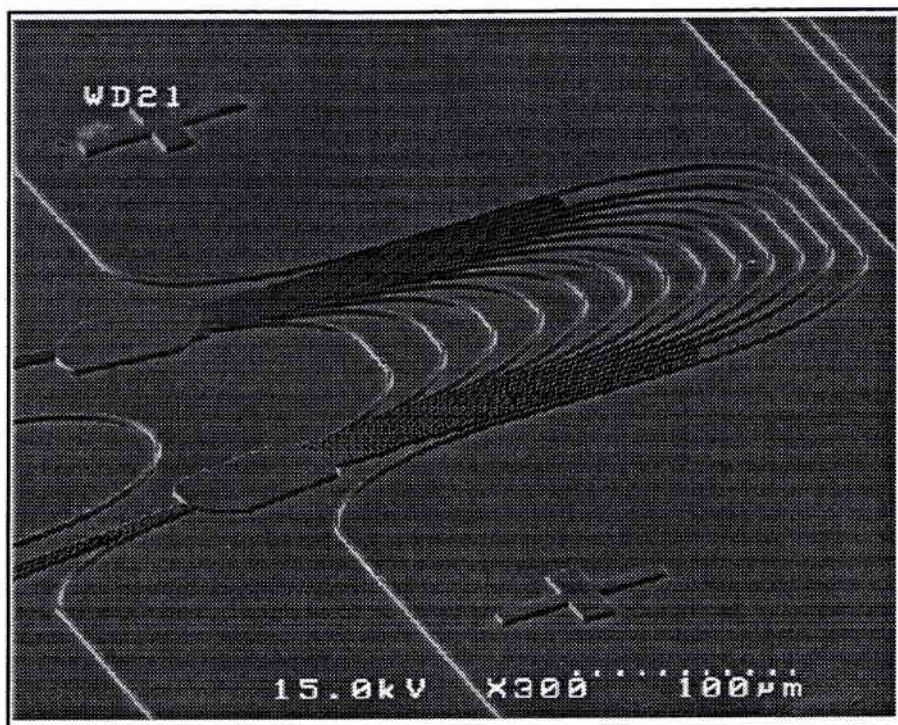


Figure 4.5 : Photographie prise au microscope électronique à balayage d'un démultiplexeur avec un réseau de 12 guides. Le démultiplexeur est surmonté d'un guide courbe pour les mesures de pertes.

4.3 Résultats

Cette partie présente les caractéristiques mesurées sur quelques démultiplexeurs, en termes de pertes et de diaphonie. Les différentes mesures sont effectuées sur les deux bancs décrits Figure 4.6 : le premier banc dispose d'objectifs pour l'injection et la détection du signal en entrée et en sortie du composant. Un polariseur inséré entre le dispositif à mesurer et le détecteur (caméra ou photodétecteur) permet de contrôler la polarisation en permanence. Sur le second banc, l'injection et la détection se font à l'aide de fibres lentillées, pour la mesure, entre autres, des pertes de couplage. Ce banc permet également d'obtenir une meilleure sensibilité que le précédent, les modes radiés n'étant pas, ou très peu, couplés dans les fibres. La longueur d'onde d'une source accordable, pour les mesures spectrales, est commandée par l'intermédiaire d'un micro-ordinateur, qui contrôle également les puissances optiques de sortie, indiquées par une détection synchrone pour le premier banc, et un mesureur de puissance optique pour le second.

4.3.1 Mesures de pertes

Une analyse précise des pertes d'insertion des démultiplexeurs nécessite une mesure des différentes contributions : les pertes de propagation des guides droits, les pertes excédentaires dans les guides courbes et les pertes de couplage avec les fibres.

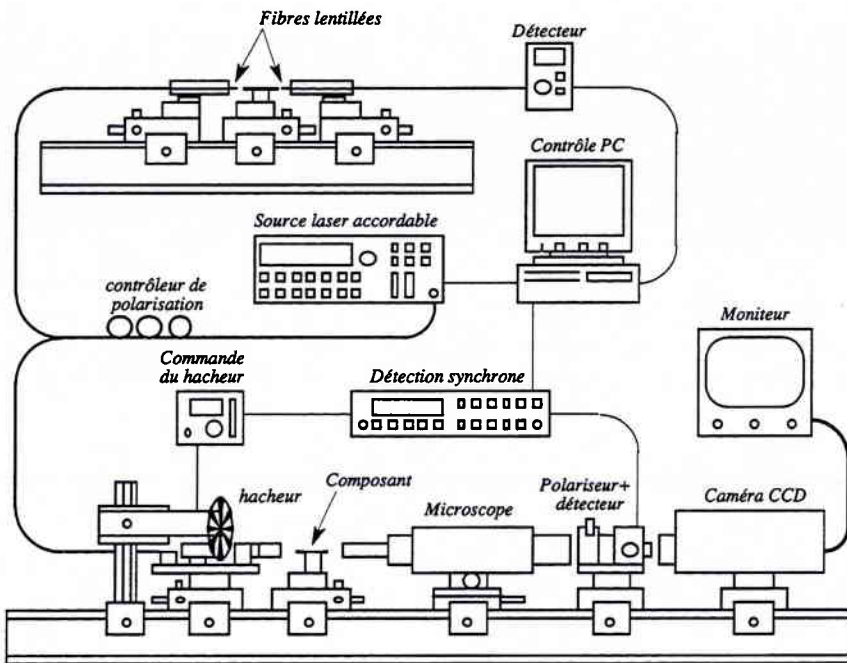


Figure 4.6 : Schéma des bancs de mesure des démultiplexeurs, avec injection et détection par objectifs (en bas) ou par fibres lentillées (en haut).

4.3.1.1 Pertes de propagation

Les pertes de propagation du guide fortement gravé ont été mesurées sur des guides droits par la méthode Fabry-Pérot [94],[95]. Un signal monochromatique à $1,55\ \mu\text{m}$ est injecté dans les guides sur le banc muni d'objectifs. Les guides sont ensuite chauffés, par exemple à l'aide d'une résistance placée au dessus du substrat, de manière à modifier l'indice du matériau. L'onde incidente interfère avec les ondes réfléchies par les faces clivées du guide, et l'amplitude de l'onde en sortie oscille dans le temps sous l'effet de la variation de longueur optique du guide. Le contraste des franges ainsi obtenues est mesuré à l'aide d'un système de détection synchrone, et renseigne sur les pertes de propagation de la structure. Ces pertes sont reportées Figure 4.7.

Les pertes moyennes sont de $2,6\ \text{dB/cm}$ pour la polarisation TE et de $3,3\ \text{dB/cm}$ pour la polarisation TM. Aux variations des pertes dues aux défauts d'épitaxie et aux défauts technologiques s'ajoute l'imprécision de la mesure, ce qui explique la dispersion plutôt importante des résultats. Plusieurs facteurs sont en cause, comme la stabilité en puissance de la source utilisée, la qualité du clivage des composants qui influe sur la réflectivité des facettes, la lumière parasite non couplée illuminant le détecteur, ou encore la multimodalité des guides.

4.3.1.2 Pertes de couplage

Les pertes d'insertion des guides ont également été mesurées sur le second banc muni de fibres lentillées. Connaissant les pertes de propagation et la longueur des guides, les pertes de couplage ont été mesurées à $2,5\ \text{dB}$ par face pour les deux polarisations. Malgré le confinement important du mode optique, les pertes de couplage sont relativement faibles. Le recouvrement du mode de la fibre avec le mode du guide est en fait favorisé par la forme quasi-circulaire de ce dernier (cf. Figure 3.19).

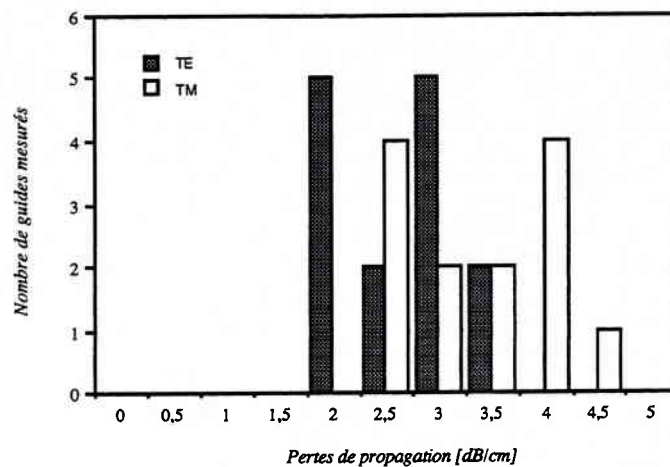


Figure 4.7 : Histogramme des pertes mesurées par la méthode Fabry-Pérot sur des guides droits fortement gravés de $2,5 \mu\text{m}$ de large et $2,5 \text{ mm}$ de long, pour les deux polarisations TE et TM.

4.3.1.3 Pertes des guides courbes

Les pertes dans les sections courbes ont été mesurées sur des motifs tests comportant des guides droits raccordés à des guides courbes par l'intermédiaire de sections à courbures progressives, identiques à celles des démultiplexeurs. Les motifs tests comportent 4 virages à 90° , de sorte qu'ils reproduisent sensiblement la forme générale des démultiplexeurs. Ces motifs, de part et d'autre du démultiplexeur, sont visibles sur la photographie du démultiplexeur de la Figure 4.5, ou sur les dessins de la Figure 4.8. Par différence des pertes d'insertion des guides tests avec celles des guides droits juxtaposés, on déduit les pertes par virage. Celles-ci ont été mesurées à $0,2 \text{ dB}/90^\circ$, pour des rayons de courbure allant indifféremment de $70 \mu\text{m}$ à $200 \mu\text{m}$. On en conclut que le rayon limite en deçà duquel les pertes par radiation augmentent de façon exponentielle n'est pas encore atteint [73],[96],[97], et qu'il est possible a priori, pour cette structure particulière, de réduire encore un peu le rayon de courbure sans augmenter les pertes d'insertion du guide.

4.3.1.4 Bilan des pertes

Les pertes d'insertion entre les deux fibres lentillées ont été mesurées pour tous les composants. Elles sont variables suivant les dispositifs, et dépendent essentiellement du nombre de guides dans le réseau. Ainsi, les pertes d'insertion des dispositifs comportant 30 à 40 guides sont à peu près équivalentes et sont de l'ordre de 11 dB. Les pertes du dispositif avec 60 guides sont de l'ordre de 13 dB. Compte tenu des pertes mesurées dans les guides droits et courbes, ainsi que de la longueur totale des dispositifs, qui est de $2,5 \text{ mm}$, le bilan des pertes des démultiplexeurs avec 30 à 40 guides est le suivant :

- pertes totales des guides $\approx 1,5 \text{ dB}$. Ces pertes comprennent les pertes de propagation et les pertes excédentaires des guides courbes,
- pertes de couplage avec les fibres lentillées $\approx 2,5 \text{ dB}$,
- pertes par coupleur $\approx 2,25 \text{ dB}$.

4.3.2 Mesures spectrales

Par la suite, nous donnons les réponses spectrales de trois démultiplexeurs dont les dessins ayant servi à la réalisation du masque sont représentés Figure 4.8, et dont les caractéristiques sont détaillées dans le Tableau 4.2. Les réponses spectrales de chacune des sorties des démultiplexeurs sont mesurées sur le banc fibré décrit Figure 4.6.

Tableau 4.2 : Paramètres des démultiplexeurs. $\Delta\lambda$ désigne l'espacement entre canaux, N le nombre de canaux ; l'ISL est l'Intervalle spectral libre, et h le paramètre défini p. 22; M est le nombre de guides dans le réseau; m et ΔL désignent l'ordre et le pas du réseau. R_0 désigne le rayon de courbure minimal des guides du réseau, et R_c le rayon des coupleurs. La taille du réseau est donnée entre les deux points focaux d'entrée et de sortie du réseau.

$\Delta\lambda$ (nm)	N	ISL (nm)	h	M	m	ΔL (μm)	R_0 (mm)	R_c (mm)	taille du réseau (mm^2)
4	4	34	5	40	44	21,2	0,1	0,28	0,6x0,7
3,2	4	34	3	30	44	21,2	0,1	0,2	0,5x0,5
2	16	37	4	70	40	19,3	0,15	0,48	0,9x1

La réponse spectrale du démultiplexeur à 4 canaux espacés de 3,2 nm est représentée sur la Figure 4.9. Les faces clivées du dispositif ne sont pas traitées antireflet, ce qui crée une légère oscillation des courbes par effet Fabry-Pérot. La diaphonie entre canaux adjacents est de -28 dB, et la bande passante optique à -3 dB est de 1,6 nm. La taille totale du dispositif mesuré est de 2,5x0,9 mm² pour un espacement de 50 μm entre les guides de sortie. Notons qu'avec un clivage plus proche des coupleurs, la taille totale peut encore être réduite à 1,2x0,9 mm². Grâce à l'utilisation de la structure fortement gravée, les tailles de ces dispositifs constituent aujourd'hui, et à notre connaissance, des records de compacité. Les pertes d'insertion, comprenant les pertes de couplage avec les fibres lentillées, sont de 11 dB.

La Figure 4.10 montre la réponse spectrale mesurée, superposée à la réponse spectrale théorique, calculée comme indiqué précédemment, c'est-à-dire à partir de l'équation (2.5) et en tenant compte de la diffraction du mode propre du guide d'entrée dans le coupleur (cf. p. 65). La bande passante optique mesurée est plus large que celle calculée, conformément à ce que l'on pouvait attendre (cf. p. 67).

La réponse du démultiplexeur est indépendante de la polarisation, comme le montre la Figure 4.11, où se superposent les lobes principaux des réponses spectrales des deux polarisations TE et TM pour une des sorties du démultiplexeur. La mesure a été réalisée avec injection et détection du signal à l'aide d'objectifs ce qui explique le niveau de bruit entre -20 dB et -25 dB. Tous les dispositifs possédant la structure fortement gravée à biréfringence nulle sont insensibles à la polarisation, conformément à ce que l'on attendait.

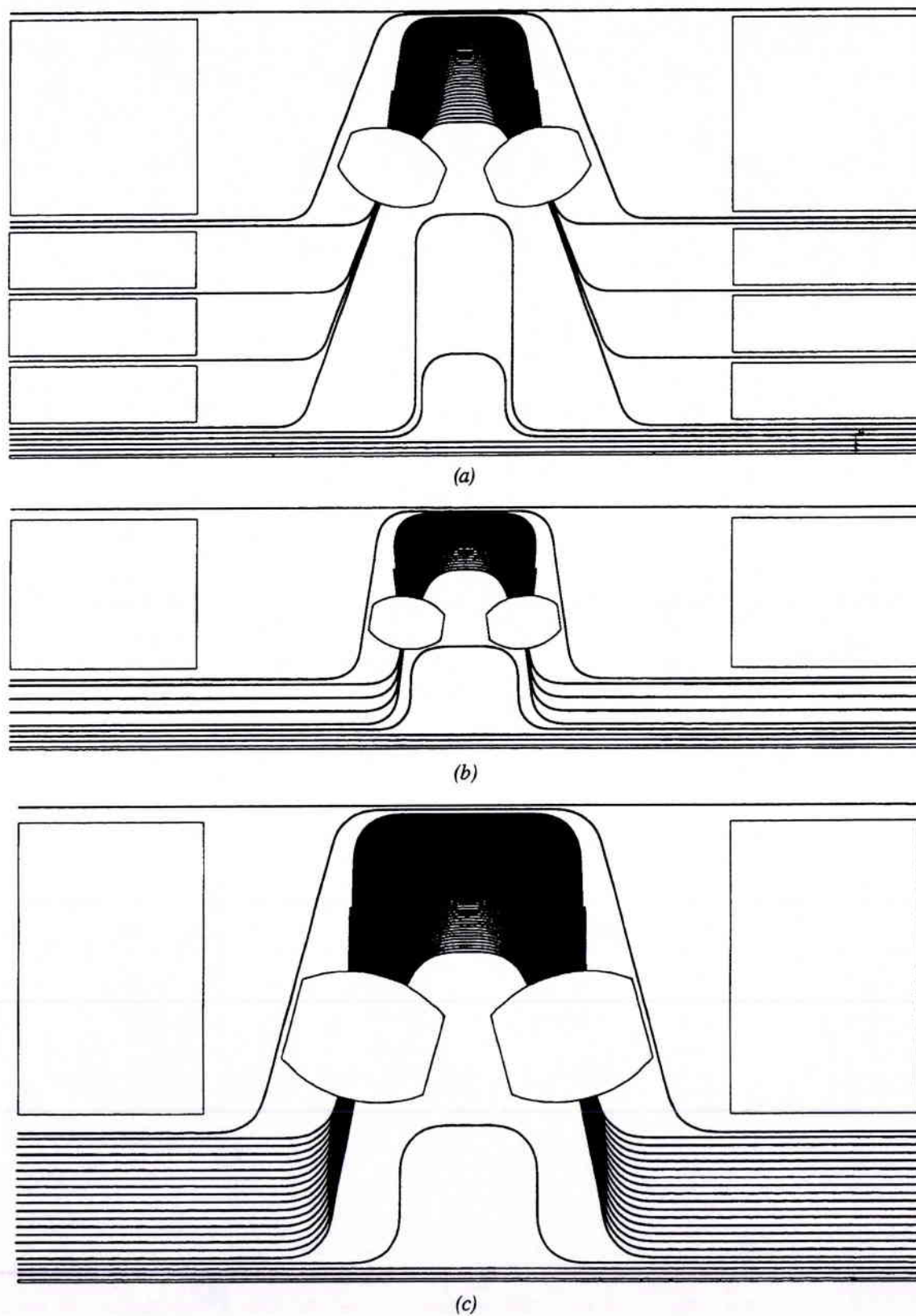


Figure 4.8 : Dessins des démultiplexeurs à 4 canaux espacés de 4 nm (a) et 3,2 nm (b), et du démultiplexeur à 16 canaux espacés de 2 nm (c).

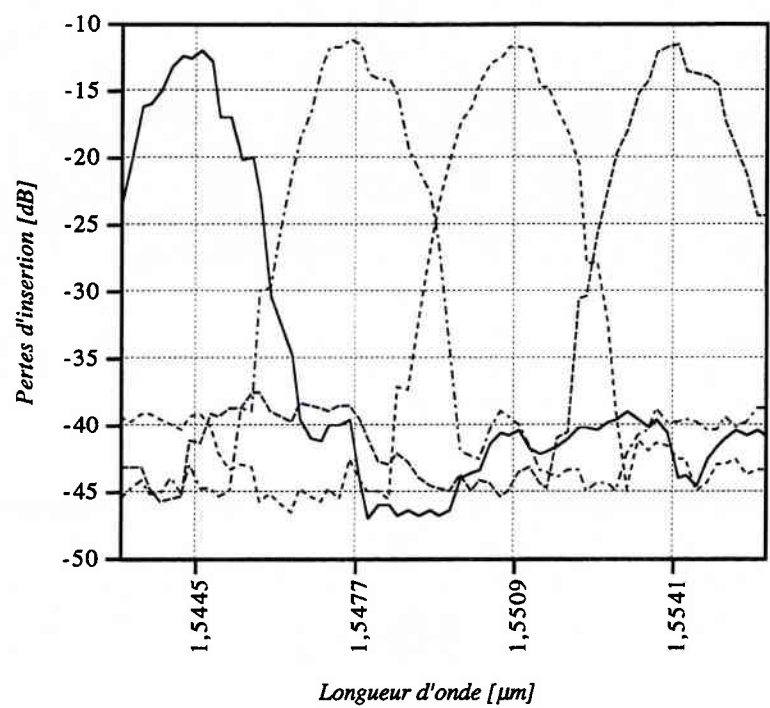


Figure 4.9 : Réponse spectrale du démultiplexeur à 4 canaux espacés de 3,2 nm.

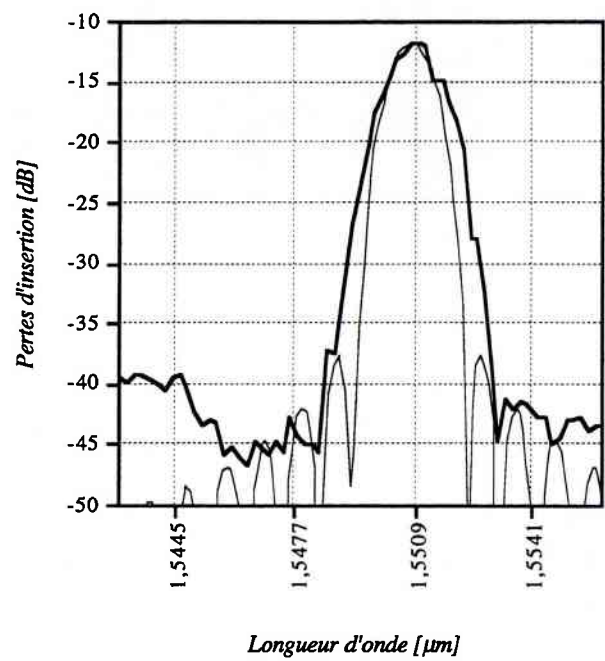


Figure 4.10 : Comparaison entre la réponse spectrale théorique (trait fin) et mesurée (trait gras) d'une des sorties du démultiplexeur à 4 canaux espacés de 3,2 nm.

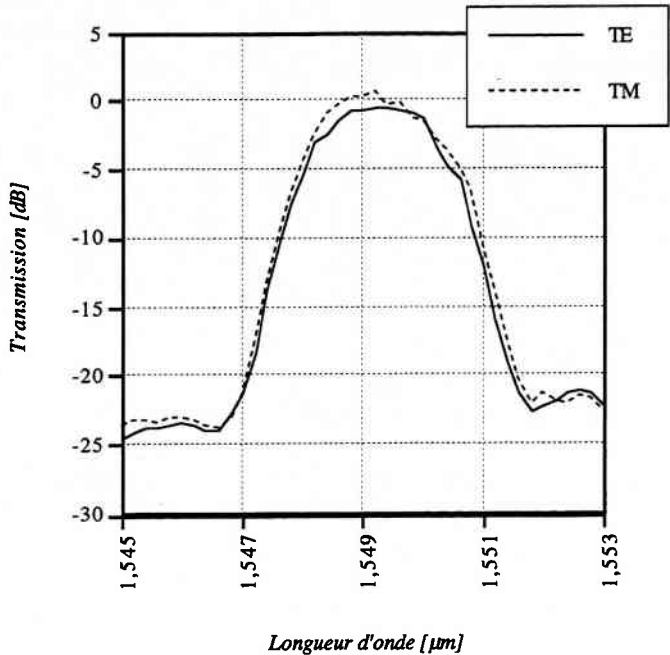


Figure 4.11 : Superposition des réponses TE et TM du démultiplexeur à 4 canaux espacés de 3,2 nm.

