



HAL
open science

Premiers développements de l'optique intégrée planaire monomode, pour les longueurs d'onde entre 2 et 20 micromètres, Applications à l'interférométrie stellaire

Emmanuel Laurent

► **To cite this version:**

Emmanuel Laurent. Premiers développements de l'optique intégrée planaire monomode, pour les longueurs d'onde entre 2 et 20 micromètres, Applications à l'interférométrie stellaire. Astrophysique [astro-ph]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2003. Français. NNT: . tel-00010435

HAL Id: tel-00010435

<https://theses.hal.science/tel-00010435>

Submitted on 6 Oct 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° attribué par la bibliothèque

|||||

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'INPG

Spécialité : Optique, Optoélectronique et Microondes

préparée à l'**Institut de Microélectronique, Électromagnétisme et Photonique**
et au **Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble**

dans le cadre de l'**École Doctorale Électronique, Électrotechnique,**
Automatique, Télécommunications et Signal

présentée et soutenue publiquement

par

Emmanuel LAURENT

le 5 Mai 2003

Titre :

**Premiers développements de l'optique intégrée planaire monomode
pour les longueurs d'onde entre 2 et 20 micromètres.**

Applications à l'interférométrie stellaire.

Directeurs de thèse : Isabelle SCHANEN, Pierre KERN

JURY

Monsieur	Jean GAY	, Rapporteur
Monsieur	Henri PORTE	, Rapporteur
Monsieur	Marc OLLIVIER	, Examineur
Monsieur	Pierre SAGUET	, Président
Madame	Isabelle SCHANEN	, Directrice de thèse
Monsieur	Pierre KERN	, Co-directeur de thèse

Remerciements

Ecrire des remerciements est, pour ma part, très difficile tant j'ai peur d'en oublier et de ne pas suffisamment rendre justice à l'aide et à l'enrichissement apporté tout au long d'une thèse.

Je commencerais par remercier mes deux directeurs de thèse, Mme Isabelle Schanen de l'IMEP (anciennement LEMO) et Mr Pierre Kern du LAOG pour m'avoir donné la possibilité de mener ce travail de thèse ainsi que pour leur encadrement tout au long de ces années. Je remercie également la société Alcatel Space et le CNRS pour m'avoir accordé un financement de thèse. Mrs Henri Porte du Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux et Jean Gay de l'Observatoire de la Cote d'Azur ont acceptés d'être les rapporteurs de ce travail de thèse : je les en remercie vivement. Je remercie également Mr Marc Ollivier de l'IAS, Institut d'Astrophysique Spatial, examinateur de mon travail de thèse pour m'avoir fait partager son inébranlable conviction et son sens de la précision dans la mise au point d'un banc pour le projet Darwin. Je remercie enfin le Président de jury, Mr Pierre Saguet de l'IMEP.

Au cours de cette thèse, j'ai partagé mon temps entre deux laboratoires. Cela m'a permis de constater à quel point cela est enrichissant d'aborder une question ou des difficultés selon des points de vue qui peuvent se révéler fort différents mais aussi complémentaires.

L'équipe IONIC du LAOG a brillamment su démontrer et mettre en application les possibilités offertes par l'optique intégrée appliquées à l'interférométrie stellaire. J'ai ainsi