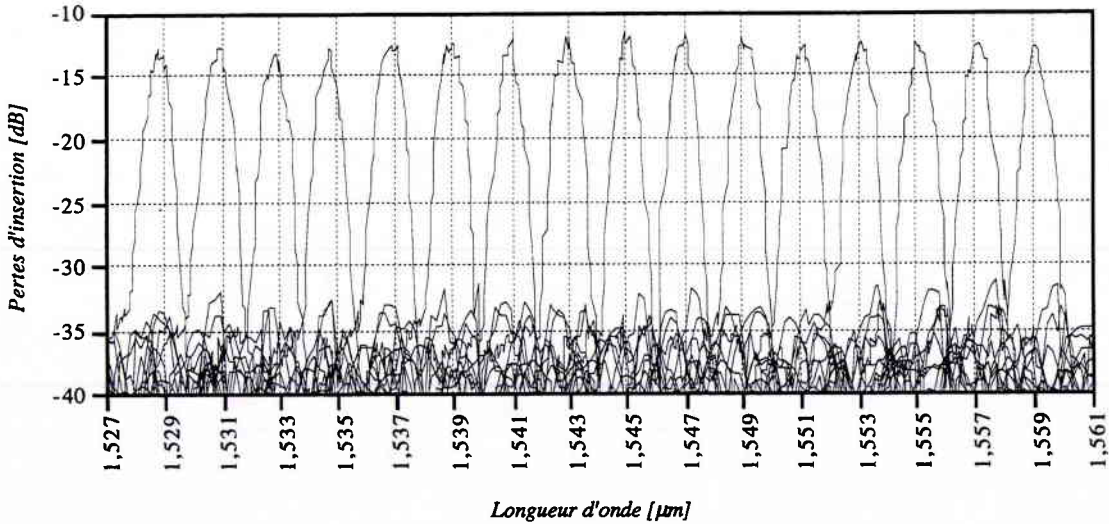


Figure 4.12 : Réponse spectrale du démultiplexeur à 16 canaux espacés de 2 nm.

La réponse spectrale du démultiplexeur à 16 canaux espacés de 2 nm est représentée sur la Figure 4.12. Tout comme le composant précédent, les faces ne sont pas traitées antireflet. La diaphonie entre canaux adjacents est de -20 dB, ce qui à notre connaissance est le meilleur résultat publié à ce jour sur InP, pour un dispositif à plus de 8 canaux.

L'espacement entre canaux est exactement de 2,015 nm. Cela provient d'une erreur dans le calcul de l'écart angulaire entre les guides de sortie : l'expression (2.24) a été calculée en utilisant l'indice effectif des guides au lieu de l'indice effectif des coupleurs. L'écart entre l'espacement calculé et l'espacement mesuré est de 0,75% ; c'est également l'écart entre les deux valeurs d'indices effectifs, ce qui montre malgré tout qu'une bonne précision peut être obtenue sur l'espacement entre canaux. L'écart en longueur d'onde entre le pic du premier canal et celui du dernier est de 30,25 nm, soit 0,25 nm de plus que la valeur visée. Cependant, la pénalité induite par cet écart reste négligeable, compte tenu de la passante optique à -3 dB qui est de 0,7 nm.

La taille totale du dispositif est de $2,5 \times 1,7 \text{ mm}^2$ avec $30 \text{ }\mu\text{m}$ d'espacement entre les guides de sortie, et peut être réduite à $1,5 \times 1,7 \text{ mm}^2$ en clivant plus proche des coupleurs. Les pertes d'insertion du composant sont de 13 dB.

4.3.3 Mesure de sensibilité à la température

Une variation de température ambiante entraîne une modification de l'indice effectif du matériau, et donc un décalage de la longueur d'onde centrale du démultiplexeur. Ce décalage est identique pour tous les composants, car la variation d'indice n'est fonction que de la structure du guide. Le décalage a été mesuré sur un démultiplexeur monté sur un contrôleur de température, de type Peltier, et reporté sur la Figure 4.13. La dérive de la longueur d'onde centrale du démultiplexeur en fonction de la température est linéaire, avec une pente de $0,1 \text{ nm}/^\circ\text{C}$.

L'utilisation du démultiplexeur au sein d'un système nécessite un contrôle permanent de la température, car une variation de quelques degrés peut entraîner le passage d'un canal d'une sortie sur une autre. En revanche, le peigne de longueur d'onde du démultiplexeur peut être accordé en ajustant la température, ce qui présente l'avantage de relâcher les tolérances sur la composition des matériaux ou les paramètres du guide.

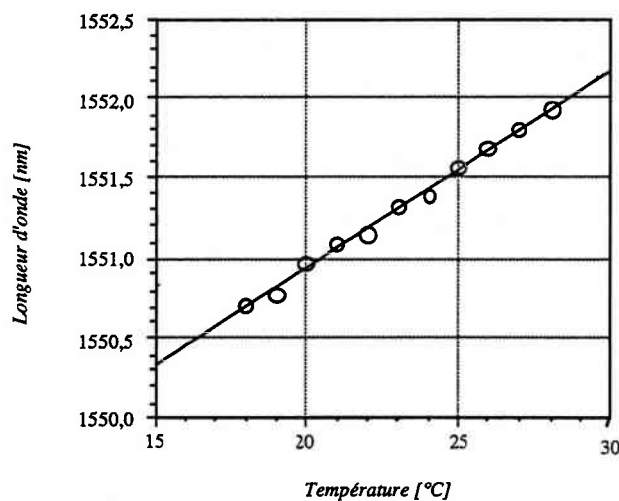


Figure 4.13 : Dérive du pic de longueur d'onde du démultiplexeur en fonction de la température.

4.4 Bilan et perspectives

Ces résultats situent nos démultiplexeurs à réseau de guides parmi les plus performants réalisés à ce jour. Tous les dispositifs sont insensibles à la polarisation, et des records de compacité ont été atteints grâce à l'utilisation d'une structure à biréfringence nulle fortement gravée. De plus, l'insertion de courbes progressives dans le réseau de guides nous a permis de réduire sensiblement la diaphonie des dispositifs, jusqu'à des valeurs record. A titre indicatif, rappelons que les diaphonies obtenues avec des décalages abrupts entre les guides courbes et les guides droits étaient respectivement de -23 dB et -14 dB pour 4 et 16 canaux [98].

Cependant, un certain nombre d'améliorations peuvent encore être apportées aux dispositifs, ce qui nous laisse espérer des performances encore supérieures. Nous en présentons ici quelques unes, en vue de réduire les pertes, la diaphonie, ou d'aplatir la réponse spectrale des filtres.

4.4.1 Réduction des pertes

4.4.1.1 Pertes de propagation

La principale source de pertes dans le guide fortement gravé est liée à la rugosité du masque, qui est reportée sous forme de stries sur les flancs du guide lors des étapes de gravure du masque ou du guide lui-même (cf. Figure 3.16). Son influence est très difficile à prévoir car elle dépend non seulement de l'amplitude de la rugosité, mais aussi de sa périodicité. Lorsque cette dernière est voisine de la longueur d'onde, le guide rugueux est équivalent vis-à-vis de l'onde à une succession de guides droits élémentaires de largeurs légèrement différentes, et dont les modes sont désadaptés. Les pertes de propagation correspondent à l'accumulation de proche en proche des pertes de couplage entre le mode fondamental et les modes radiés de ces petites sections élémentaires. Une solution pour réduire ces pertes est donc d'augmenter la largeur du guide, relativement à l'amplitude de la rugosité qui reste constante, tout en veillant à conserver son caractère monomode.

4.4.1.2 Pertes de couplage

Les pertes de couplage peuvent elles aussi être réduites par le biais d'une augmentation de la largeur du guide, la taille du mode dans le guide se rapprochant alors de celle du mode dans la fibre.

Nous avons réalisé des démultiplexeurs avec des guides de 2,8 μm de large au niveau de la couche guidante afin de vérifier ce résultat. La composition du quaternaire est légèrement modifiée afin de conserver l'insensibilité à la polarisation, conformément aux indications données p. 45. Les pertes de couplage sont effectivement plus faibles que celles mesurées sur les dispositifs avec des guides de 2,5 μm . Elles sont de l'ordre de 1,5 dB par face, ce qui conduit à des pertes d'insertion inférieures à 10 dB. Par contre, le mode étant moins confiné, les pertes dans les guides courbes sont plus importantes pour les courbures employées. On observe par ailleurs une dépendance des pertes dans les courbes avec le rayon de courbure, comme le montre la Figure 4.14.

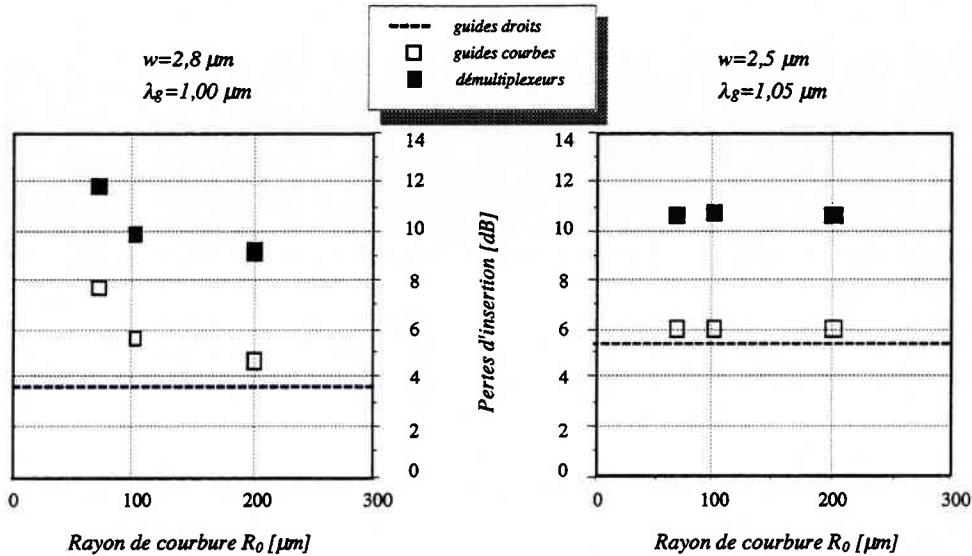


Figure 4.14 : Comparaison des pertes d'insertion des guides droits, des guides courbes et des démultiplexeurs pour les deux guides à biréfringence nulle de largeur $2,5 \mu\text{m}$ et $2,8 \mu\text{m}$.

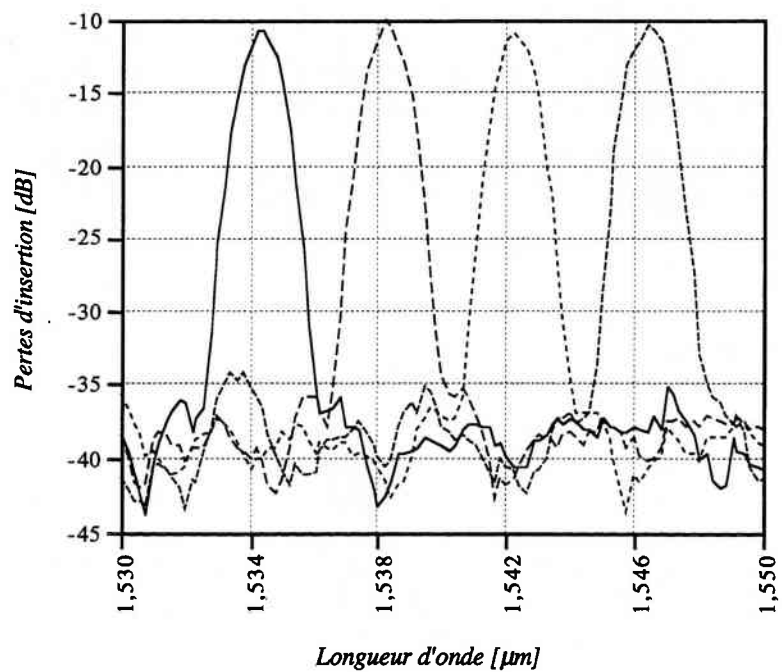


Figure 4.15 : Réponse spectrale du démultiplexeur à 4 canaux espacés de 4 nm, avec des guides de $2,8 \mu\text{m}$ de large.

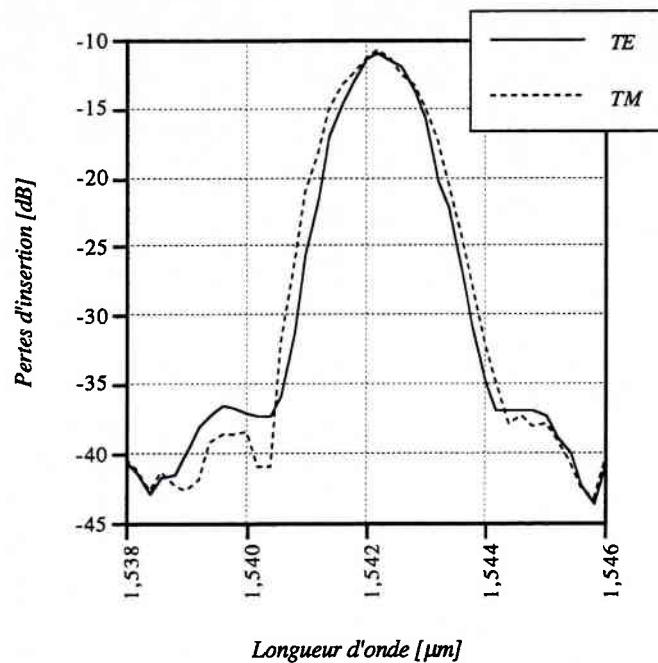


Figure 4.16 : Superposition des réponses TE et TM du démultiplexeur à 4 canaux espacés de 4 nm, avec des guides à biréfringence nulle de 2,8 μm de large.

La réponse spectrale du démultiplexeur à 4 canaux, espacés de 4 nm, avec des guides de largeur $w = 2,8 \mu\text{m}$, et des rayons de courbure $R_0 = 100 \mu\text{m}$ est donnée Figure 4.15. Les faces du composant sont traitées antireflet pour la mesure, ce qui explique que les courbes aient un aspect plus lissé que celles des démultiplexeurs précédents. La diaphonie sur ce dispositif est de -25 dB pour le premier canal et de -28 dB ou moins pour les autres canaux. La bande passante à -3 dB est de 1,2 nm. La taille du dispositif est de $2,5 \times 1,5 \text{ mm}^2$ avec 250 μm d'espacement entre les guides de sortie, et peut être réduite à $1,5 \times 1,5 \text{ mm}^2$ en clivant plus proche des coupleurs.

Comme pour les dispositifs précédents, on n'observe aucun décalage entre les pics des deux polarisations TE et TM (cf. Figure 4.16).

Remarquons que l'augmentation de la largeur des guides a été obtenue à partir d'un masque conçu pour des guides de 2,5 μm en modifiant les conditions de gravure. Malgré cela, la diaphonie reste aussi faible que celle des dispositifs précédents, ce qui prouve l'efficacité des courbures progressives, indépendamment de la largeur des guides.

4.4.1.3 Pertes des coupleurs

Comme nous l'avons vu, les pertes des coupleurs augmentent avec la période du réseau, avec une limite inférieure théorique de 0,9 dB pour un espacement nul entre les guides. À l'heure actuelle, la distance minimale séparant les guides aux extrémités du réseau est de l'ordre de 0,7 μm . Les perspectives d'amélioration de la résolution lithographique à l'aide de nouvelles résines, et surtout une optimisation des conditions de gravure, devraient permettre de repousser encore un peu cette limite en deçà de 0,5 μm .

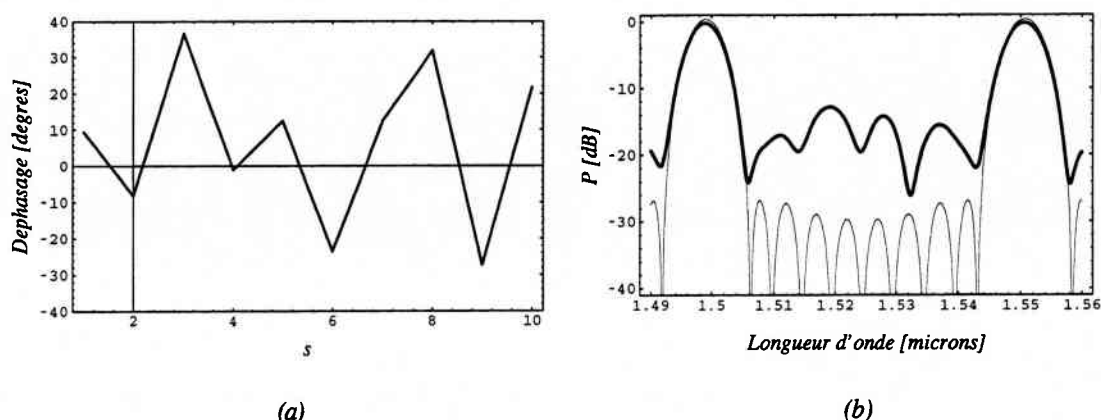


Figure 4.17 : Un déphasage aléatoire dans les guides du réseau (a) a pour conséquence une dégradation de la réponse spectrale du démultiplexeur (b), représentée en trait gras, par rapport à la réponse théorique sans bruit de phase, représentée en trait fin.

4.4.2 Réduction de la diaphonie

La diaphonie a en partie pour origine la rugosité des guides. Celle-ci crée de très faibles variations d'indice effectif, induisant un déphasage aléatoire en sortie de réseau, et donc une dégradation de l'isolation entre les canaux. Une diminution de la diaphonie passe donc par une optimisation de la technologie.

Une deuxième cause de diaphonie est un mauvais contrôle des longueurs des guides du réseau. La Figure 4.17 montre l'effet d'une variation aléatoire de phase dans les guides sur la réponse spectrale. On observe une remontée de la diaphonie et une légère augmentation des pertes d'insertion.

Pour les démultiplexeurs avec un pas ΔL proche de $20\ \mu\text{m}$ comme c'est le cas pour nos dispositifs, un déphasage aléatoire correspondant à une erreur maximale de $0,1\ \mu\text{m}$ sur la longueur des guides produit une remontée du niveau de bruit autour de $-25\ \text{dB}$. Le contrôle du pas du réseau doit donc être extrêmement rigoureux si l'on souhaite atteindre des diaphonies en dessous de cette valeur.

Dans cette optique, la fabrication du masque doit faire l'objet d'une attention toute particulière. Dans un premier temps, le tracé des démultiplexeurs est codé par le logiciel de dessin sous forme de polygones, avec une résolution de $1\ \text{nm}$ pour les guides droits et $0,1^\circ$ pour les guides courbes, puis enregistré dans un fichier au format GDSII (cf. Figure 4.18). La transformation de ces données vers un format de lecture pour la machine de fabrication de masques se traduit par une diminution de la résolution, et peut être une source d'erreur, qu'il est difficile de quantifier. Une étude a montré que la diaphonie est une fonction croissante de la discrétisation des données [40]. Il y est indiqué qu'une discrétisation de $25\ \text{nm}$, qui correspond à la résolution de nos masques après transformation des données, aboutit sur silice à des diaphonies comprises entre $-20\ \text{dB}$ et $-27\ \text{dB}$, et qu'une discrétisation de $10\ \text{nm}$ permet de réduire ces valeurs de $5\ \text{dB}$. Remarquons qu'aujourd'hui, il existe des machines avec des résolutions de $8\ \text{nm}$, ce qui devrait nous permettre de réduire encore la diaphonie de nos démultiplexeurs, en supposant, bien entendu, que la discrétisation soit la seule cause de déphasage aléatoire. Notons qu'en revanche, le temps d'écriture du masque augmente considérablement avec la résolution.

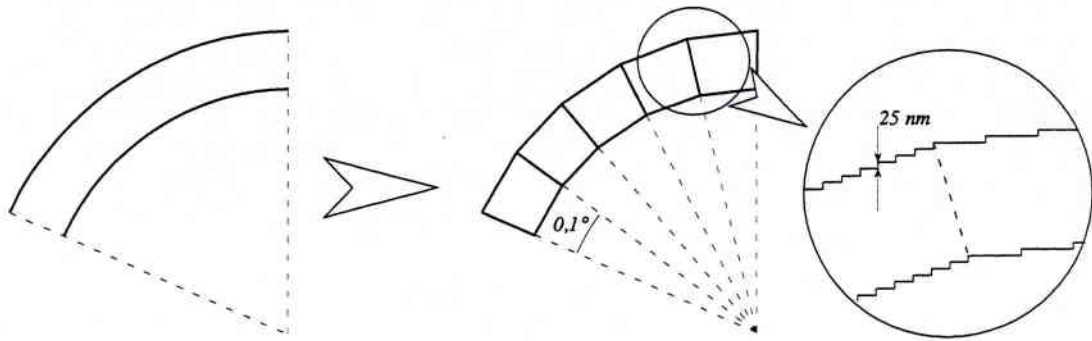


Figure 4.18 : Le codage des guides courbes sous forme de polygones, puis sous forme d'escalier peut entraîner une rugosité du guide et un déphasage aléatoire en sortie du réseau. Dans la réalité, l'escalier, dont la hauteur des marches correspond à la résolution de la machine de fabrication des masques, est lissé suite à de multiples passages du faisceau d'écriture.

4.4.3 Aplatissement de la réponse spectrale

Les démultiplexeurs à réseau de guides possèdent généralement une réponse spectrale en forme de pic. La puissance optique en sortie décroît rapidement lorsque la longueur d'onde s'éloigne de la longueur d'onde centrale du filtre. Pour limiter les pénalités occasionnées par des chutes de puissance dues aux dérives des éléments qui composent le système, les longueurs d'onde du système et les pics des filtres doivent tous deux être contrôlés précisément. Cela implique un surcoût sur la fabrication des composants et la supervision du système.

Une solution pour relâcher les tolérances des filtres est d'aplatir la réponse spectrale en leur sommet. Nous avons vu au chapitre 2 qu'en distribuant les amplitudes des guides du réseau sous la forme d'un sinus cardinal, une réponse aplatie pouvait être obtenue. C'est sans aucun doute la solution la plus efficace, mais qui dans la réalité est difficile à appliquer sans pertes conséquentes. De ce fait, à notre connaissance, aucune réalisation n'a été publiée à ce jour.

Amersfoort en 1994 proposait le premier d'aplatir la réponse spectrale en élargissant simplement les guides de sortie du démultiplexeur, en jouant ainsi sur les interférences entre les différents modes [30]. Le caractère multimode des guides est indispensable pour aplatir la réponse spectrale, et cette particularité est aussitôt perdue lorsque le signal de sortie est couplé à une fibre monomode. Par conséquent, cette solution ne trouve d'application qu'en couplant directement les sorties du composant avec des photodiodes [99].

Une solution moins contraignante utilisant des guides monomodes en sortie, consiste à injecter dans le coupleur d'entrée un mode en « dos de chameau » [37]. Ce mode est obtenu en élargissant brutalement le guide à l'entrée du coupleur (cf. Figure 4.19). La

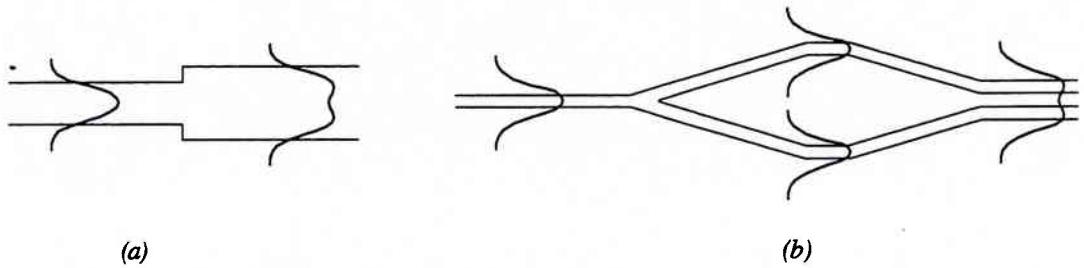


Figure 4.19 : Deux méthodes pour aplatir le mode optique à l'entrée du coupleur. La première, à l'aide d'un guide multimode (a) est la moins encombrante des deux. La seconde, par couplage entre deux modes (b), ne s'adapte qu'à des guides à faible saut d'indice.

largeur et la longueur du guide multimode^{†††} sont ajustées de sorte que le mode à l'entrée du coupleur soit convenablement aplati en son sommet. Le démultiplexeur reproduit à la sortie du second coupleur l'image du mode à l'entrée du premier. Lorsque la longueur d'onde du signal d'entrée change, le mode en sortie se déplace devant les guides et la forme du mode est reproduite dans le domaine spectral.

Dans la même idée, le mode d'entrée peut aussi être divisé en deux à l'aide d'une jonction en Y. Les deux modes sont injectés très proches l'un de l'autre dans le coupleur d'entrée, de sorte que le couplage mutuel entre les deux modes crée globalement un mode de forme identique à celui du guide multimode précédent [52].

Il existe un certain nombre d'autres solutions qui s'appuient sur une modification des paramètres géométriques du réseau. En particulier, il est possible de scinder le réseau en deux, en décalant par exemple légèrement les foyers des deux réseaux dans le coupleur de sortie. L'aplatissement de la réponse spectrale du démultiplexeur résulte alors de la superposition des réponses des deux réseaux. Ceux-ci peuvent être aussi bien séparés [100] qu'imbriqués [50]. Le même effet peut être obtenu en conservant le même foyer pour les deux réseaux, mais en modifiant très légèrement le pas d'un des deux réseaux par rapport à l'autre.

Notons tout de même que l'ensemble des solutions qui sont proposées augmente intrinsèquement les pertes d'insertion, en tronquant le sommet de la réponse spectrale du filtre.

Ces améliorations doivent désormais être apportées à nos dispositifs. L'aplatissement de la réponse spectrale est primordiale pour les opérateurs système. Quant aux pertes d'insertion et à la diaphonie, bien que suffisamment faibles pour permettre la réalisation de dispositifs intégrés performants comme le sélecteur de longueur d'onde que nous abordons dans la partie suivante, leur réduction est souhaitable pour des composants ayant un nombre de canaux plus important.

^{†††} multimode interferometer (MMI)

4.4.4 Intégration du démultiplexeur dense

Notre étude sur le démultiplexeur dense a été menée dans la perspective d'une intégration monolithique de ce composant avec des amplificateurs optiques à semi-conducteurs, pour la réalisation d'un sélecteur de longueur d'onde.

4.4.4.1 Le sélecteur de longueur d'onde

Le sélecteur de longueur d'onde est un filtre sélectionneur, décrit dans l'introduction de cette thèse, et dont le principe de fonctionnement est schématisé sur la Figure 1.5. Le sélecteur est généralement composé de deux démultiplexeurs en longueur d'onde, symétriques l'un de l'autre. Le premier des deux sépare les composantes spectrales du multiplex d'entrée, et le second regroupe les longueurs d'onde amplifiées par les amplificateurs optiques sur une sortie commune.

Le sélecteur peut aussi se construire à l'aide d'un seul et unique démultiplexeur. Pour cela, on exploite la propriété de symétrie de ce dernier, en bouclant les sorties sur les entrées. En passant à deux reprises dans le démultiplexeur, le signal voit alors deux filtres rigoureusement identiques, ce qui permet d'éviter les éventuels problèmes liés aux décalages des réponses spectrales des deux filtres de la première construction. La Figure 4.20 illustre les deux constructions possibles du sélecteur.

4.4.4.2 Les atouts du sélecteur de longueur d'onde

Le sélecteur de longueur d'onde est un filtre dont on peut modifier la longueur d'onde de filtrage. Ses caractéristiques doivent être comparées à celles des filtres plus classiques réalisant la même fonction, comme les filtres accordables, afin de pouvoir justifier de l'intérêt pour ce nouveau type de filtres.

De nombreux filtres accordables ont été réalisés, dont l'article de référence de Kobrinski récapitule les principes de fonctionnement [101]. Trois types de filtres y sont distingués:

- les filtres basés sur la dépendance des phénomènes d'interférence avec la longueur d'onde. Il s'agit des filtres de type Fabry-Pérot, dont on fait varier la longueur de cavité mécaniquement [102] ou par effet électro-optique [103], ou bien de filtres à base d'interféromètres de type Mach-Zehnder [104].
- les filtres basés sur la dépendance des phénomènes de couplage avec la longueur d'onde. Les filtres concernés sont les filtres acousto-optiques [105],[106], ou bien les filtres à base de coupleurs directionnels [107],[108].
- les filtres actifs à base de lasers accordables. Ces filtres jouent sur l'amplification de la longueur d'onde de résonance de filtres Fabry-Pérot [109],[110].

Quel que soit le principe mis en oeuvre, le glissement de la fonction de transfert de ces filtres s'obtient en agissant sur le courant ou la tension de commande. La fonction de filtrage doit alors être calée en permanence⁺⁺⁺ sur la longueur d'onde du canal afin d'éviter une déformation du spectre du signal modulé, ou d'éventuelles variations de diaphonie et de puissance en sortie du filtre. Tous ces phénomènes sont régis par la statistique de trafic et imposent une précision importante sur la commande.

⁺⁺⁺ mode d'accord dynamique

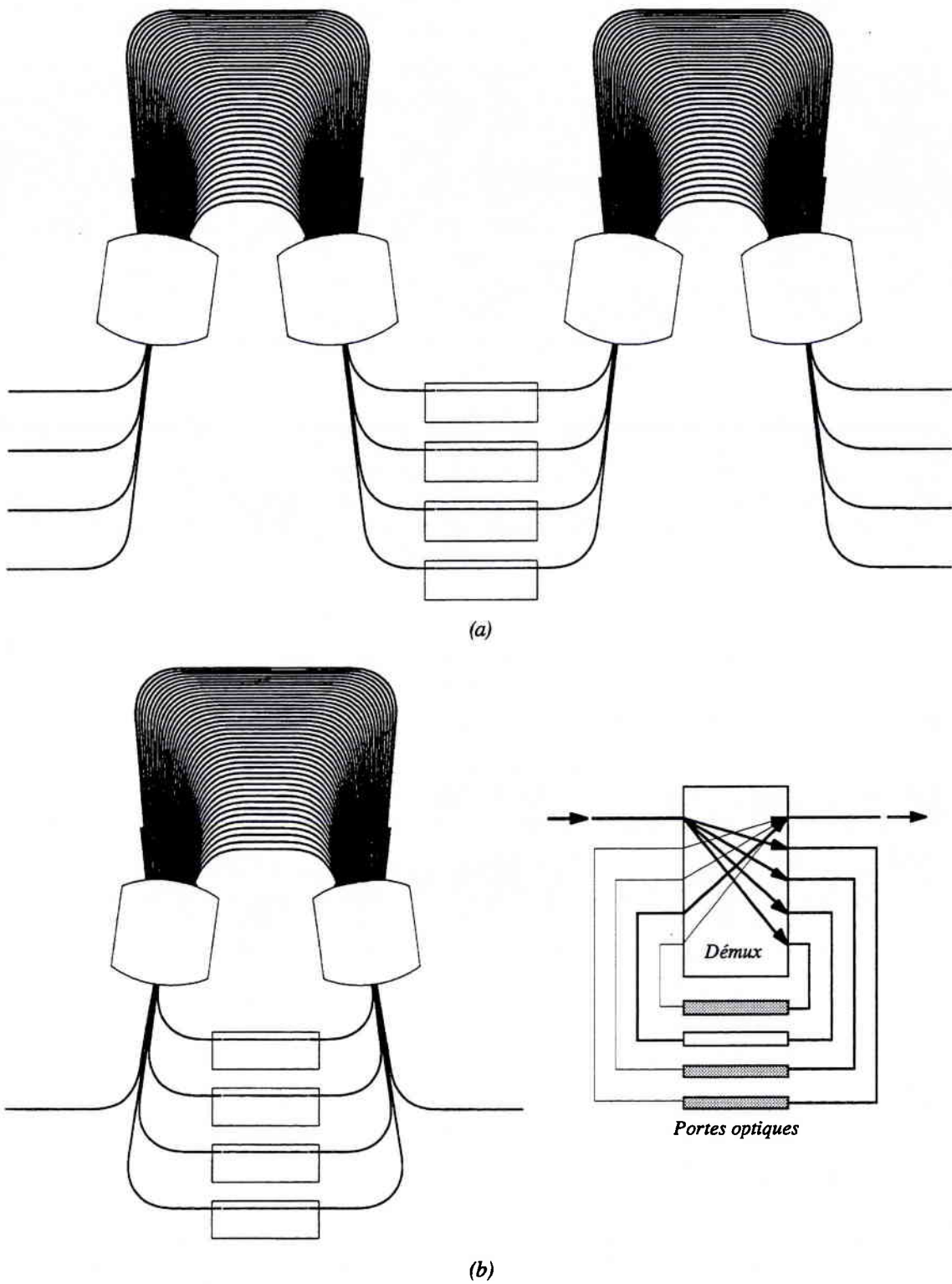


Figure 4.20 : Le sélecteur de longueur d'onde comporte deux démultiplexeurs (a), mais peut également se construire à l'aide d'un seul démultiplexeur (b) en utilisant la propriété de symétrie de ce dernier. Le schéma synthétique montre le principe de fonctionnement d'une telle configuration.

Dans le cas du sélecteur, la fonction de filtrage est indépendante de l'intensité du courant de commande appliquée à l'amplificateur. En effet, la fonction de *sélection de longueur d'onde* se différencie de la fonction d'*accord en longueur d'onde* par le fait que la commande du filtre est digitale. Une évolution dans le temps des caractéristiques électriques de ce dernier n'induit pas de dérive du pic de longueur d'onde du filtre, qui n'est fonction que des démultiplexeurs, et n'affectera que la puissance de sortie. La commande du sélecteur est donc simplifiée par rapport à celle des filtres accordables. Les seules variations de puissance qui peuvent ensuite apparaître, et qui doivent être absolument évitées, sont dues à une sensibilité du sélecteur à la polarisation de l'onde incidente.

En dehors de la stabilité de la fonction de transfert, la largeur de la plage des longueurs d'onde du filtre, définie comme l'écart entre les longueurs d'onde extrêmes accessibles, est le critère le plus important. De ce point de vue, les démultiplexeurs à réseau de guides offrent la possibilité de faire varier avec une très grande souplesse le nombre de canaux et l'espacement en longueur d'onde entre ces canaux.

Le sélecteur possède encore un autre avantage: il permet l'accès simultané à plusieurs longueurs d'onde. Parmi les filtres accordables, seul le filtre acousto-optique offre éventuellement cette fonctionnalité, qui peut présenter un avantage indéniable pour certaines applications.

Enfin, une dernière particularité du sélecteur de longueur d'onde est qu'il peut très facilement se transformer en *égaliseur*, en *récepteur multi-longueur d'onde*, ou bien encore en *source multi-longueur d'onde*. Dans la première des trois applications, le gain de chaque amplificateur est ajusté individuellement par l'intermédiaire du courant de commande, de sorte que tous les signaux soient au même niveau de puissance en sortie. Dans la deuxième application, les amplificateurs polarisés en inverse sont utilisés en tant que photodétecteurs, pour la surveillance des réseaux par exemple^{§§§} [111]. Enfin, dans la dernière application, le sélecteur est clivé en son milieu, et les amplificateurs sont utilisés en tant que lasers [112],[113].

4.4.4.3 Les objectifs du sélecteur de longueur d'onde

Pour s'imposer, le sélecteur de longueur d'onde doit afficher certaines caractéristiques indispensables qui dépendent en grande partie de celles des démultiplexeurs et des amplificateurs optiques qui le composent.

Ainsi, comme nous l'avons vu, le sélecteur doit être insensible à la polarisation. Il doit également être transparent au débit d'information. Cette recommandation concerne aussi bien les démultiplexeurs que les amplificateurs optiques. En effet, tout filtre interférométrique est caractérisé par sa bande passante optique. Si celle-ci est plus étroite que deux fois la largeur de bande de modulation, alors le filtre agit comme un filtre passe-bas sur le signal modulé, ce qui a pour conséquence un étalement du bit dans le domaine temporel. Dans notre cas, les démultiplexeurs que nous avons présenté dans ce chapitre ont une bande passante de l'ordre de 1 nm, c'est-à-dire 125 GHz, ce qui ne représente pas une limitation pour les débits auxquels ils sont destinés, à savoir 10 Gbit/s.

Le niveau de diaphonie en sortie de filtre, entre la longueur d'onde sélectionnée et toutes les longueurs d'onde rejetées, ne doit pas excéder -20 dB. Le niveau maximal de

^{§§§} le « monitoring » dans le vocabulaire anglo-saxon

diaphonie du premier des deux démultiplexeurs est fixé, quant à lui, de sorte que la modulation croisée de gain dans l'amplificateur actif, due à la présence de signaux à des longueurs d'onde différentes, ne dégrade trop les performances du système. Ainsi, une limite de -10 dB permet d'obtenir un taux d'erreur inférieur à 10^{-9} avec une pénalité de 1 dB sur la sensibilité de réception du système, par rapport à un filtrage sans diaphonie [114]. Puis le niveau maximal du second démultiplexeur se déduit des deux limites précédentes, en sachant que la fonction de transfert du sélecteur est le produit des fonctions de transfert des deux démultiplexeurs. Ceci est justifié car le taux d'extinction des amplificateurs est suffisamment important (40 dB) pour pouvoir considérer que sur l'ensemble des voies du sélecteur, seule la voie sélectionnée est à prendre en compte à l'entrée du second démultiplexeur. Ainsi, un niveau de diaphonie inférieur à -10 dB pour le second démultiplexeur garantira un total inférieur à -20 dB pour l'ensemble.

Il s'agit ici de la diaphonie cumulée de tous les canaux. La diaphonie $\mathcal{D}$ entre canaux adjacents, en supposant qu'elle est identique pour tous les canaux, se déduit de la diaphonie cumulée $\mathcal{D}_c$ par la formule :

$$\mathcal{D} = \mathcal{D}_c - 10 \text{Log}(N - 1). \quad (4.17)$$

Ainsi, pour des sélecteurs à 4 et 16 canaux, il faudra respectivement des diaphonies entre canaux inférieures à -14,8 dB et -21,8 dB pour avoir des diaphonies totales inférieures à -10 dB.

Le temps de sélection d'un canal dépend de l'application. Pour le routage, la vitesse de commutation peut atteindre la milliseconde, tandis que pour la commutation de paquets, elle doit descendre sous la nanoseconde, pour les raisons évoquées dans l'introduction générale de cette thèse.

Enfin, les pertes d'insertion du sélecteur doivent être faibles. Un dispositif aux pertes d'insertion nulles semble même concevable, sachant que les amplificateurs optiques à semi-conducteurs présentent un gain interne de l'ordre de 30 dB [115],[116].

La réalisation de sélecteurs de longueur d'onde passera maintenant par la mise au point d'une technologie d'intégration à laquelle les critères de flexibilité, de complexité et de temps de fabrication s'ajouteront aux critères de performances.

5. Le duplexeur 1,31/1,55 μm

Ce chapitre est consacré à l'étude et à la réalisation du duplexeur 1,31/1,55 μm . En premier lieu, nous rappellerons brièvement le domaine d'application de ce composant réalisé sur la base du démultiplexeur à réseau de guides présenté dans les chapitres précédents. Nous décrirons ensuite ses particularités et enfin, nous présenterons les résultats que nous avons obtenus.

5.1 Introduction

La fibre optique constitue l'investissement du futur pour la fourniture des services intégrés numériques large bande à l'abonné. Aujourd'hui, l'engouement pour le multimédia et l'essor de services interactifs créent un besoin en capacité et en flexibilité qui semble justifier cet investissement. Toutefois, l'introduction de la fibre optique et des composants optoélectroniques d'extrémité chez l'abonné représente une opération de grande envergure, qui ne sera possible que si les solutions technologiques envisagées sont compétitives, en terme de fiabilité et de coût. De l'avis de beaucoup, cette condition ne pourra être atteinte que par l'intégration monolithique [117],[118], avec une estimation de diminution du coût d'un facteur 5 par rapport aux technologies micro-optiques actuelles, et d'un facteur 2 par rapport à l'association de composants hybrides**** [119].

Le duplexeur 1,31/1,55 μm que nous avons réalisé s'inscrit dans ce cadre. Il s'agit d'un cas particulier du démultiplexeur en longueur d'onde, dont le rôle est de séparer spatialement les longueurs d'onde des deux fenêtres spectrales de la fibre optique, autour de 1,31 μm et 1,55 μm . Le duplexeur s'applique aux communications bidirectionnelles sur une seule fibre optique, économiquement plus intéressantes que les communications utilisant deux fibres [120], et s'insère dans l'émetteur/récepteur (cf. Figure 1.3), composant clé pour ces systèmes de distribution. Le duplexeur est également appelé démultiplexeur à large bande du fait de l'espacement important entre ses deux canaux de sortie, à savoir 240 nm.

Des émetteurs/récepteurs intégrés en ligne, c'est-à-dire sans élément de séparation des longueurs d'onde, ont déjà été réalisés par d'autres laboratoires [121],[122]. Dans ces dispositifs, le laser et le photodétecteur sont alignés. Malgré la présence d'une zone d'absorption entre les deux éléments actifs, la diaphonie reste critique pour bon nombre d'applications, et l'insertion d'un duplexeur entre les deux éléments est indispensable.

De nombreux duplexeurs, avec de très faibles diaphonies, ont été réalisés en silice sur silicium, à base de démultiplexeurs à réseau de guides [123], de coupleurs directionnels [124], d'interféromètres de type Mach-Zehnder [125], ou encore d'interféromètres multimodes [126],[127]. Quelques duplexeurs sur InP ont été intégrés avec un laser et un photodétecteur. Malheureusement, les duplexeurs utilisés, à base de coupleurs directionnels [128],[129],[130] ou d'interféromètres de type Mach-Zehnder [131], sont peu tolérants vis-à-vis des dérives technologiques, ou présentent une diaphonie encore trop importante, inhérente à leur réponse spectrale sinusoïdale.

Le but de notre travail était de concevoir, parallèlement à l'étude du démultiplexeur dense, un duplexeur à base de réseau de guides qui soit compatible avec l'intégration monolithique: il s'agissait de démontrer la faisabilité d'un composant à faible pertes et à faibles diaphonie sur une bande passante la plus large possible (≥ 60 nm), insensible à la polarisation de l'onde incidente, ainsi qu'aux variations de température sur une plage de 125°C, entre -40°C et +85°C.

**** micro-hybridation

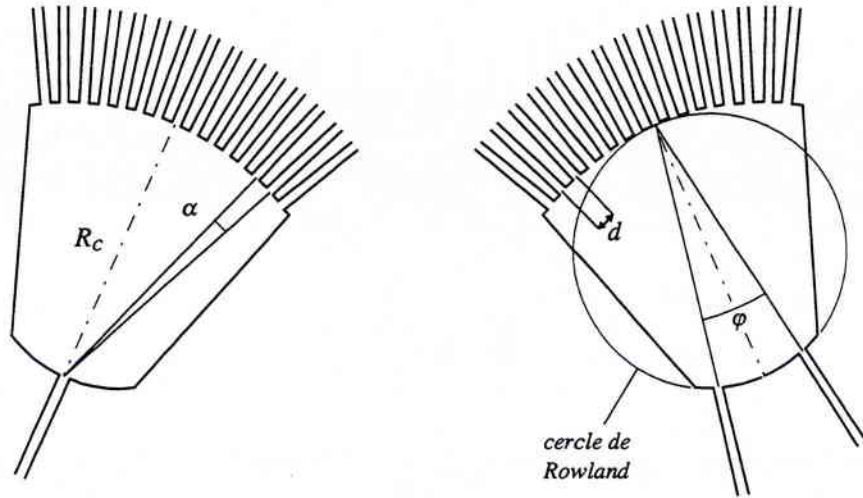


Figure 5.1 : Schéma des coupleurs d'entrée et de sortie du duplexeur. Le guide d'entrée est aligné dans l'axe du premier coupleur, et les guides de sortie, disposés sur le cercle de Rowland, sont symétriques par rapport à l'axe du second coupleur.

5.2 Choix des paramètres

Le duplexeur est un démultiplexeur à une entrée et deux sorties, espacées de 240 nm en longueur d'onde. Cet espacement est environ 100 fois plus important que celui du démultiplexeur dense. D'après l'expression (2.23), cela entraîne une diminution de l'ordre du réseau, et une modification des autres paramètres : pas du réseau, nombre de guides, etc.

En toute rigueur, la variation d'indice de l'InP entre les deux fenêtres de transmission de la fibre ne peut plus être considérée comme linéaire. Aussi, la plupart des expressions données dans le chapitre 2, qui sont valables pour de faibles variations de longueur d'onde, ne s'appliquent plus au duplexeur.

Pour simplifier le calcul des paramètres du duplexeur, nous considérerons que le guide d'entrée est aligné dans l'axe du premier coupleur, et que les deux sorties sont symétriques par rapport à l'axe du second coupleur, formant entre eux un angle φ .

5.2.1 Pas du réseau

Si $n_{eff,g}$ et $n_{eff,c}$ désignent les indices effectifs des guides et des coupleurs, et d la période du réseau, la relation (2.4) pour l'ordre m prend la forme suivante pour chacun des deux canaux du duplexeur :

$$\begin{cases} n_{eff,g}(\lambda_1)\Delta L + n_{eff,c}(\lambda_1)\frac{\varphi}{2}d = \lambda_1 m \\ n_{eff,g}(\lambda_2)\Delta L - n_{eff,c}(\lambda_2)\frac{\varphi}{2}d = \lambda_2 m \end{cases} \quad (5.1)$$

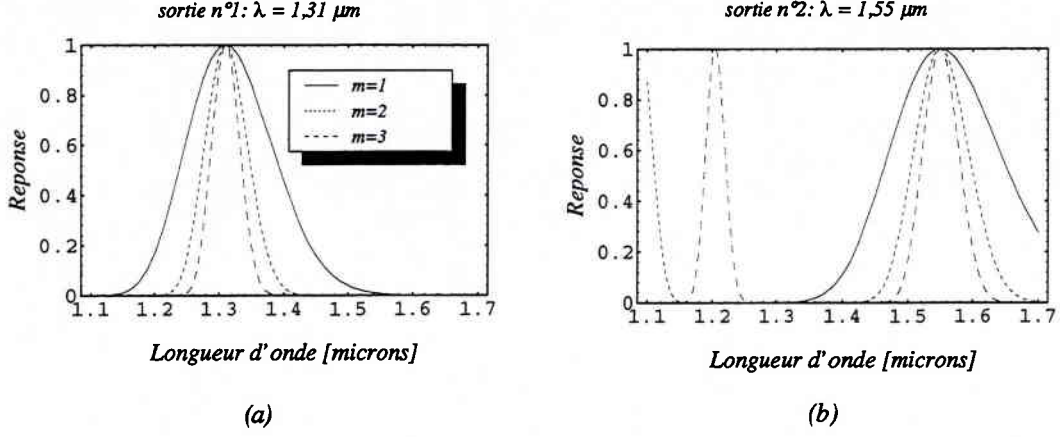


Figure 5.2 : Réponses spectrales des sorties correspondant aux canaux à 1,31 μm (a) et 1,55 μm (b) du duplexeur, calculées pour différents ordres m du réseau de 10 guides.

avec $\lambda_1 = 1,31 \mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 1,55 \mu\text{m}$. On en déduit immédiatement le pas ΔL du réseau par élimination de l'écart angulaire φ :

$$\Delta L = \frac{\left(\frac{\lambda_1}{n_{\text{eff},c}(\lambda_1)} + \frac{\lambda_2}{n_{\text{eff},c}(\lambda_2)} \right)}{\left(\frac{n_{\text{eff},g}(\lambda_1)}{n_{\text{eff},c}(\lambda_1)} + \frac{n_{\text{eff},g}(\lambda_2)}{n_{\text{eff},c}(\lambda_2)} \right)} m. \quad (5.2)$$

Dans l'expression de ΔL intervient l'ordre m du réseau, qui est le premier paramètre que nous fixerons.

5.2.2 Ordre du réseau

Pour déterminer l'ordre m , nous calculons les réponses spectrales des deux sorties du duplexeur à partir des expressions (2.4) et (2.5), pour les angles $\theta_p = 0$ et $\theta_q = \pm\varphi$, et en prenant pour ΔL l'expression (5.2). Les coefficients d'excitation du réseau étant calculés à partir de la diffraction du mode propre dans le coupleur d'entrée (cf. p. 65).

Rappelons que l'intervalle spectral libre (*ISL*) est une fonction inverse de l'ordre m , et qu'il faut alors veiller à le maintenir supérieur aux 240 nm correspondant à l'espacement entre canaux. Un premier calcul montre qu'en première approximation, en utilisant l'expression (2.12) avec la longueur d'onde intermédiaire $\lambda = 1,45 \mu\text{m}$, l'ordre m doit rester inférieur à 5. Le calcul exact de la réponse spectrale tenant compte de la bande passante optique du filtre montre que l'ordre $m = 2$ est le meilleur compromis. En effet, on constate sur la Figure 5.2b que si l'on souhaite élargir la bande passante optique dans le cas où $m=3$, en diminuant par exemple le nombre de guides, alors le lobe principal centré autour de 1,2 μm débordera à 1,31 μm , créant de la diaphonie dans la sortie n°2.

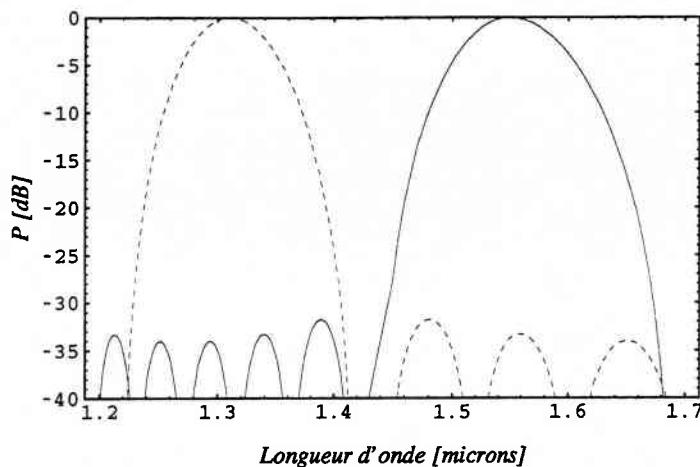


Figure 5.3 : Réponses spectrales calculées des deux sorties du duplexeur avec un réseau de 10 guides, d'ordre 2. En trait pointillé, la sortie n°1 correspondant au canal 1,31 μm , et en trait plein, la sortie n°2 correspondant au canal 1,55 μm

Le choix de l'ordre 2 pour le fonctionnement du duplexeur conduit à un pas ΔL de 0,9 μm .

5.2.3 Nombre de guides dans le réseau

Pour satisfaire les spécifications sur l'insensibilité à la polarisation et à la température, il est préférable d'avoir une bande passante optique la plus large possible, tout en conservant une diaphonie la plus faible possible. Pour ces raisons, nous avons opté pour un réseau de 10 guides. Les réponses spectrales, calculées à partir de l'équation (2.5), des deux sorties du duplexeur avec un réseau de 10 guides et d'ordre 2 sont représentées Figure 5.3. Ces calculs tiennent compte de la diffraction du mode du guide d'entrée dans le coupleur, avec un éclairage des guides du réseau semblable à celui indiqué Figure 4.2.

5.2.4 Ecart angulaire entre les guides de sortie

L'écart angulaire φ entre les guides de sortie se déduit du système (5.1), par élimination de ΔL :

$$\varphi = \frac{\left(\frac{\lambda_1}{n_{\text{eff},g}(\lambda_1)} - \frac{\lambda_2}{n_{\text{eff},g}(\lambda_2)} \right)}{\left(\frac{n_{\text{eff},c}(\lambda_1)}{n_{\text{eff},g}(\lambda_1)} + \frac{n_{\text{eff},c}(\lambda_2)}{n_{\text{eff},g}(\lambda_2)} \right)} \frac{2m}{d} \quad (5.3)$$

5.3 Réalisation

Dans l'optique d'une production de masse à bas coût, le rendement est un critère fondamental. C'est pourquoi nous avons adopté une structure fortement gravée similaire à celle du démultiplexeur dense, dont les tolérances de fabrication sont compatibles avec les outils de production. Cette structure est celle décrite au paragraphe 3.3.4.2, p. 45.

5.3.1 Construction des coupleurs

Les coupleurs du duplexeur sont construits sur le même principe que ceux du démultiplexeur dense. Le premier coupleur possède un seul guide et le second deux guides de sortie, disposés comme indiqué Figure 5.1. Le rayon R_c des coupleurs est fixé de sorte que la majeure partie de la lumière diffractée dans le coupleur d'entrée soit couplée dans le réseau. R_c est donc déterminé par la relation (4.10).

La période minimale d du réseau est imposée par les limites technologiques. Dans notre cas, elle est de 3,2 μm pour des guides de 2,5 μm de large, ce qui conduit à un écart angulaire de $\varphi = 3^\circ$ entre les deux guides de sortie.

5.3.2 Construction du réseau

L'agencement du réseau tel qu'il a été conçu pour le démultiplexeur dense (cf. Figure 2.5) ne peut pas s'appliquer au duplexeur, pour lequel le pas ΔL est environ 50 fois plus faible. Remarquons sur la photo de la Figure 4.5, ou encore sur la Figure 4.4, que les guides au sommet du réseau du démultiplexeur dense sont plus serrés que ceux de la base. Dans la même configuration, lorsque le pas du réseau diminue progressivement, les guides supérieurs du réseau se rapprochent jusqu'à se toucher. Si ΔL diminue encore (en deçà d'une dizaine de micromètres) les guides viennent à se chevaucher. Il faut alors trouver un autre agencement pour disposer les guides sans que ceux-ci ne se croisent.

Un arrangement asymétrique du réseau a été proposé pour résoudre ce problème [123]. Le réseau comporte deux sections antisymétriques pour écarter les guides. Entre celles-ci est intercalée une section courbe qui réalise la différence de marche entre les guides. Le descriptif du réseau est donné dans un brevet d'ATT sur le démultiplexeur large bande [132].

Nous avons préféré conserver la propriété de symétrie du réseau. Pour cela, en partant de la configuration du réseau du démultiplexeur dense, les guides de la base du réseau sont progressivement rallongés, par ajout d'une courbure supplémentaire, jusqu'à ce que la différence de marche désirée avec le guide supérieur soit atteinte. Chaque guide est ainsi constitué d'une section droite en sortie des coupleurs, et de trois sections courbes à courbures de signes alternés. La section courbe centrale du guide le plus long possède une courbure infinie. La configuration du réseau symétrique a fait l'objet d'un brevet [133], dans lequel sa construction est détaillée.

Les deux types de réseau pour 6 guides sont représentés sur la Figure 5.4, à titre de comparaison. La figure montre en particulier le gain en compacité de la configuration symétrique par rapport à la configuration asymétrique. Ce point est important, sachant que la compacité est un des critères de réduction des coûts d'un composant.

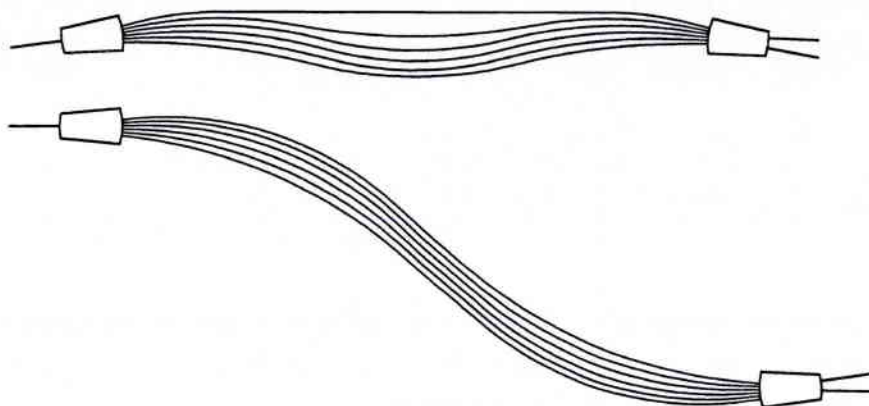


Figure 5.4 : Comparaison entre les constructions symétrique (en haut) et asymétrique (en bas) du réseau de guides du duplexeur. Contrairement aux apparences, pour le réseau symétrique, le guide le plus long est le guide supérieur. La différence de longueur avec le guide inférieur est d'environ $5\text{ }\mu\text{m}$, sur une longueur totale de plusieurs centaines de micromètres.

5.3.3 Courbures et jonctions des guides

La méthode adoptée pour la construction du réseau nous empêche de conserver les mêmes rayons de courbure pour toutes les sections courbes. Aussi, chaque duplexeur comporte des guides courbes dont le rayon de courbure est compris entre une valeur maximale et une valeur minimale.

Compte tenu de la complexité de l'élaboration du réseau, aucune courbure progressive n'a été utilisée pour la jonction des sections de courbures différentes. Nous avons simplement décalé les guides les uns par rapport aux autres de manière à réduire les pertes de transition, comme indiqué au paragraphe 3.4.2.

Nous savons que le décalage est une fonction linéaire de la courbure du guide, et que la pente a de la droite est fonction de la longueur d'onde. En particulier, le décalage à appliquer à $1,31\text{ }\mu\text{m}$ est plus important qu'à $1,55\text{ }\mu\text{m}$ de 20%. Par conséquent, le composant fonctionnant simultanément aux deux longueurs d'onde, nous savons que le comportement du duplexeur ne sera pas optimal avec ce type de jonction. Le meilleur compromis est de fixer un décalage intermédiaire aux deux décalages optimaux correspondant aux deux longueurs d'onde. Si la pente a correspond à la pente intermédiaire, alors le décalage à appliquer entre deux guides de courbures $1/R_1$ et $1/R_2$ est de $a|1/R_1 + 1/R_2|$ si les deux guides tournent dans le même sens, et $a|1/R_1 - 1/R_2|$ s'ils tournent dans des sens opposés.

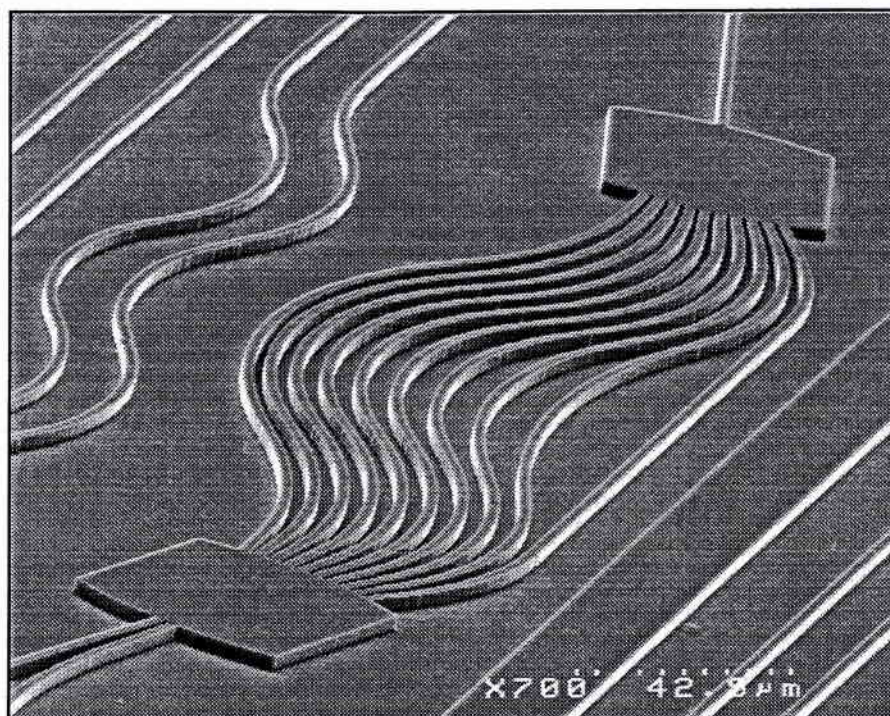


Figure 5.5 : Photographie prise au microscope électronique à balayage du duplexeur.

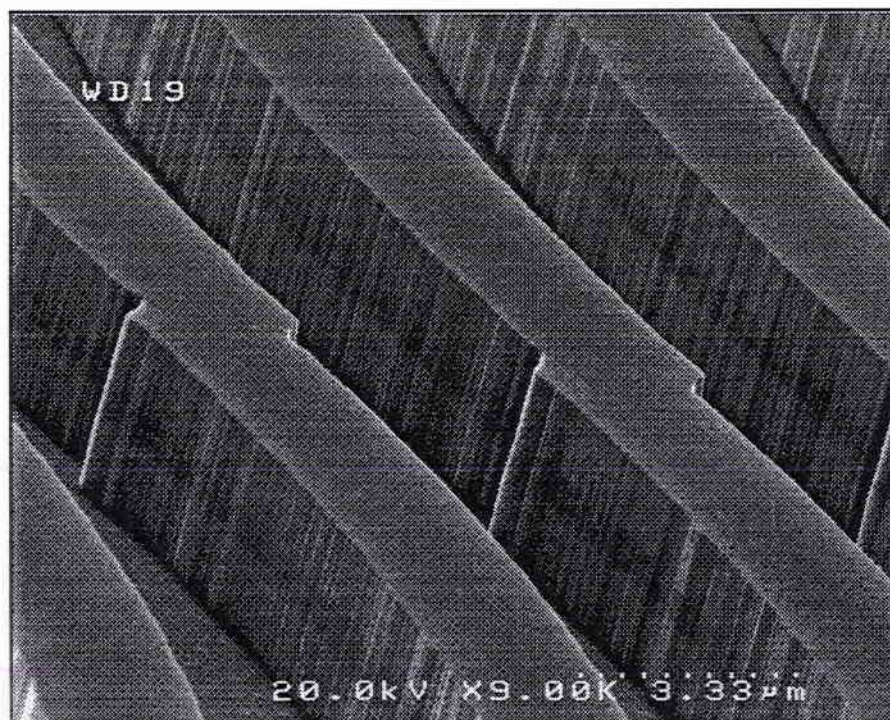


Figure 5.6 : Agrandissement des jonctions entre les guides courbes du duplexeur.

5.3.4 Fabrication

La fabrication du duplexeur est rigoureusement identique à celle du démultiplexeur dense (cf. p. 70). La Figure 5.5 montre la photographie au microscope électronique à balayage du duplexeur. Le zoom de la Figure 5.6 sur les guides du réseau permet de visualiser les décalages introduits aux jonctions entre les guides de courbures différentes.

5.4 Résultats

5.4.1 Mesures de pertes

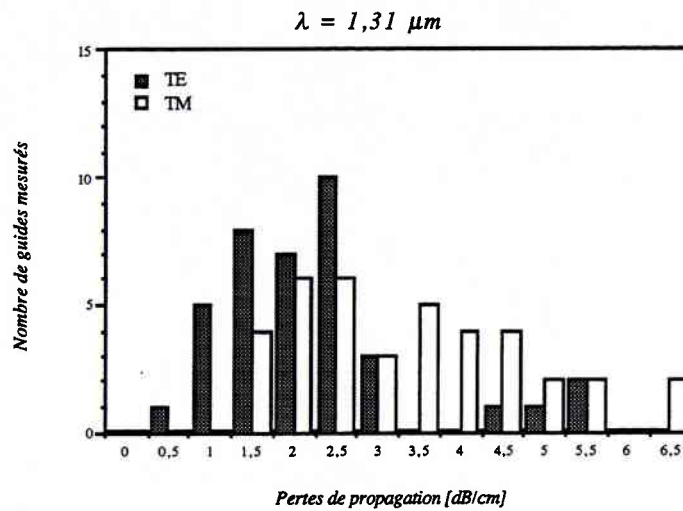
5.4.1.1 Pertes de propagation

Les pertes de propagation de la structure guidante du duplexeur ont été mesurées sur des guides droits par la méthode Fabry-Pérot, aux deux longueurs d'onde $1,31\ \mu\text{m}$ et $1,55\ \mu\text{m}$. Les histogrammes des mesures sont donnés sur la Figure 5.7. La distribution des pertes est gaussienne à $1,55\ \mu\text{m}$, avec une moyenne de $3\ \text{dB/cm}$ pour la polarisation TE et de $2,5\ \text{dB/cm}$ pour la polarisation TM. L'uniformité de la mesure n'est pas aussi bonne à $1,31\ \mu\text{m}$, surtout pour la polarisation TM. Ceci peut s'expliquer par le fait que le mode pour la polarisation TM est plus confiné latéralement que le mode pour la polarisation TE. Or, nous avons pu constater à la caméra la présence du mode d'ordre 1 pour certaines configurations d'injection à $1,31\ \mu\text{m}$, ce qui indique que le guide est multimode à cette longueur d'onde. Dans ces conditions, la mesure par la méthode Fabry-Pérot devient imprécise, ce qui explique la plus grande disparité des points de mesure. Ceci étant, les moyennes des pertes de propagation pour les deux polarisations TE et TM sont respectivement de $2,5\ \text{dB/cm}$ et $3,5\ \text{dB/cm}$. Cependant, compte tenu de la remarque précédente, il est fort probable que dans la réalité les pertes en TM soient du même ordre de grandeur que celles en TE.

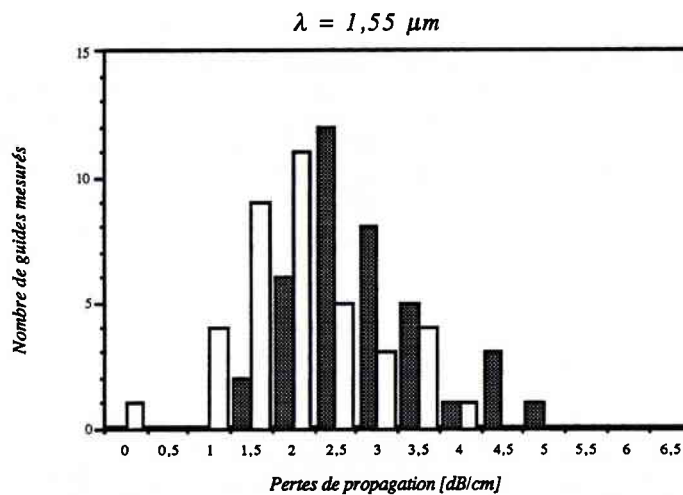
5.4.1.2 Pertes des guides courbes

Les pertes dans les guides courbes ont été mesurées par la même méthode, sur des guides tests, composés d'une succession de quatre guides en S à rayon constant, visibles sur la photo de la Figure 5.5 ou sur le schéma du duplexeur de la Figure 5.9. Les motifs tests reproduisent la forme de vague du duplexeur, et les pertes de ces motifs sont à priori représentatives des pertes des sections courbes du duplexeur. Les décalages ont été fixés pour chaque valeur de rayon de courbure selon la méthode décrite dans le paragraphe 5.3.3, en prenant une pente moyenne $a = 30\ \mu\text{m}^2$ comprise entre les pentes optimales pour les deux longueurs d'onde $1,31\ \mu\text{m}$ et $1,55\ \mu\text{m}$.

Aux pertes des motifs tests ont été soustraites les pertes des guides droits adjacents, et les valeurs obtenues ont été reportées sur les graphes de la Figure 5.8 pour les deux polarisations, aux longueurs d'onde $1,31\ \mu\text{m}$ et $1,55\ \mu\text{m}$. Ainsi, les valeurs reproduites sur le graphe correspondent à la somme des pertes de transition et des pertes par radiation dues à la courbure, dans lesquelles nous incluons les pertes supplémentaires induites par la rugosité des flancs des guides, du fait du rapprochement du mode optique de la paroi extérieure.



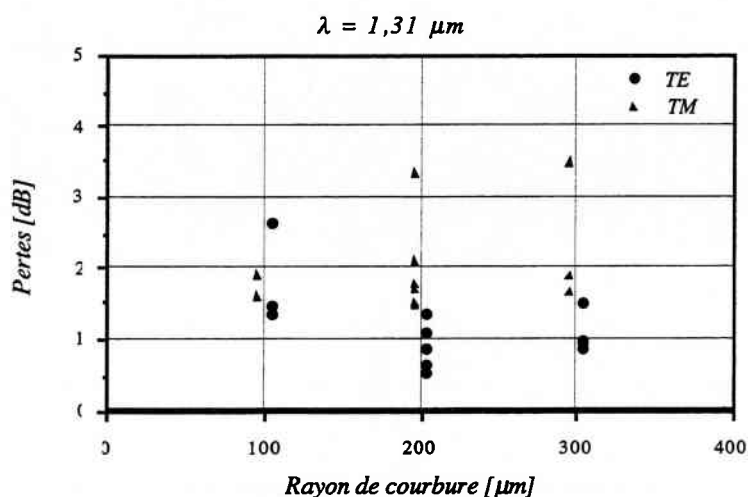
(a)



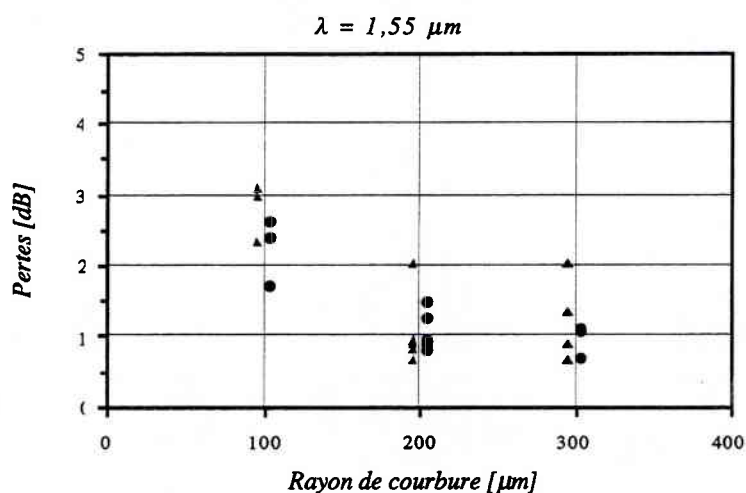
(b)

Figure 5.7 : Histogrammes des pertes de propagation de la structure du duplexeur, mesurées par la méthode Fabry-Pérot sur 38 guides droits, aux longueurs d'onde 1,31 μm (a) et 1,55 μm (b).

On constate à nouveau que les pertes à 1,31 μm sont nettement plus dispersées qu'à 1,55 μm . La mesure est d'autant plus imprécise que le mode d'ordre 1 est excité aux transitions, du fait du phénomène de conversion de mode décrit p. 52. Néanmoins, la tendance générale reste la même aux deux longueurs d'onde, à savoir: les pertes augmentent avec la courbure des guides.



(a)



(b)

Figure 5.8 : Différence entre les pertes des guides tests et des guides droits adjacents, en fonction du rayon de courbure des guides, pour les deux polarisations TE et TM à $1,31 \mu m$ (a) et $1,55 \mu m$ (b). Les pertes ainsi mesurées comprennent les pertes de transition, les pertes par radiation dues à la courbure. Par souci de clarté, les symboles correspondant aux points de mesure ont été légèrement décalés pour les deux polarisations par rapport à l'abscisse du rayon de référence.

5.4.1.3 Pertes d'insertion

Les pertes d'insertion du duplexeur ont été mesurées sur le banc fibré décrit Figure 4.6. Elles sont de 11 dB aux deux longueurs d'onde et pour les deux polarisations, pour un composant de 2,5 mm de long. Les pertes d'insertion incluent les pertes de couplage avec les fibres. En observant les Figure 3.14 et Figure 3.19, on constate que pour une même largeur de guide, le mode fondamental de la structure du duplexeur est elliptique,

Tableau 5.1 : Paramètres des duplexeurs. M désigne le nombre de guides dans le réseau; m et ΔL désignent l'ordre et le pas du réseau; $R_{\min}$ et $R_{\max}$ désignent les rayons de courbure minimal et maximal des guides du réseau. R_c désigne le rayon de courbure des coupleurs. La longueur du réseau correspond à la distance entre les points focaux des coupleurs.

M	m	ΔL (μm)	$R_{\min}$ (mm)	$R_{\max}$ (mm)	R_c (mm)	taille du réseau (mm ²)	a (μm^2)
10	2	0,9	0,1	0,21	0,06	0,09x0,43	30
10	2	0,9	0,2	0,47	0,06	0,1x0,63	0
10	2	0,9	0,2	0,47	0,06	0,1x0,63	17
10	2	0,9	0,2	0,47	0,06	0,1x0,63	30
10	2	0,9	0,2	0,47	0,06	0,1x0,63	40
10	2	0,9	0,3	0,73	0,06	0,13x0,87	30

tandis que celui de la structure du démultiplexeur dense est circulaire. Le mode perdant sa symétrie, les pertes de couplage avec le mode circulaire de la fibre sont plus importantes, pour atteindre environ 3 dB/face. Elles le sont encore un peu plus à 1,31 μm , mais la différence avec les pertes de couplage à 1,55 μm est compensée par le fait que les pertes de propagation sont plus faibles.

5.4.2 Mesures spectrales

Plusieurs démultiplexeurs ont été mesurés, dont les caractéristiques sont détaillées dans le Tableau 5.1. Tout les paramètres des duplexeurs sont identiques, à l'exception des rayons de courbure des guides du réseau, et des décalages aux transitions entre les guides de courbures différentes. Le dessin du duplexeur le plus compact (le premier sur la liste) est représenté sur la Figure 5.9.

Les réponses spectrales des duplexeurs ont été mesurées sur le banc fibré décrit Figure 4.6, à l'aide de deux sources lasers accordables, centrées autour des longueurs d'onde 1,31 μm et 1,55 μm , dans les fenêtres [1,265 μm -1,335 μm] et [1,465 μm -1,575 μm].

Sur la Figure 5.10 sont superposées les réponses spectrales des deux sorties du duplexeur avec les courbures les plus faibles (le dernier dans la liste du Tableau 5.1). Les faces clivées du composant n'étaient pas traitées antireflet pour la mesure, ce qui explique

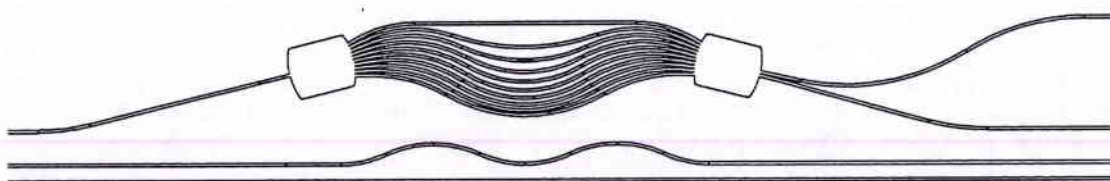


Figure 5.9 : Dessin du duplexeur, avec le guide droit pour la mesure des pertes de propagation, et le guide test pour les mesures de pertes dans les guides courbes. A titre indicatif, la distance séparant les deux guides de sortie est de 100 μm .

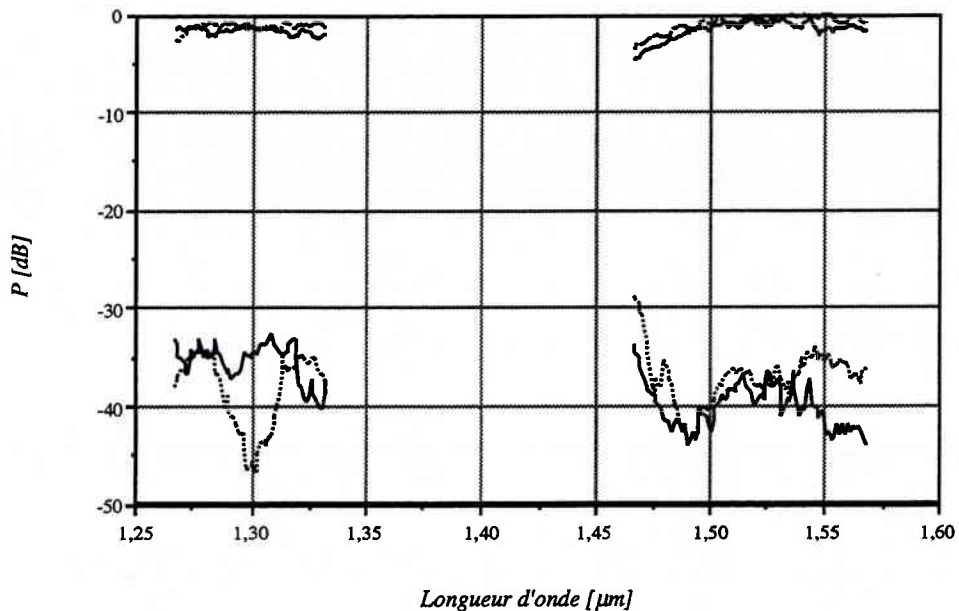
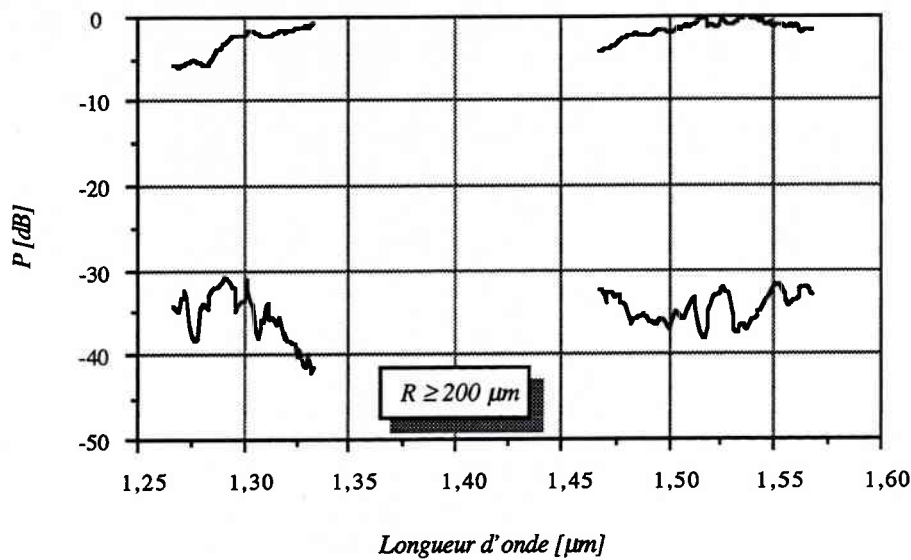


Figure 5.10 : Réponses spectrales des deux sorties du duplexeur avec des guides courbes de rayons supérieurs à 300 μm , pour les deux polarisations TE et TM.

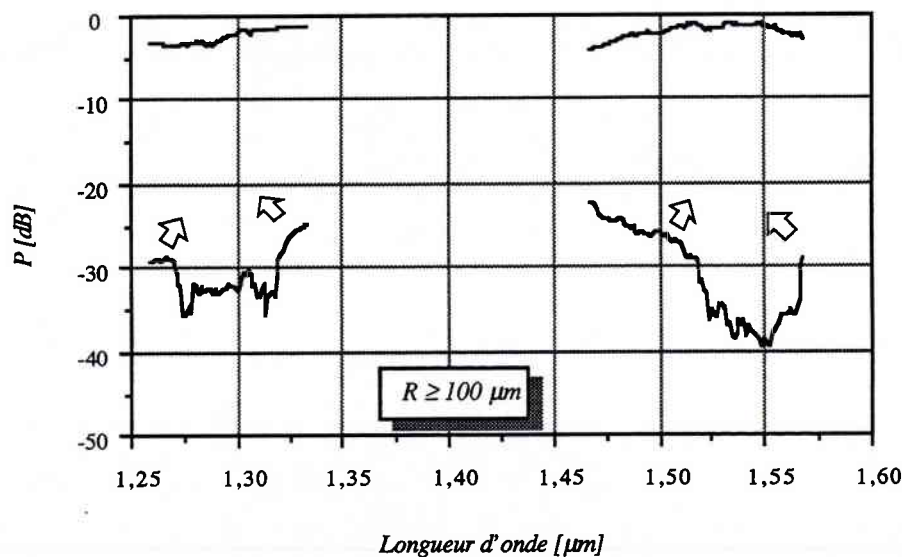
l'aspect bruité des courbes. La diaphonie est inférieure à -30 dB pour les deux canaux et pour les deux polarisations, sur une plage de longueur d'onde d'au moins 100 nm correspondant à la plage de fonctionnement des sources accordables.

En réduisant le rayon de courbure minimal des guides du réseau, tout en conservant des décalages entre les guides calculés avec la pente moyenne $a = 30 \mu\text{m}^2$, la diaphonie augmente, et la bande passante diminue progressivement, comme indiqué par les flèches sur la Figure 5.11. Plusieurs interprétations peuvent être fournies pour expliquer l'origine de ce phénomène. Le plus probable est une accentuation de la conversion de mode aux jonctions lorsque le rayon minimal décroît, car, alors, le décalage moyen entre les guides s'écarte de plus en plus des décalages optimaux pour les deux longueurs d'onde 1,31 μm et 1,55 μm . Par exemple, pour un rayon de courbure de 300 μm , les écarts entre le décalage moyen et les décalages optimaux sont de 16 nm à 1,31 μm et 6 nm à 1,55 μm ; pour un rayon de courbure de 100 μm , les écarts sont respectivement de 50 nm et 20 nm.

En réduisant la pente a à 17 μm^2 pour le calcul du décalage, le phénomène de conversion de mode s'accroît encore un peu plus à 1,31 μm . La conséquence est une augmentation de la diaphonie à un niveau de -25 dB du canal correspondant à la longueur d'onde 1,31 μm , sans réelle dégradation des performances dans l'autre canal (cf. Figure 5.12). À l'inverse, lorsque l'on augmente la pente a à 40 μm^2 , le phénomène de conversion de mode s'accroît à 1,55 μm , et la bande passante optique du canal correspondant à la longueur d'onde 1,55 μm diminue.



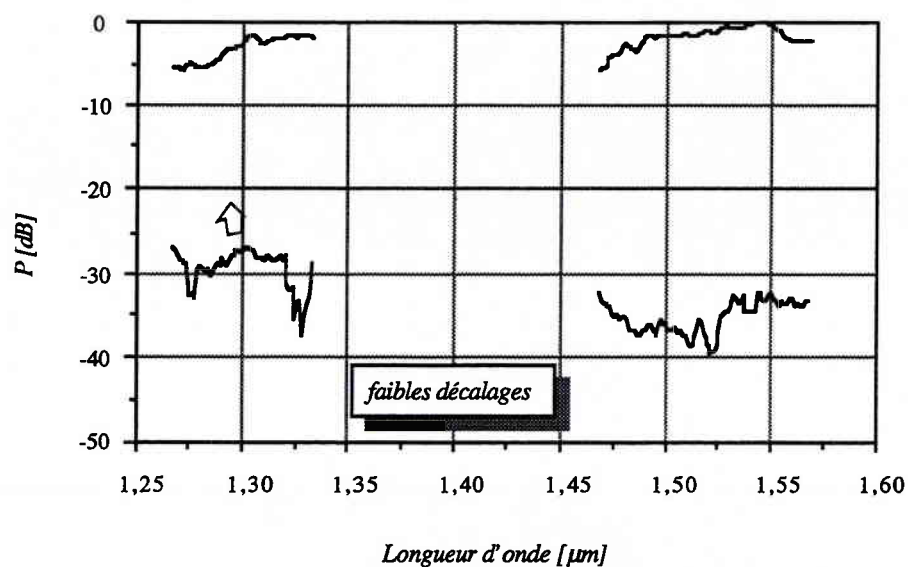
(a)



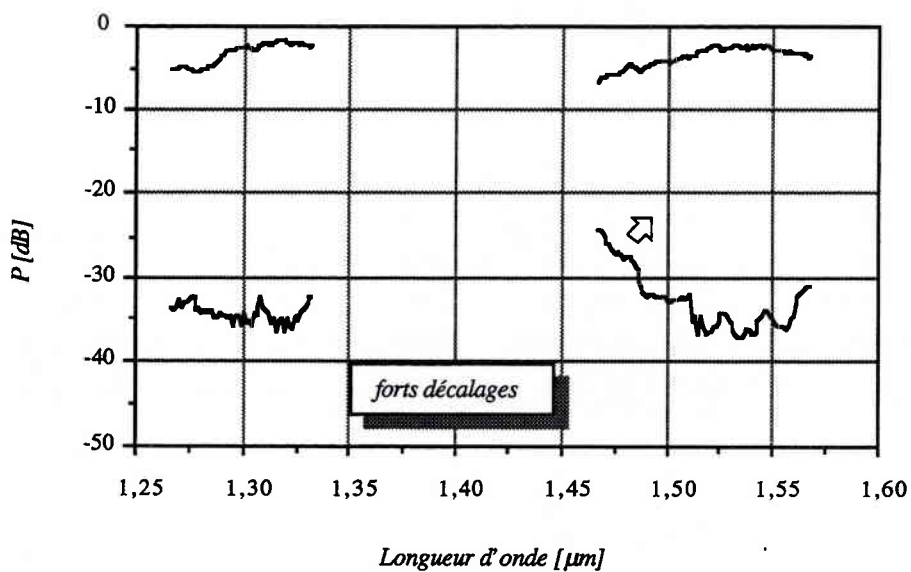
(b)

Figure 5.11 : Réponses spectrales des deux sorties des duplexeurs avec des guides courbes de rayons supérieurs à 200 μm (a) et 100 μm (b), pour la polarisation TE. Les flèches indiquent une diminution de la bande passante optique, et une augmentation de la diaphonie lorsque le rayon minimal diminue. Pour le dispositif le plus compact, la diaphonie est cependant de -25 dB sur 100 nm.

Enfin, afin de mettre en évidence l'utilité des décalages aux jonctions entre les guides de courbures différentes, nous avons réalisé un duplexeur sans décalage. La Figure 5.13 montre la très nette dégradation des performances en termes de diaphonie et de bande passante, par rapport au composant avec des décalages.



(a)



(b)

Figure 5.12 : Réponses spectrales des deux sorties des duplexeurs avec des guides courbes de rayons supérieurs à $200\text{ }\mu\text{m}$, pour la polarisation TE, avec des décalages calculés avec des pentes a de $17\text{ }\mu\text{m}^2$ (a) et $40\text{ }\mu\text{m}^2$ (b). Les flèches indiquent l'augmentation de la diaphonie dans le canal à $1,31\text{ }\mu\text{m}$ lorsque a est inférieur à la pente moyenne, et une réduction de la bande passante optique dans le canal à $1,55\text{ }\mu\text{m}$ lorsque a est supérieur à la pente moyenne.

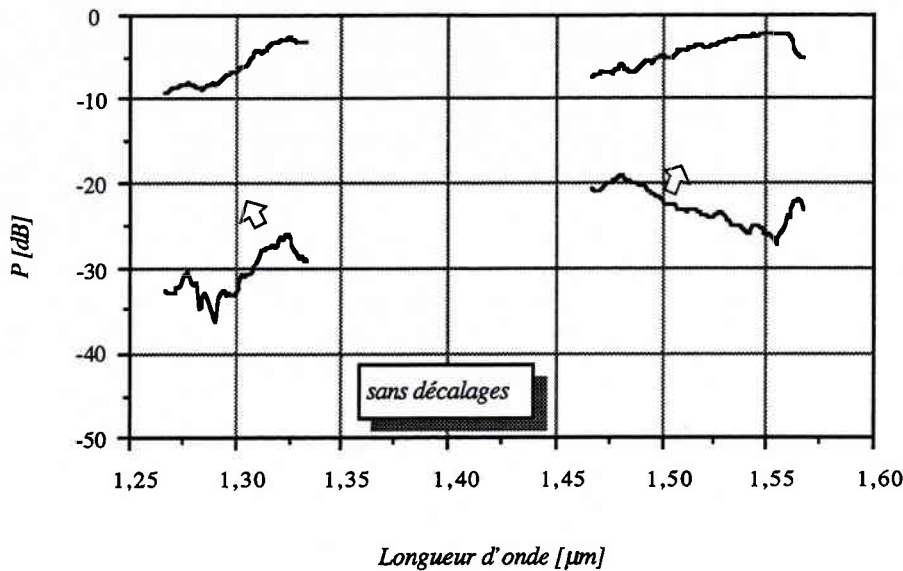


Figure 5.13 : Réponses spectrales des deux sorties du duplexeur avec des guides courbes de rayon supérieur à 200 μm , pour la polarisation TE, sans décalages. Les flèches indiquent la réduction de la bande passante optique et l'augmentation de la diaphonie, comparées au même dispositif avec des décalages calculés à partir de la pente moyenne $\alpha = 30 \mu\text{m}^2$.

5.5 Bilan

D'excellents résultats ont été obtenus avec des dispositifs compacts, en termes de diaphonie et de bande passante optique, qui rejoignent ceux publiés sur la silice [123]. La différence entre les niveaux de diaphonie mesurée sur les duplexeurs (entre -30 dB et -35 dB) et sur les démultiplexeurs denses (entre -25 dB et -30 dB) s'explique simplement par la différence de chemin optique entre les guides du réseau, qui est 50 fois plus élevée pour ce dernier. Le déphasage en sortie de réseau est alors beaucoup plus délicat à contrôler, du fait des défauts aléatoires technologiques ou d'épitaxie, et de la surface croissante occupée par le réseau.

Si les résultats obtenus s'avéraient être insuffisants, il est encore possible d'apporter une amélioration au dispositif par l'introduction de courbures progressives. Cependant, étant donné l'algorithme adopté pour la construction du réseau, qui comporte des guides de différentes courbures, les variations continues de l'indice effectif doivent être prise en compte pour le calcul des chemins optiques.

Notons également que le duplexeur répond aux spécifications concernant l'insensibilité à la polarisation et à la température. Les calculs prévoyaient un décalage entre les deux pics TE et TM de moins de 2 nm (cf. p. 45). Ce décalage est noyé dans la bande passante du filtre, ce que confirme la mesure (cf. Figure 5.10). Ceci justifie le choix d'une structure possédant une biréfringence résiduelle pour la conception du duplexeur.

Concernant la sensibilité à la température, nous nous appuyerons sur les résultats obtenus avec le démultiplexeur dense, que nous généraliserons aux démultiplexeurs à réseau de guides sur InP. Les mesures de dérive des pics du démultiplexeur dense nous indiquent une dérive de 0,1 nm/ $^{\circ}\text{C}$, ce qui dans la plage de 125 $^{\circ}\text{C}$ conduit à une dérive totale de

12,5 nm. Etant donné la bande passante supérieure à 60 nm (Figure 5.10), on en conclut que le duplexeur doit pouvoir fonctionner sans aucune pénalité entre -40°C et 85°C . Nous avons d'ailleurs partiellement vérifié cette affirmation entre 15°C et 45°C sur des duplexeurs de même configuration, pour une structure guidante à faible saut d'indice [134]. Cette mesure reste valable pour le guide fortement gravé, puisque la dérive du filtre avec la température est fonction du matériau et non pas du confinement du mode.

Nous avons finalement démontré dans ce chapitre qu'une structure fortement gravée pouvait nous permettre d'aboutir à un duplexeur performant, compact, insensible à la polarisation et à la température. L'étape suivante concerne l'intégration monolithique du duplexeur avec un laser et un photodétecteur. Cette ultime étape n'était pas prévue dans le cadre de cette thèse, et n'est donc pas abordée dans ce mémoire.

6. Conclusion générale

L'objectif de cette thèse était de concevoir et de réaliser des démultiplexeurs à réseau de guides, à travers deux composants aux applications distinctes :

- *le démultiplexeur dense*, c'est-à-dire avec un faible espacement en longueur d'onde entre canaux, pour des applications de routage et de commutation optique,
- *le duplexeur 1,31/1,55 μm* , pour des applications de distribution large bande des réseaux optiques.

Il s'agissait de réaliser ces composants sur InP, qui constitue à l'heure actuelle le matériau privilégié pour l'association sur un même substrat de fonctions passives et actives, condition indispensable à l'avènement des réseaux tout optique. Dans la perspective d'une d'intégration monolithique, nous devons donc développer des dispositifs alliant les critères de performance, de compacité, de reproductibilité et de tolérance de fabrication, avec une structure qui soit compatible avec les outils technologiques disponibles.

6.1 Bilan

De nombreux dispositifs ont été élaborés tout au long de ces deux années et demies de travail, grâce à la collaboration des différents services d'Alcatel Alsthom Recherche. Le fruit de nos recherches, qui fait l'objet de ce mémoire, n'aurait pu mûrir sans le savoir-faire des chercheurs du laboratoire et des moyens mis à leur disposition.

En outre, ce travail a donné lieu à 4 dépôts de brevets, à 4 publications dans des revues scientifiques et à 4 communications lors de conférences nationales et internationales.

Le principe de fonctionnement du démultiplexeur à réseau de guide, ainsi qu'une méthodologie pour le calcul des paramètres qui le définissent, sont fournis dans ce mémoire. Il constitue un outil de travail pour la conception et la réalisation d'un tel dispositif.

6.2 Réalisations

Grâce à l'adoption d'une structure fortement gravée à fort saut d'indice, nos démultiplexeurs ont atteint des *records de compacité* pour ce type de composant. Nous avons vu également qu'en ajustant les paramètres géométriques du guide optique et la composition des matériaux, il est possible d'annuler la biréfringence du guide, et ainsi assurer un fonctionnement *insensible à la polarisation* de l'onde incidente. Enfin, nous avons montré que les tolérances de fabrication de cette structure guidante, combinées à une réalisation limitée à une simple étape technologique, permettent d'atteindre une homogénéité conduisant à d'*excellents rendements*.

L'analyse des phénomènes de déformation du mode optique dans les guides courbes nous a amenés à emprunter pour la conception du réseau de guides les *courbes progressives*, utilisées pour la construction des routes et des voies ferrées. Lemniscates, clothoïdes, paraboles cubiques, ou autres courbes polynomiales y ont été introduites de façon originale, afin de réduire les pertes de transition et les phénomènes de conversion de mode aux jonctions des guides courbes et des guides droits. Ainsi, la *diaphonie* des démultiplexeurs denses a été sensiblement réduite par rapport aux valeurs enregistrées avec des constructions plus classiques, qui mettent en oeuvre par exemple des décalages

abrupts entre les guides. Ainsi, pour des démultiplexeurs à 4 et 16 canaux avec des espacements en longueur d'onde de 3,2 nm et 2 nm, nous sommes parvenus respectivement à des diaphonies de -28 dB et -20 dB.

En ce qui concerne le duplexeur, un nouveau déploiement des guides du réseau a été proposé, aboutissant à une réduction de la taille des dispositifs par rapport aux agencements présentés jusqu'alors. Les niveaux de diaphonie obtenus ont franchi le seuil de -30 dB, ce qui est comparable aux niveaux atteints sur silice avec des composants par ailleurs plus encombrants. De plus, avec une bande passante supérieure à 60 nm, les dispositifs sont insensibles à la polarisation ainsi qu'à la température sur une plage de 125°C.

6.3 Perspectives

La comparaison de nos résultats, sur le démultiplexeur dense et sur le duplexeur, avec ceux publiés dans la littérature, situe nos composants parmi les plus performants réalisés à ce jour. Bien entendu, ceux-ci restent encore perfectibles. Nous avons fourni quelques pistes pour l'amélioration possible des performances et des caractéristiques du filtre, comme les pertes d'insertion, la diaphonie, ou l'aplatissement de la réponse spectrale.

Les excellents résultats que nous avons obtenus dans le temps qui nous était imparti nous permettent désormais d'envisager l'étape suivante, qui est l'intégration du démultiplexeur dense avec des amplificateurs optiques à semi-conducteurs, pour la fabrication du sélecteur de longueur d'onde. L'intégration de structures actives et passives représente un challenge important pour les années à venir, car elle ouvre la voie à de nouveaux composants toujours plus complexes, dont le sélecteur, au même titre que le convertisseur de longueur d'onde ou la matrice de commutation spatiale, est aujourd'hui le fer de lance.

Le duplexeur n'échappe pas lui non plus à cette destinée : son intégration avec un laser et une photodiode permettra, estime-t-on aujourd'hui, de produire en masse et à faible coût des émetteurs/récepteurs pour les réseaux de distribution large bande. C'est pourquoi la maîtrise des procédés d'intégration constitue un enjeu économique majeur.

A l'heure où l'installation des réseaux multiplexés en longueur d'onde s'intensifie, la possibilité de réaliser des composants intégrés performants, stables et économiquement viables, tels que des sélecteurs de longueur d'onde, des récepteurs et des sources lasers multi-longueurs d'onde, fera du démultiplexeur à réseau de guide un composant clé pour les systèmes de télécommunication de demain.

7. Annexes

7.1 Annexe A : calcul de $\Delta\Phi$ par l'optique géométrique

Nous calculons $\Delta\Phi$ par l'optique géométrique.

La phase Φ_s de l'onde en provenance du point P vers le point Q en passant par le guide s du réseau a pour expression :

$$\Phi_s = \beta_c(PS + SQ) + \beta_g L_s \quad (7.1)$$

Calculons la distance PS en fonction des paramètres du coupleur :

$$PS = \sqrt{PH^2 + HS^2} \quad (7.2)$$

or

$$\begin{cases} HS = R \sin \theta_s + \frac{R}{2} \sin 2\theta_p = R(\sin \theta_s + \sin \theta_p \cos \theta_p) \\ PH = R \cos \theta_s + \frac{R}{2} (1 - \cos 2\theta_p) = R(\cos \theta_s - \sin^2 \theta_p) \end{cases} \quad (7.3)$$

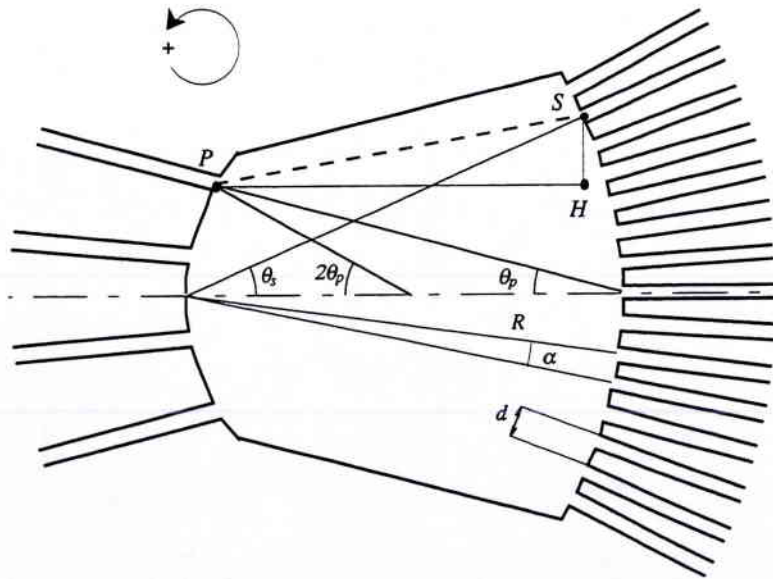


Figure 7.1 : Schéma du coupleur d'entrée des démultiplexeurs, pour le calcul du chemin géométrique entre le point d'entrée P dans le coupleur et le point d'entrée S dans un des guides du réseau.

d'où

$$PS = R\sqrt{(\sin\theta_s + \sin\theta_p \cos\theta_p)^2 + (\cos\theta_s - \sin^2\theta_p)^2} \quad (7.4)$$

$$PS = R\sqrt{1 + 2\sin\theta_p \sin(\theta_s - \theta_p) + \sin^2\theta_p}$$

Dans l'approximation des petits angles, le développement limité au premier ordre de PS donne :

$$PS = R(1 + \theta_p \theta_s - \frac{\theta_p^2}{2}). \quad (7.5)$$

De même par analogie et en conservant la même convention de signe, on trouve :

$$SQ = R(1 - \theta_q \theta_s - \frac{\theta_q^2}{2}). \quad (7.6)$$

On en déduit la différence de phase $\Delta\Phi_{s-1,s}$ entre les ondes de deux guides adjacents Φ_s et Φ_{s-1} :

$$\Delta\Phi_{s-1,s} = \beta_c R(\theta_p(\theta_s - \theta_{s-1}) - \theta_q(\theta_s - \theta_{s-1})) + \beta_g(L_s - L_{s-1}). \quad (7.7)$$

Si α est l'écart angulaire entre deux guides adjacents du réseau et ΔL le pas du réseau, alors :

$$\Delta\Phi_{s-1,s} = \beta_c R(\theta_p - \theta_q)\alpha + \beta_g \Delta L. \quad (7.8)$$

Nous constatons donc que $\Delta\Phi_{s-1,s}$ est invariant, quels que soient les guides du réseau considérés. Notons d la période du réseau et $\Delta\Phi$ l'écart de phase :

$$d = R\alpha$$

$$\Delta\Phi = \beta_c(\theta_p - \theta_q)d + \beta_g \Delta L \quad (7.9)$$

7.2 Annexe B : contact d'ordre N

7.2.1 Définition

Deux courbes définies par leurs équations paramétriques $(x_1(t), y_1(t))$ et $(x_2(t), y_2(t))$ ont un contact d'ordre N en t_0 si et seulement si les dérivées successives vérifient :

$$\forall i \leq N, \begin{cases} x_1^{(i)}(t) = x_2^{(i)}(t) \\ y_1^{(i)}(t) = y_2^{(i)}(t) \end{cases} \quad (7.10)$$

7.2.2 Contact en A avec la droite $\mathcal{D}$

Dans le repère (A, x, y) , la droite $\mathcal{D}$ a pour équation $y = 0$. Le contact de la courbe progressive est d'ordre N au point $A(0,0)$ avec la droite si $\mathcal{D}$ toutes les dérivées successives des équations paramétriques sont nulles jusqu'à l'ordre N au point A . Si la courbe s'exprime sous la forme d'une fonction $y(x)$, le contact est d'ordre N si toutes les dérivées successives de la fonction y sont nulles en $x = 0$.

7.2.3 Contact en B avec le cercle $\mathcal{C}$

Dans le repère (A, x, y) , le cercle $\mathcal{C}$ a pour équation $(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2 = R_0^2$. Les dérivées successives de cette équation donne les conditions sur l'ordre du contact de la courbe avec le cercle.

- Contact d'ordre 1 :

Les équations de la courbe doivent vérifier la condition suivante :

$$x'_B(x_B - x_c) + y'_B(y_B - y_c) = 0 \quad (7.11)$$

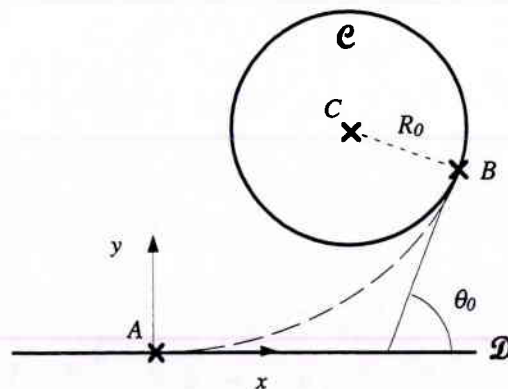


Figure 7.2 : Les conditions limites aux points A et B se calculent en fonction des ordres des contacts de la courbe progressive avec la droite $\mathcal{D}$ et le cercle $\mathcal{C}$ dans le repère (A, x, y) , où l'axe des abscisses se confond avec la droite $\mathcal{D}$.

avec

$$\begin{cases} x_B - x_C = R_0 \sin \theta_0 \\ y_B - y_C = R_0 \cos \theta_0 \end{cases} \quad (7.12)$$

- Contact d'ordre 2 :

Les équations de la courbe doivent vérifier la condition précédente et également :

$$x_B''(x_B - x_C) + 2x_B'^2 + y_B''(y_B - y_C) + y_B'^2 = 0 \quad (7.13)$$

- Contact d'ordre 3 :

Les équations de la courbe doivent vérifier les conditions précédentes et :

$$x_B'''(x_B - x_C) + 3x_B' x_B'' + y_B''(y_B - y_C) + 3y_B' y_B'' = 0 \quad (7.14)$$

- Contact d'ordre 4 :

Les équations de la courbe doivent vérifier les conditions précédentes et :

$$x_B'''(x_B - x_C) + 3x_B''^2 + 4x_B' x_B''' + y_B''(y_B - y_C) + 3y_B''^2 + 4y_B' y_B''' = 0 \quad (7.15)$$

Dans le cas où la courbe s'exprime à l'aide d'une fonction, les conditions limites se simplifient :

$$\begin{cases} y_B' = \operatorname{tg} \theta_0 \\ y_B'' = \frac{1}{R_0 \cos^3 \theta_0} \\ y_B''' = \frac{3 \operatorname{tg} \theta_0}{R_0^2 \cos^4 \theta_0} \end{cases} \quad (7.16)$$

7.3 Annexe C : propriétés des courbes progressives

7.3.1 Spirale de Cornu ou clothoïde

Si $\mathfrak{a}$ désigne l'abscisse curviligne et θ l'angle de la tangente à la courbe avec l'axe des x , la clothoïde est décrite par les équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} v = \frac{d\mathfrak{a}}{dt} = C^{te} \\ \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\theta}{dt^2} = C^{te} \end{array} \right. \quad (7.17)$$

d'où l'on tire,

$$\frac{d^2\theta}{d\mathfrak{a}^2} = C^{te} \quad (7.18)$$

et donc par intégration,

$$\theta = C^{te} \frac{\mathfrak{a}^2}{2} \quad (7.19)$$

Si ρ désigne la courbure de la courbe, on a par définition :

$$\rho = \frac{1}{R} = \frac{d\theta}{d\mathfrak{a}} = C^{te} \mathfrak{a} \quad (7.20)$$

d'où, en tenant compte des conditions limites aux points A et B (cf. p. 53),

$$\theta = \frac{\mathfrak{a}^2}{4R_0^2 \theta_0}. \quad (7.21)$$

Les équations paramétriques de la spirale de Cornu sont alors données par les équations de Fresnel :

$$\left\{ \begin{array}{l} x = \int \cos \theta \, d\mathfrak{a} \\ y = \int \sin \theta \, d\mathfrak{a} \end{array} \right. \quad (7.22)$$

En exprimant l'abscisse curviligne en fonction du rayon de courbure, à l'aide de l'équation (7.20), et en substituant son expression dans l'équation (7.21), on obtient l'expression très simple :

$$R = R_0 \sqrt{\frac{\theta_0}{\theta}}. \quad (7.23)$$

7.3.2 Parabole de Nordling

La parabole de Nordling repose sur une approximation du rayon de courbure et de l'abscisse curviligne pour de faibles angles :

$$\begin{cases} \rho = \frac{y''}{(1+y'^2)^{\frac{3}{2}}} \approx y'' \\ a \approx x \end{cases} \quad (7.24)$$

d'où, d'après l'équation (7.20) :

$$y'' = C^2 x. \quad (7.25)$$

Par intégration et en tenant compte des conditions limites, il vient :

$$y = \frac{x^3}{12R_0^2 \operatorname{tg} \theta_0}. \quad (7.26)$$

7.3.3 Lemniscate de Bernoulli

La lemniscate est définie par son équation polaire,

$$r^2 = 2C^2 \sin 2\alpha \quad (7.27)$$

et ses équations paramétriques :

$$\begin{cases} x = r \cos \alpha \\ y = r \sin \alpha \end{cases} \quad (7.28)$$

Soit θ l'angle que fait la tangente à la lemniscate avec l'axe des abscisses :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{y'}{x'} = \frac{r' \sin \alpha + r \cos \alpha}{r' \cos \alpha - r \sin \alpha} \quad (7.29)$$

avec

$$r' = \sqrt{2}C \frac{\cos 2\alpha}{\sqrt{\sin 2\alpha}} = \frac{2C^2}{r} \cos 2\alpha \quad (7.30)$$

d'où

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{2C^2 \cos 2\alpha \sin \alpha + r^2 \cos \alpha}{2C^2 \cos 2\alpha \cos \alpha - r^2 \sin \alpha} = \frac{\cos 2\alpha \sin \alpha + \sin 2\alpha \cos \alpha}{\cos 2\alpha \cos \alpha - \sin 2\alpha \sin \alpha} \quad (7.31)$$

c'est-à-dire

$$\operatorname{tg} \theta = \operatorname{tg} 3\alpha. \quad (7.32)$$

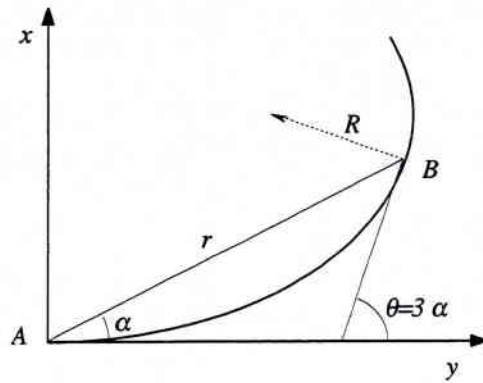


Figure 7.3 : La tangente à la lemniscate fait avec l'axe des abscisses un angle triple de l'angle du rayon vecteur.

Soit R le rayon de courbure en tout point de la lemniscate. Par définition :

$$R = \frac{(r^2 + r'^2)^{\frac{3}{2}}}{r^2 + 2r'^2 - r'r''}. \quad (7.33)$$

Par dérivation de l'expression de r^2 , on a :

$$rr' = 2C^2 \cos 2\alpha \quad (7.34)$$

d'où

$$(r^2)^2 + (rr')^2 = (2C^2)^2. \quad (7.35)$$

On en déduit l'expression du numérateur de R :

$$(r^2 + r'^2)^{\frac{3}{2}} = \left(\frac{2C^2}{r} \right)^3. \quad (7.36)$$

La dérivée seconde de r^2 donne :

$$r'^2 + r'r'' = -4C^2 \sin 2\alpha = -2r^2 \quad (7.37)$$

d'où l'expression du dénominateur

$$r^2 + 2r'^2 - r'r'' = 3 \left(\frac{2C^2}{r} \right)^2. \quad (7.38)$$

Il vient donc :

$$R = \frac{2C^2}{3r} \quad (7.39)$$

7.3.4 Courbes polynomiales

7.3.4.1 Fonction polynomiale

Nous cherchons les coefficients a et b de la fonction polynomiale :

$$y(x) = \frac{a}{24}x^4 + \frac{b}{6}x^3 \quad (7.40)$$

La courbe d'équation $y(x)$ possède un point de contact d'ordre 2 en $A(0,0)$ et un point de contact d'ordre 3 en $B(x_B, y_B)$, c'est-à-dire que les deux premières dérivées de la fonction $y(x)$ sont nulles au point A et que les dérivées successives en B vérifient^{†††} :

$$\begin{aligned} y'(x_B) &= \operatorname{tg} \theta_0 \\ y''(x_B) &= \frac{1}{R \cos^3 \theta_0} \\ y'''(x_B) &= \frac{3 \operatorname{tg} \theta_0}{R^2 \cos^4 \theta_0} \end{aligned} \quad (7.41)$$

d'où le système de 4 équations à 4 inconnues a , b , x_B et y_B :

$$\begin{cases} \frac{a}{24}x_B^4 + \frac{b}{6}x_B^3 = y_B \\ \frac{a}{6}x_B^3 + \frac{b}{2}x_B^2 = \operatorname{tg} \theta_0 \\ \frac{a}{2}x_B^2 + bx_B = \frac{1}{R \cos^3 \theta_0} \\ ax_B + b = \frac{3 \operatorname{tg} \theta_0}{R^2 \cos^4 \theta_0} \end{cases} \quad (7.42)$$

La résolution de ce système donne :

$$\begin{cases} a = \frac{9 \operatorname{tg}^2 \theta_0 \left(1 - 2 \cos \theta_0 \sqrt{1 - \frac{7}{2} \operatorname{tg}^2 \theta_0}\right)}{2R^3 \cos^5 \theta_0 \left(1 - \cos \theta_0 \sqrt{1 - \frac{7}{2} \operatorname{tg}^2 \theta_0}\right)^2} \\ b = \frac{3 \operatorname{tg} \theta_0 \sqrt{1 - \frac{7}{2} \operatorname{tg}^2 \theta_0}}{R^2 \cos^3 \theta_0 \left(1 - \cos \theta_0 \sqrt{1 - \frac{7}{2} \operatorname{tg}^2 \theta_0}\right)} \end{cases} \quad (7.43)$$

^{†††} cf. annexe B.

7.3.4.2 Equations paramétriques polynomiales

On cherche un système d'équations paramétriques sous la forme :

$$\begin{cases} x(t) = at + bt^3 \\ y(t) = ct^3 \end{cases} \quad (7.44)$$

de sorte que le point $A(0,0)$ soit un point d'inflexion de la courbe, avec un contact d'ordre 2. D'après l'annexe B, les conditions sur le point de contact $B(x_B, y_B)$ d'ordre 3 avec le cercle, obtenues pour $t = 1$, aboutissent au système de 3 équations à 3 inconnues a , b et c :

$$\begin{cases} (a + 3b)R \sin \theta_0 - 3cR \cos \theta_0 = 0 \\ 6bR \sin \theta_0 + 2(a + 3b)^2 - 6cR \cos \theta_0 + 9c^2 = 0 \\ bR \sin \theta_0 + 3b(a + 3b) - cR \cos \theta_0 + 9c^2 = 0 \end{cases} \quad (7.45)$$

dont les solutions sont :

$$\begin{cases} a = \frac{25}{18} R \frac{\sin \theta_0}{\cos^2 \theta_0} \\ b = \frac{5}{54} R (1 - 6 \sin^2 \theta_0) \frac{\sin \theta_0}{\cos^2 \theta_0} \\ c = \frac{5}{9} R \frac{\sin^2 \theta_0}{\cos \theta_0} \end{cases} \quad (7.46)$$

8. Liste des symboles utilisés

- $\mathcal{P}_{p,q}$ puissance transmise du point d'entrée P du premier coupleur au point de sortie Q du second coupleur
- c_s coefficient d'excitation des guides du réseau
- Φ_s phase en sortie de réseau de l'onde du guide s
- $\Delta\Phi$ écart de phase en sortie de réseau entre deux guides adjacents
- n indice de la couche guide
- n_c indice des couches de confinement
- $n_{eff,c}$ indice effectif des coupleurs (guides plans)
- $n_{eff,g}$ indice effectif des guides du réseau
- n_G indice de groupe
- k vecteur d'onde dans le vide
- β constante de propagation
- β_c constante de propagation de l'onde dans les coupleurs (guides plans)
- β_g constante de propagation de l'onde dans les guides du réseau
- $\beta_{g,d}$ constante de propagation de l'onde dans les guides droits du réseau
- $\beta_{g,c}$ constante de propagation de l'onde dans les guides courbes du réseau
- κ projection de la constante de propagation sur l'axe perpendiculaire à l'axe de la propagation, dans la couche guide
- γ projection de la constante de propagation sur l'axe perpendiculaire à l'axe de la propagation, dans la couche de confinement
- ℓ ordre du mode de propagation
- τ taux de couplage entre deux modes
- e épaisseur de la couche guide
- w largeur du guide
- h_1 épaisseur d'InP au dessus de la couche de quaternaire du guide fortement gravé
- h_2 épaisseur d'InP gravée au dessous de la couche de quaternaire du guide fortement gravé
- λ_g longueur d'onde associée à la largeur de bande interdite du matériau
- L_s longueur du guide s du réseau
- M nombre de guides du réseau
- N nombre de canaux du démultiplexeur
- m ordre du réseau
- ISL intervalle spectral libre

- ΔL pas du réseau (différence de longueur entre deux guides adjacents)
- d période du réseau (écartement des guides aux extrémités du réseau)
- λ_0 longueur d'onde centrale du démultiplexeur
- $\Delta\lambda$ écart de longueur d'onde entre deux sorties adjacentes
- $\delta\lambda$ largeur du lobe principal du filtre
- h indicateur du recouvrement des lobes principaux entre deux canaux adjacents
- θ_p angle du point d'entrée P du premier coupleur avec l'axe du coupleur
- θ_q angle du point de sortie Q du second coupleur avec l'axe du coupleur
- φ écart angulaire des guides de sortie
- α écart angulaire des guides du réseau
- θ_c angle critique (réflexion totale)
- ϕ déphasage dû à la réflexion aux interfaces d'un guide
- $\mathcal{R}$ réflectivité aux interfaces d'un guide
- $\mathcal{E}$ champ électrique
- $\mathcal{E}_{y,\ell}$ composante sur oy du champ électrique correspondant au mode d'ordre ℓ
- a_ℓ coefficient d'excitation du mode d'ordre ℓ
- $\Delta n_{TE/TM}$ écart entre les indices effectifs des polarisations TE et TM
- $\Delta\lambda_{TE/TM}$ écart entre les pics de longueur d'onde des polarisations TE et TM
- (r, θ) coordonnées polaires
- R_C rayon de courbure des coupleurs
- R_0 rayon de courbure minimal des courbes progressives
- θ_0 angle maximal des courbes progressives.
- ρ courbure
- a pente de la droite de variation du décalage optimal entre un guide droit et un guide courbe en fonction de la courbure
- s abscisse curviligne
- L longueur de la courbe progressive
- $\mathcal{D}$ niveau de diaphonie

9. Publications

9.1 Démultiplexeur dense

H. Bissessur, B. Martin, R. Mestric and F. Gaborit, « Small-size, polarisation-independent phased-array demultiplexers on InP », *Electronics Letters*, 23rd Nov. 1995, vol. 31, no. 24, pp. 2118-2120

H. Bissessur, P. Pagnod-Rossiaux, R. Mestric, and B. Martin, « Extremely small polarization independent phased-array demultiplexers on InP », *IEEE Photonics Technology Letters*, Apr. 1996, vol. 8, no. 4, pp. 554-556

R. Mestric, M. Renaud, B. Martin, F. Gaborit, « Démultiplexeurs en longueur d'onde à réseau de guides sur InP », *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG'96)*, (Nice, France), 28-30 Oct. 1996, pp. 202-204

R. Mestric, M. Renaud, B. Martin, F. Gaborit, « Up to 16 channel phased-array wavelength demultiplexers on InP with -20 dB crosstalk », *Proc. 8th Eur. Conf. on Int. Opt. (ECIO'97)*, *ETHE3-1*, (Stockholm, Sweden), Apr. 2-4 1997, pp. 264-267

9.2 Duplexeur 1,31/1,55 μm

R. Mestric, H. Bissessur, B. Martin, and A. Piquier, « 1.31/1.55 μm phased-array demultiplexer on InP », *IEEE Photonics Technology Letters*, May 1996, vol. 8, no. 5, pp. 638-640

R. Mestric, H. Bissessur, B. Martin, A. Piquier, « 1.31/1.55 μm phased-array duplexer on InP », *Semiconductor and Integrated Optoelectronics (SIOE'96)*, (Cardiff, U.K.) Apr. 1-3 1996

R. Mestric, M. Renaud, B. Martin, F. Gaborit, « Extremely compact 1.31/1.55 μm phased array duplexer on InP with -30 dB crosstalk over 100 nm », *Proc. 22nd Eur. Conf. on Optical Communication (ECOC'96)*, *WeD.1.2*, (Oslo, Norway), Sept. 15-16 1996, pp. 3.131-3.134

R. Mestric, M. Renaud, M. Bachmann, B. Martin, and F. Gaborit, « Design and fabrication of 1.31/1.55 μm phased-array duplexer on InP », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, June 1996, vol. 2, no. 2, pp. 251-256

10. Références

- [1] *Laser Focus World*, Dec. 1996, p. 47
- [2] Y. Yano, T. Ono, K. Fukuchi, T. Ito, H. Yamazaki, M. Yamaguchi, and K. Emura, « 2,6 Terabit/s WDM transmission experiment using optical duobinary coding », *Proc. 22nd Eur. Conf. on. Opt. Com. (ECOC'96)*, ThB.3.1, (Oslo, Norway), Sept. 15-19 1996, pp. 5.3-5.6
- [3] C. Kazmierski, « De nouveaux composants pour le routage et la commutation », *Revue de l'électricité et de l'électronique*, Mai 1996, pp. 21-30
- [4] C. A. Brackett, « Dense wavelength division multiplexing networks: principles and applications », *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, Aug. 1990, vol. 6, pp. 948-964
- [5] A. Jourdan, G. Soulage, S. Artigaud, L. Dembeck, J. C. Jacquinot, H. Ort, B. Wedding, G. Da Loura, L. Hamon, C. Brille, C. Duchet, P. Doussiere, E. Grard, J. L. Beylat, G. Eilenberger and M. Sotom, « 10 Gbit/s all-optical multiwavelength transport and routing demonstrator including a reconfigurable wavelength reallocation module », *Proc. 21th Eur. Conf. on. Opt. Com. (ECOC'95)*, We.L.1.4, (Brussels, Belgium), Sept. 17-21 1995, pp. 633-636
- [6] A. Jourdan, F. Masetti, M. Garnot, G. Soulage, and M. Sotom, « Design and implementation of a fully reconfigurable all-optical crossconnect for high capacity multiwavelength transport networks », *Journal of Lightwave Technology*, June 1996, vol. 14, no. 6, pp. 1198-1206
- [7] D. Chiaroni, C. Chauzat, D. De Bouard, M. Sotom, « Sizeability analysis of high-speed photonic packet switching architecture », *Proc. 21th Eur. Conf. on. Opt. Com. (ECOC'95)*, We.P.47, (Brussels, Belgium), Sept. 17-21 1995, pp. 793-796
- [8] F. Masetti, M. Sotom, D. De Bouard, D. Chiaroni, P. Parmentier, F. Callegati, G. Corazza, C. Raffaelli, S. L. Danielsen, K. E. Stubkjaer, « Design and performance of a broadcast-and-select photonic packet switching architecture », *Proc. 22nd Eur. Conf. on. Opt. Com. (ECOC'96)*, We.P.25, (Oslo, Norway), Sept. 15-19 1996, pp. 3.309-3.312
- [9] M. Erman, « Prospects for integrated optics in telecom applications », *Proc. 7th Eur. Conf. on Int. Opt. (ECIO'95)*, Plenary opening session, (Delft, The Netherlands), Apr. 3-6 1995, pp. 27-32
- [10] K. W. Cheung, D. A. Smith, J. E. Baran, B. L. Heffner, « Multiple channel operation of integrated acousto-optic tunable filter », *Electronics Letters*, 16th March 1989, vol. 25, no. 6, pp. 375-376
- [11] S. François, M. Filoche, F. Huet, S. Fouchet, G. Hervé-Gruyer, A. Ougazzaden, J. Brandon, N. Bouadma, M. Carré, A. Carencu, « High sidelobe suppression ratio in a directinal coupler optical filter », *Proc. 7th Eur. Conf. on Int. Opt. (ECIO'95)*, We A3, (Delft, The Netherlands), Apr. 3-6 1995, pp. 315-318
- [12] B. H. Verbeek, C. H. Henry, N. A. Olsson, K. J. Orlowsky, R. F. Kazarinov, and B. H. Johnson, « Integrated four-channel Mach-Zehnder multi/demultiplexer fabricated with phosphorous doped SiO₂ waveguides on Si », *IEEE Photonics Technology Letters*, June 1988, vol. 6, no. 6, pp. 1011-1015

- [13] Y. Fujii and J. Minowa, « Optical demultiplexer using a silicon concave diffraction grating », *Applied Optics*, Apr. 1983, vol. 22, pp. 974-978
- [14] R. März and C. Cremer, « On the theory of planar spectrographs », *Journal of Lightwave Technology*, Dec. 1992, vol. 10, pp. 2017-2022
- [15] C. Cremer, G. Ebbinghaus, G. Heise, R. Müller-Nawrath, M. Schienle, and L. Stoll, « Grating spectrograph in InGaAsP/InP for dense wavelength division multiplexing », *Appl. Phys. Lett.*, Aug. 1991, vol. 59, pp. 627-629
- [16] G. Grand, G. Palumbo, A. Fournier, P. Labeye, « Réseau blazé à profil vertical en silice sur silicium - application au multiplexage pour communications optiques », *14èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG'94)*, (Besançon, France), Oct.. 25-26 1994, pp. 4-6
- [17] J. B. D. Soole, A. Scherer, H. P. Leblanc, N. C. Andreadakis, R. Bhat, M. A. Koza, « Monolithic InP-based grating spectrometer for wavelength-division multiplexed systems at 1.5 μm », *Electronics Letters*, 17th Jan. 1991, vol. 27, no. 2, pp. 132-134 ; « Monolithic InP-based grating multiplexer/demultiplexer for multichannel WDM at 1.5 μm », *Integrated Photonics Research Conf. (IPR'91)*, *ThH5*, 1991, pp. 123-124
- [18] M. Fallahi, K. A. McGreer, A. Delage, R. Normandin, I. M. Templeton, R. Barber, F. Chatenoud and G. Champion, « Demonstration of grating demultiplexer in GaAs/AlGaAs suitable for integration », *Electronics Letters*, 19th Nov. 1992, vol. 28, no. 24, pp. 2217-2218
- [19] P. C. Clemens, G. Heise, R. März, H. Michel, A. Reichelt and H. W. Schneider, « Channel optical demultiplexer realized as SiO₂/Si flat-field spectrograph », *IEEE Photonics Technology Letters*, Sept. 1994, vol. 6, no. 9, pp. 1109-1110
- [20] K. R. Poguntke, J. B. D. Soole, H. P. LeBlanc, N. C. Andreadakis, P. Grabbe, R. Bhat, C. Caneau and M. A. Koza, « High-performance InP reflection-grating wavelength multiplexer », *Electronics Letters*, March 1994, vol. 30, no. 6, pp. 512-513
- [21] E. Gini, M. Blaser, W. Hunziker and H. Melchior, « Packaged 2.5 Gb/s 4-channel WDM receiver module with InP grating demultiplexer and PIN-JFET receiver array », *21th Eur. Conf. on. Opt. Com. (ECOC'95)*, *Tu.A.3.3*, (Brussels, Belgium), Sept. 17-21 1995, pp. 207-210
- [22] M. Gibbon, G. H. B. Thompson, S. J. Clements, D. J. Moule, C. B. Rogers, C. G. Cureton, « Optical performance of integrated 1.5 μm grating wavelength-demultiplexer on InP-based waveguide », *Electronics Letters*, 12th Oct. 1989, vol. 25, no. 21, pp. 1441-1442
- [23] M. K. Smit, « New focusing and dispersive planar component based on an optical phased array », *Electronics Letters*, March 1988, vol. 24, no. 7, pp. 385-386
- [24] A. R. Vellekoop and M. K. Smit, « Four-channel integrated-optic wavelength demultiplexer with weak polarization dependence », *Journal of Lightwave Technology*, March 1991, vol. 9, pp. 310-314
- [25] H. Takahashi, S. Suzuki, and I. Nishi, « Multi/demultiplexer for nanometer-spacing WDM using arrayed-waveguide grating », *Integrated Photonics Research Conf. (IPR'91)*, *PD-1*, (Monterey, California), Apr. 1991

- [26] C. Dragone, C. A. Edwards, and R. C. Kistler, « Integrated optics N x N Multiplexer on silicon », *IEEE Photonics Technology Letters*, Oct. 1991, vol. 3, pp. 896-899
- [27] M. Zirngibl, C. Dragone and C. H. Joyner, « Demonstration of 15 x 15 arrayed waveguide multiplexer on InP », *IEEE Photonics Technology Letters*, Nov. 1992, vol. 4, no. 11, pp. 1250-1253
- [28] H. Takahashi, Y. Hibino, Y. Ohmori and M. Kawachi, « Polarization-insensitive arrayed-waveguide wavelength multiplexer with birefringence compensating film », *IEEE Photonics Technology Letters*, June 1993, vol. 5, no. 6, pp. 707-709
- [29] M. Zirngibl, C. H. Joyner, L. W. Stulz, Th. Gaiffe and C. Dragone, « Polarisation independent 8 x 8 waveguide grating multiplexer on InP », *Electronics Letters*, Jan. 1993, vol. 29, no. 2, pp. 201-202
- [30] M. R. Amersfoort, C. R. de Boer, F. P. G. M. van Ham, M. K. Smit, P. Demeester, J. J. G. M. van der Tol and A. Kunstze, « Phased-array wavelength demultiplexer with flattened wavelength response », *Electronics Letters*, Feb. 1994, vol. 30, no. 4, pp. 300-302
- [31] B. H. Verbeek, A. A. M. Staring, E. J. Jansen, R. van Roijen, J. J. M. Binsman, T. van Dongen, M. R. Amersfoort, C. van Dam, M. K. Smit, « Large bandwidth polarisation independent and compact 8 channel PHASAR demultiplexer/filter », *Optical Fiber Comm. (OFC'94)*, PD-13, (San Jose, California), Feb. 1994
- [32] Y. Inoue, Y. Ohmori, M. Kawachi, S. Ando, T. Sawada and H. Takahashi, « Polarization mode converter with polyimide half waveplate in silica-based planar lightwave circuits », *IEEE Photonics Technology Letters*, May 1994, vol. 6, no. 5, pp. 626-628
- [33] H. Bissessur, F. Gaborit, B. Martin, G. Ripoché, and P. Pagnod-Rossiaux, « Tunable phased-array wavelength demultiplexer on InP », *Electronics Letters*, Jan. 1995, vol. 31, no. 1, pp. 32-33
- [34] M. Zirngibl, C. H. Joyner, and P. C. Chou, « Polarisation compensated waveguide grating router on InP », *Electronics Letters*, Sept. 1995, vol. 31, no. 19, pp. 1662-1664
- [35] P. C. Clemens, G. Heise, R. März, H. Michel, A. Reichelt and H. W. Schneider, « Wavelength-adaptable optical phased array in SiO₂-Si », *IEEE Photonics Technology Letters*, Oct. 1995, vol. 7, no. 10, pp. 1041-1040
- [36] J. B. D. Soole, M. R. Amersfoort, H. P. LeBlanc, N. C. Andreadakis, A. Rajhel, C. Caneau, M. A. Koza, R. Bhat, C. Youtsey and I. Adesida « Polarisation-independent InP arrayed waveguide filter using square cross-section waveguides », *Electronics Letters*, Feb. 1996, vol. 32, no. 4, pp. 323-324
- [37] M. R. Amersfoort, J. B. D. Soole, H. P. LeBlanc, N. C. Andreadakis, A. Rajhel and C. Caneau, « Passband broadening in integrated arrayed waveguide filters using multimode interference couplers », *Electronics Letters*, Feb. 1996, vol. 32, no. 5, pp. 449-451
- [38] H. Bissessur, P. Pagnod-Rossiaux, R. Mestric, and B. Martin, « Extremely small polarisation independent phased-array demultiplexers on InP », *IEEE Photonics Technology Letters*, Apr. 1996, vol. 8, no. 4, pp. 554-556

- [39] L. H. Spiekman, M. B. J. Diemeer, T. H. Hoekstra, M. K. Smit, « First polymeric phased array wavelength demultiplexer operating at 1550 nm », *Integrated Photonics Research Conf. (IPR'96)*, IMC2, (Boston, Massachusetts), Apr. 29-May 2 1996, pp. 36-39
- [40] S. Day, J. P. Stagg, D. Moule, S. J. Clements, C. Rogers, S. Ojha, T. Clapp, J. Brook, J. Morley, « The elimination of sidelobes in the arrayed waveguide WDM », *Integrated Photonics Research Conf. (IPR'96)*, IMC5, (Boston, Massachusetts), Apr. 29-May 2 1996, pp. 48-51
- [41] H. Okayama, M. Kawahara and T. Kamijoh, « Reflective waveguide array demultiplexer in LiNbO₃ », *Journal of Lightwave Technology*, June 1996, vol. 14, no. 6, pp. 985-990
- [42] K. Okamoto, K. Syuto, H. Takahashi and Y. Ohmori, « Fabrication of 128-channel arrayed-waveguide grating multiplexer with 25 GHz channel spacing », *Electronics Letters*, Aug. 1996, vol. 32, no. 16, pp. 1474-1476
- [43] H. Yamada, K. Takada, Y. Inoue, Y. Ohmori and S. Mitachi, « Statically-phase-compensated 10 GHz-spaced arrayed-waveguide grating », *Electronics Letters*, Aug. 1996, vol. 32, no. 17, pp. 1580-1582
- [44] A. Rigny, C. Ramus, A. Bruno, Y. Rafle, H. Sik, G. Post, M. Carre and A. Carencu, « Taper-assisted polarisation compensation in efficiently fibre-coupled InP demultiplexer », *Electronics Letters*, Sept. 1996, vol. 32, no. 20, pp. 1885-1886
- [45] T. Brenner, C. H. Joyner and M. Zirngibl, « Compact design waveguide grating routers », *Electronics Letters*, Aug. 1996, vol. 32, no. 18, pp. 1660-1661
- [46] J. B. D. Soole, M. R. Amersfoort, H. P. LeBlanc, A. Rajhel, C. Caneau, C. Youtsey and I. Adesida « Compact polarisation-independent InP reflective arrayed waveguide grating filter », *Electronics Letters*, Sept. 1996, vol. 32, no. 19, pp. 1769-1771
- [47] W. Lin, H. Li, Y. J. Chen, M. Dagenais, D. Stone, « Dual-channel-spacing phased array waveguide grating multi/demultiplexers », *IEEE Photonics Technology Letters*, Nov. 1996, vol. 8, no. 11, pp. 1501-1503
- [48] B. Buchold and E. Voges, « Polarisation insensitive arrayed-waveguide grating multiplexers with ion-exchanged waveguides in glass », *Electronics Letters*, Nov. 1996, vol. 32, no. 24, pp. 2248-2250
- [49] P. D. Trinh, S. Yegnanarayanan, F. Coppinger, B. Jalali, « Silicon-on-insulator phased-array waveguide grating WDM filter », *Optical Fiber Comm. (OFC'97)*, ThM6, (Dallas, Texas), Feb. 16-21 1997, pp. 301-302
- [50] D. Trouchet, A. Beguin, H. Boek, C. Prel, C. Lerminiaux, R. O. Maschmeyer, « Passband flattening of PHASAR WDM using input and output star couplers designed with two focal points », *Optical Fiber Comm. (OFC'97)*, ThM7, (Dallas, Texas), Feb. 16-21 1997, pp. 302-303
- [51] H. Tanobe, Y. Kondo, Y. Kadota, K. Okamoto and Y. Yoshikuni, « Temperature-insensitive arrayed waveguide gratings on InP substrates », *Optical Fiber Comm. (OFC'97)*, ThM4, (Dallas, Texas), Feb. 16-21 1997, pp. 298-299
- [52] H. Uetsuka, L. J. Marra, K. Akiba, K. Morosawa, H. Okano, S. Takasugi, and K. Inaba, « Recent improvements in arrayed waveguide grating dense wavelength

- division multi/demultiplexers », *Proc. 8th Eur. Conf. on Int. Opt. (ECIO'97)*, EWC4-1, (Stockholm, Sweden), Apr. 2-4 1997, pp. 76-79
- [53] V. Delisle, G. Grand, A. Fournier, and P. Mottier, « Reduced-size low-crosstalk PECVD silica phasor widened continuous bends », *Proc. 8th Eur. Conf. on Int. Opt. (ECIO'97)*, EWC3-1, (Stockholm, Sweden), Apr. 2-4 1997, pp. 72-75
- [54] R. Mestric, M. Renaud, B. Martin, F. Gaborit, « Up to 16 channel phased-array wavelength demultiplexers on InP with -20 dB crosstalk », *Proc. 8th Eur. Conf. on Int. Opt. (ECIO'97)*, EThE3-1, (Stockholm, Sweden), Apr. 2-4 1997, pp. 264-267
- [55] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, « Fundamentals of photonics », J. W. Goodman, Editor, *Wiley Series in Pure and Applied Optics*, New-York, 1991
- [56] K. Okamoto, Y. Ohmori, M. Kawachi, S. Ando, T. Sawada and H. Takahashi, « Polarization mode converter with polyimide half waveplate in silica-based planar lightwave circuits », *IEEE Photonics Technology Letters*, May 1994, vol. 6, no. 5, pp. 626-628
- [57] K. Okamoto, H. Yamada, « Arrayed-waveguide grating multiplexer with flat spectral response », *Optics Letters*, Jan. 1995, vol. 20, no. 1, pp. 43-45
- [58] D. Marcuse, « Theory of dielectric optical waveguides », edited by Y. Pao and P. Kelley, *Quantum Electronics-Principles and applications*, Academic Press, New-York, 1974
- [59] H. Kogelnik, « Integrated optics », editor T. Tamir, *Topics in Applied Physics*, vol. 7, second ed., New-York, 1979
- [60] R. Baets, P. Kaczmariski, P. Vankwikelberge, « Waveguide Optoelectronics », edited by J. H. Marsh and R. M. De La Rue, NATO ASI Series, *Series E: Applied Sciences*, vol. 226, pp 23-31
- [61] F. A. Fernandez, B. M. A. Rahman, R. D. Ettinger, and J. B. Davis, « Accurate finite element software for microwave and optical waveguides », *IEE Int. Conf. Computation in Electromagnetics*, (London, U.K.), 1991, pp. 14-17
- [62] H. Takahashi, Y. Hibino, and I. Nishi, « Polarization-insensitive arrayed-waveguide grating wavelength multiplexer on silicon », *Optics Letters*, Apr. 1992, vol. 17, no. 7, pp. 499-501
- [63] C. A. M. Steenbergen, C. van Dam, A. Looijen, C. G. P. Herben, M. de Kok, M. K. Smit, J. W. Pedersen, I. Moerman, R. G. F. Baets, B. H. Verbeek, « Compact low loss 8 x 10 GHz polarisation independent WDM receiver », *Proc. 22nd Eur. Conf. on Opt. Com. (ECOC'96)*, MoC.4.1, (Oslo, Norway), Sept. 15-19 1996, pp. 1.129-1.132
- [64] L. H. Spiekman, M. R. Amersfoort, A. H. de Vreede, F. P. G. M. van Ham, A. Kuntze, J. W. Pedersen, P. Demeester, and M. K. Smit, « Design and realization of polarisation independent phased array wavelength demultiplexers using different array orders for TE and TM », *Journal of Lightwave Technology*, June 1996, vol. 14, no. 6, pp. 991-995
- [65] H. Bissessur, P. Pagnod, B. Martin, G. Ripoché, F. Gaborit, « Variation of passive waveguide birefringence with axial strain », *Proc. 7th Eur. Conf. on Int. Opt. (ECIO'95)*, We C2, (Delft, The Netherlands), Apr. 3-6 1995, pp. 287-290

- [66] C. G. M. Vreeburg, C. R. de Boer, Y. S. Oei, B. H. Verbeek, R. T. H. Rongen, H. Vonk, M. R. Leys, J. H. Wolter, F. H. Groen, J. J. G. M van der Tol, « Strained InP/InGaAs quantum well layers for wavelength demultiplexers », *Proc. 7th Eur. Conf. on Int. Opt. (ECIO'95)*, We C2, (Delft, The Netherlands), Apr. 3-6 1995, pp. 283-286
- [67] S. Suzuki, Y. Inoue and Y. Ohmori, « Polarisation-insensitive arrayed-waveguide grating multiplexer with SiO₂-on-SiO₂ structure », *Electronics Letters*, Apr. 1994, vol. 30, no. 8, pp. 642-643
- [68] H. Bissessur, F. Gaborit, B. Martin and G. Ripoché, « Polarization-independent phased-array demultiplexer on InP with high fabrication tolerance », *Electronics Letters*, Aug. 1995, vol. 31, no. 16, pp. 1372-1373
- [69] B. Broberg and S. Lindgren, « Refractive index of In_{1-x}Ga_xAs_{1-y}P_y layers and InP in the transparent wavelength region », *J. Appl. Phys.*, May 1984, vol. 55, no. 9, pp. 3376-3381
- [70] C. van Dam, A. A. M. Staring, E. J. Jansen, J. J. M. Binsma, T. van Dongen, M. K. Smit and B. H. Verbeek, « Elimination of ghost images in the response of PHASAR-demultiplexers », *Proc. 8th Eur. Conf. on Int. Opt. (ECIO'97)*, EThE4-1, (Stockholm, Sweden), Apr. 2-4 1997, pp. 268-271
- [71] Y. S. Oei and L. H. Spijkman, « Novel RIE-process for high quality InP-based waveguide structure », *Proc. 7th Eur. Conf. on Int. Opt. (ECIO'95)*, Poster Session Tu Po, (Delft, The Netherlands), Apr. 3-6 1995, pp. 205-208
- [72] H. Bissessur, B. Martin, R. Mestric and F. Gaborit, « Small-size, polarisation independent phased-array demultiplexers on InP », *Electronics Letters*, 23rd November 1995, vol. 31, no. 24, pp. 2118-2120
- [73] L. H. Spijkman, Y. S. Oei, E. G. Metaal, F. H. Groen, P. Demeester, M. K. Smit, « Ultrasmall waveguide bends: the corner mirrors of the future? », *IEEE Proc. Optoelectron.*, vol. 142, no. 1, Feb. 1995, pp. 61-65
- [74] E. A. J. Marcitili, « Bends in optical dielectric guides », *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48, no. 7, Sept. 1969, pp. 2161-2188
- [75] D. Marcuse, « Curvature loss formula for optical fibers », *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 66, no. 4, Apr. 1976, pp. 216-220
- [76] M. Miyagi and S. Nishida, « Bending losses of dielectric rectangular waveguides for integrated optics », *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 68, no. 3, March 1978, pp. 316-319
- [77] M. Heiblum, J. H. Harris, « Analysis of curved optical waveguides by conformal transformation », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Feb. 1975, vol. 11, no. 2, pp. 75-83
- [78] E.-G. Neumann, « Curved dielectric optical waveguides with reduced transition losses », *IEE Proc.*, vol. 129, Pt. H, no. 5, Oct. 1982, pp. 278-280
- [79] E. C. M. Pennings, G. H. Manhoudt, M. K. Smit, « Low-loss bends in planar optical ridge waveguides », *Electronics Letters*, 4th Aug. 1988, vol. 24, no. 16, pp. 998-999
- [80] H. van Brug, F. H. Groen, Y. S. Oei, J. W. Pedersen, E. C. M. Pennings, D. K. Doeksen, J. J. G. M. van der Tol, « Low-loss straight and curved ridge

- waveguides in LPE-grown GaInAsP », », *Electronics Letters*, 4th Aug. 1988, vol. 24, no. 16, pp. 998-999
- [81] L. Lerner, « Minimum bending loss interconnection for integrated optics waveguides », *Electronics Letters*, 29th Apr. 1993, vol. 29, no. 9, pp. 733-735
- [82] M. K. Smit, E. C. M. Pennings, H. Blok, « A normalized approach to the design of low-loss optical waveguide bends », *Journal of Lightwave Technology*, Nov. 1993, vol. 11, no. 11, pp. 1737-1742
- [83] T. Kitoh, N. Takato, M. Yasu, M. Kawachi, « Bending loss reduction in silica-based waveguides by using lateral offsets », *Journal of Lightwave Technology*, Apr. 1995, vol. 13, no. 4, pp. 555-562
- [84] M. Rivera, « A full vectorial beam propagation method for bent channel waveguides », *Integrated Photonics Research Conf. (IPR'96)*, IMB3, (Boston, Massachussets), Apr. 29-May 2 1996, pp. 16-19
- [85] C. van Dam, L. H. Spiekman, F. P. G. M. van Ham, F. H. Groen, J. J. G. M. van der Tol, I. Moerman, W. W. Pascher, M. Hamacher, H. Heidrich, C. M. Weinert, and M. K. Smit, « Novel compact polarization converters based on ultra short bends », *IEEE Photonics Technology Letters*, Oct. 1996, vol. 8, no. 10, pp. 1346-1348
- [86] D. Marcuse, « Length optimization of an S-shaped transition between offset optical waveguides », *Appl. Opt.*, vol. 17, Mar. 1978, pp. 763-768
- [87] W. J. Mindford, S. K. Korotky, and R. C. Alfarness, « Low-loss Ti:LiNbO₃ waveguide bends at $\lambda=1.3 \mu\text{m}$ », », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Oct. 1982, vol. 18, no. 10, pp. 1802-1806
- [88] P.-L. Liu, B.-J. Li, P. J. Cressman, J. R. Debesis, and S. Stoller, « Comparison of measured losses of Ti:LiNbO₃ channel waveguide bends », *IEEE Photonics Technology Letters*, Aug. 1991, vol. 3, no. 8, pp. 755-756
- [89] F. Ladouceur, P. Labeye, « A new general approach to optical waveguide path design », *Journal of Lightwave Technology*, March 1995, vol. 13, no. 3, pp. 481-492
- [90] M. A. Caquot, « Le raccordement parfait », *Revue Générale des Chemins de Fer*, Jan. 1949, no. 1, pp 1-8
- [91] ITU-T SG15 WP4 D.356, « Channel allocation for multi-channel systems in G.mcs », AT&T, Geneva, Feb. 1995
- [92] H. Takahashi, K. Oda, H. Toba, and Y. Inoue, « Transmission characteristics of arrayed waveguide $N \times N$ wavelength multiplexer », *Journal of Lightwave Technology*, March 1995, vol. 13, no. 3, pp. 447-455
- [93] H. Takahashi, K. Oda, H. Toba, « Impact of crosstalk in an arrayed-waveguide multiplexer on $N \times N$ optical interconnection », *Journal of Lightwave Technology*, June 1996, vol. 14, no. 6, pp. 1097-1105
- [94] R. G. Walker, « Simple and accurate loss measurement technique for semiconductor optical waveguides », *Electronics Letters*, 20th June 1985, vol. 21, no. 13, pp. 581-583. Erratum: *Electronics Letters*, 1st August 1985, vol. 21, no. 16

- [95] T. Feuchter and C. Thirstrup, « High precision planar waveguide propagation loss measurement technique using a Fabry-Perot cavity », *IEEE Photonics Technology Letters*, Oct. 1994, vol. 6, no. 10, pp. 1244-1247
- [96] S. Kim and A. Gopinath, « Vector Analysis of optical dielectric waveguide bends using finite-difference method », *Journal of Lightwave Technology*, Sept 1996, vol. 14, no. 9, pp. 2085-2092
- [97] T. Yamamoto and M. Koshiba, « Numerical Analysis of curvature loss in optical waveguides by the finite-difference method », *Journal of Lightwave Technology*, Oct 1993, vol. 11, no. 10, pp. 1579-1585
- [98] H. Bissessur, P. Pagnod-Rossiaux, R. Mestric, and B. Martin, « Extremely small polarization independent phased-array demultiplexer on InP », *IEEE Photonics Technology Letters*, Apr. 1996, vol. 8, no. 4, pp. 554-556
- [99] C. A. M. Steenbergen, C. van Dam, T. L. M. Scholtes, A. H. de Vreede, L. Shi, J. J. G. M. van der Tol, P. Demeester, M. K. Smit, « 4-channel wavelength flattened demultiplexer integrated with photodetectors », *Proc. 7th Eur. Conf. on Int. Opt. (ECIO'95)*, We A2, (Delft, The Netherlands), Apr. 3-6 1995, pp. 271-274
- [100] Y. P. Ho, H. Li, and Chen, « Flat channel-passband-wavelength multiplexing and demultiplexing devices by multiple-Rowland-Circle design », *IEEE Photonics Technology Letters*, March 1997, vol. 9, no. 3, pp. 342-344
- [101] H. Kobrinski, K.-W. Cheung, « Wavelength-tunable optical filters: applications and technologies », *IEEE Communications Magazine*, Oct. 1989, pp. 53-63
- [102] J. Stone, L. W. Stulz, « Pigtailed high-finesse tunable fibre Fabry-Perot interferometers with large, medium and small free spectral ranges », *Electronics Letters*, 16th July 1987, vol. 23, no. 15, pp. 781-782
- [103] Y. Fujii and J. Minowa, « Wavelength tunability of electrooptically tuned Fabry-Perot filters », *Applied Optics*, 20 March 1991, vol. 30, no. 9, pp. 1017-1018
- [104] N. Takato, A. Sugita, K. Onose, H. Okazaki, M. Okuno, M. Kawachi, and K. Oda, « 128-channel polarization-insensitive frequency-selection-switch using high-silica waveguides on Si », *IEEE Photonics Technology Letters*, June 1990, vol. 2, no. 6, pp. 441-443
- [105] D. A. Smith, J. E. Baran, J. J. Johnson, and K. W. Cheung, « Integrated-optic acoustically tunable filters for WDM networks », *IEEE J. Select. Areas Commun.*, 1990, vol. 8, pp. 1151-1159
- [106] A. Kar-Roy, and C. S. Tsai, « Integrated acoustooptic tunable filters using weighted coupling », *IEEE Journal of Quantum Electronics.*, July 1994, vol. 30, no. 7, pp. 1574-1586
- [107] R. C. Alferness and R. V. Schmidt, « Tunable optical waveguide directional coupler », *Applied Phys. Letters*, 15 July 1978, vol. 33, no 2, pp. 161-163
- [108] New application for nonlinear directional coupler: intensity controlled tunable optical filter », *Electronics Letters*, 21st Nov. 1991, vol. 27, no. 24, pp. 2218-2219
- [109] R. C. Alferness, L. L. Buhl, U. Koren, B. I. Miller, M. G. Young, T. L. Koch, C. A. Burrus, and G. Raybon, « Broadly tunable InGaAsP/InP buried rib

- waveguide vertical coupler filter », *Applied Phys. Letters*, 24 Feb. 1992, vol. 60, no 8, pp. 980-982
- [110] C. Wu, C. Rolland, F. Sheperd, C. Larocque, N. Puetz, K. D. Chik, and J. M. Xu, « InGaAsP/InP vertical directional coupler filter optimally designed wavelength tunability », *IEEE Photonics Technology Letters*, April 1993, vol. 4, no. 4, pp. 457-459
- [111] M. Zirngibl and C. H. Joyner, « High performance, 12 frequency optical multichannel controller », *Electronics Letters*, 28th Apr. 1994, vol. 30, no. 9, pp. 700-701
- [112] M. Zirngibl, C. H. Joyner, L. W. Stulz, U. Koren, M.-D. Chien, M. G. Young, and B. I. Miller, « Digitally tunable laser based on the integration of a waveguide grating multiplexer and an optical amplifier », *IEEE Photonics Technology Letters*, April 1994, vol. 6, no. 4, pp. 516-518
- [113] A. A. M. Staring, L. H. Spiekman, J. J. M. Binsma, E. Jansen, T. van Dongen, P. J. A. Thijs, M. K. Smit, and B. H. Verbeek, « A compact nine-channel multiwavelength laser », *IEEE Photonics Technology Letters*, Sept. 1993, vol. 8, no. 9, pp. 1139-1141
- [114] Communication privée, Dominique Chiaroni, Alcatel Alsthom Recherche, *Unité Réseaux Photoniques*.
- [115] J.-Y. Emery, P. Doussi re, L. Goldstein, F. Pommereau, C. Fortin, R. N'Go, N. Tscherptner, J.-L. Lafragette, P. Aubert, F. Brillouet, G. Laube, J. Barrau, « New, process tolerant, high performance 1.55 μm polarization insensitive semiconductor optical amplifier based on low tensile bulk GaInAsP », *Proc. 22nd Eur. Conf. on Opt. Com. (ECOC'96)*, WeD.2.3, (Oslo, Norway), Sept. 15-19 1996, pp. 3.165-3.168
- [116] J.-Y. Emery, T. Ducellier, M. Bachmann, P. Doussi re, F. Pommereau, R. N'Go, F. Gaborit, L. Goldstein, G. Laube, J. Barrau, « High performance 1.55 μm polarisation-insensitive semiconductor optical amplifier based on low-tensile-strained bulk GaInAsP », *Electronics Letters*, 5th June 1997, vol. 33, no. 12, pp. 1083-1084
- [117] J. Jerphagnon, « La place de l'optique dans les futurs réseaux de télécommunication », *Revue de l'Electricité et de l'Electronique*, Mai 1996, no. 5, pp. 11-16
- [118] G. Mesquida, « Les composants optoélectroniques actifs destinés   la distribution optique », *La Revue des Télécommunications d'Alcatel*, 2 me trimestre 1996, pp. 87-92
- [119] A. Zylberstejn, R. Baker, V. Di Biase, K. de Blok, J. C. Bouley, G. Chiaretti, M. Cocito, G. Destefanis, T. Dudley, H. Imai, B. Jacobs, K. Kaede, D. Lecrosnier, G. Mesquida, S. Oliver, M. Robertson, K. Rogers, P. Roth, B. Schwaderer, S. Turley, J. Yoshida, « Customer ONU: cost and technology, and standardization issues », in *Proc. of the Full Services Access Networks Conference*, (London, UK), June 20 1996
- [120] A. Zylberstejn, M. T. Asom, J. J. Bernard, V. Di Biase, J. C. Bouley, P. J. Bradley, F. Caviglia, G. Chiaretti, M. Cocito, G. Destefanis, T. Dudley, H. Imai, B. Jacobs, K. Kaede, D. Lecrosnier, R. Musk, S. Oliver, K. Panzer, A. Rast, M. Robertson, K. Rogers, B. Schwaderer, J. Severn, P. Trombert, N. Weston, J.

- Yoshida, « Low cost components for full services access networks », in *Proc. of the Full Services Access Networks Conference*, (Atlanta, USA), 1997
- [121] H. Nakajima, J. Charil, D. Robein, A. Gloukhian, P. Pierre, J. Landreau, S. Grosmaire and A. Leroy, « Full-duplex operation of an in-line transceiver emitting at 1.3 μm and receiving at 1.55 μm », *Electronics Letters*, 29th Feb. 1996, vol. 32, no. 5, pp. 473-474
- [122] T. L. Koch, U. Koren, A. H. Gnauck, K. C. Reichmann, H. Kogelnik, G. Raybon, R. P. Gnall, M. Oron, M. G. Young, J. L. de Miguel, and B. I. Miller, « Simple in-line bi-directional 1.5 μm /1.3 μm transceivers », *12th IEEE Int. Semiconductor Laser Conf.*, (Davos, Switzerland), Sept. 9-14 1990
- [123] R. Adar, C. H. Henry, C. Dragone, R. C. Kistler, and M. A. Milbrodt, « Broad-band array multiplexers made with silica waveguides on silicon », *Journal of Lightwave Technology*, Feb. 1993, vol. 11, no. 2, pp. 212-219
- [124] J. Magerand, G. Grand, P. Pouteau, P. Philippe, « Integrated polarization insensitive 1.3/1.55 micrometer duplexer on silica-based technology », *Proc. Int. Symp. Integrated Optics*, (Lindau, Germany), Apr. 11-15 1994
- [125] Y. P. Li, C. H. Henry, E. J. Laskowski, H. H. Yaffe and R. L. Sweatt, « Monolithic optical waveguide 1.31/1.55 μm WDM with -50 dB crosstalk over 100 nm bandwidth », *Electronics Letters*, 23rd Nov. 1995, vol. 31, no. 24, pp. 2100-2101
- [126] M. R. Paiam, C. F. Janz, R. I. MacDonald, and J. N. Broughton, « Compact-planar 980/1550 nm wavelength multi/demultiplexer based on multimode interference », *IEEE Photonics Technology Letters*, Oct. 1995, vol. 7, no. 10, pp. 1180-1182
- [127] K.-C. Lin and W.-Y. Lee, « Guided-wave 1.3/1.55 μm wavelength division multiplexer based on multimode interference », *Electronics Letters*, 4th July 1996, vol. 32, no. 14, pp. 1259-1261
- [128] C. Bornholdt, D. Trommer, G. Unterbörsch, H.-G. Bach, H. Venghaus, and C. M. Weinert, « Monolithic integrated wavelength duplexer-receiver on InP », *Journal of Lightwave Technology*, March 1993, vol. 11, no. 3, pp. 408-415
- [129] R. Matz, J. G. Bauer, P. Clemens, G. Heise, H. F. Mahlein, W. Metzger, and G. Schulte-Roth, « Development of photonic integrated transceiver chip for WDM transmission », *IEEE Photonics Technology Letters*, Nov. 1994, vol. 6, no. 11, pp. 1327-1329
- [130] W. Metzger, J. G. Bauer, P. C. Clemens, G. Heise, M. Klein, H. F. Mahlein, R. Matz, H. Michel, J. Rieger, « Photonic integrated transceiver for the access network », *Optical Quantum Electronics*, 1996, vol. 28, pp. 51-56
- [131] R. G. Walker, J. Urquhart, I. Bennion, A. C. Carter, « 1.3/1.53 μm Mach-Zehnder wavelength duplexers for integrated optoelectronic transceiver modules », *IEE Proceedings*, Feb. 1990, vol. 137, no. 1, pp. 33-37
- [132] R. Adar, C. Dragone, C. H. Henry, « Planar lens and low order array multiplexer », *United States Patent*, Patent no. 5,512,758, May 18, 1993
- [133] R. Mestric, « Démultiplexeur optique à réseau de guides », Brevet no. 96402813.8-2205, déposé le 19 déc. 1996

- [134] R. Mestric, H. Bissessur, B. Martin and A. Pinquier, « 1.31/1.55 μm phased-array demultiplexer on InP », *IEEE Photonics Technology Letters*, May 1996, vol. 8, no. 5, pp. 638-640

Pour faire face à l'engouement du public pour de nouveaux services interactifs, le succès des réseaux multiplexés en longueur d'onde s'explique par l'augmentation de la capacité et la flexibilité supplémentaire qu'ils apportent aux systèmes de télécommunication optique. L'explosion de ce nouveau marché entraîne le développement de nouveaux composants photoniques, indispensables à l'avènement des réseaux tout optique.

Cette thèse s'articule autour d'un de ces nouveaux composants : le démultiplexeur en longueur d'onde à réseau de guides. Elle donne ainsi les éléments nécessaires à la conception et à la réalisation de deux dispositifs aux applications distinctes :

- *le démultiplexeur dense*, ayant un faible espacement en longueur d'onde entre canaux, pour des applications de routage et de commutation,
- *le duplexeur 1,31/1,55 μm* , pour des applications de distribution large bande.

Ces dispositifs, réalisés sur substrat d'InP, sont compatibles avec l'intégration monolithique avec des amplificateurs optiques à semi-conducteurs, des lasers ou des photodiodes, ouvrant ainsi la voie à de nouveaux composants optoélectroniques aux fonctionnalités toujours plus complexes.

De nombreux démultiplexeurs ont été élaborés, dont les performances sont présentées dans ce mémoire. Une compacité remarquable et un fonctionnement indépendant de la polarisation de l'onde incidente sont obtenus grâce à la mise au point d'une structure fortement gravée à biréfringence nulle. L'utilisation de courbures progressives aux transitions entre les guides droits et les guides courbes du réseau de guides permet de réduire considérablement les phénomènes de conversion de mode dus à la déformation du mode optique dans les courbures, et d'atteindre ainsi de très faibles diaphonies. Enfin, de nouvelles configurations des réseaux de guides sont proposées afin de limiter les effets de la variation d'indice effectif dans les courbures ou de réduire la taille des dispositifs.

To face the growing interest in multimedia and broad-band interactive services, wavelength demultiplexing is one of the most promising techniques for increasing the capacity and flexibility of optical networks. The recent explosion of this market provides motivation for the development of new photonic components, necessary for all-optical networks.

This thesis deals with one of those new devices: the phased-array wavelength demultiplexer. Details are presented concerning the design and realisation of two kinds of phased-array wavelength demultiplexers with different applications:

- *the dense demultiplexer, with small wavelength spacing between output channels, for routing and switching,*
- *the 1.31/1.55 μm duplexer, for access networks.*

All the devices are realised on InP, which provides full compatibility with monolithic integration with semiconductor optical amplifiers, lasers or photodetectors, making possible new optoelectronic devices with even more complex functionalities.

Several devices have been realised for which performance characteristics are presented. Compactness and wavelength insensitivity are obtained using a deeply-etched non-birefringent structure. The modal conversion that occurs in the grating, due to field deformation in the bent sections, is avoided with the introduction of progressive curves at the junctions between curved and straight waveguides, leading to very low crosstalk levels. New configurations of the waveguide array are given which limit the effects of effective index variations in the bent sections or reduce the size of the devices.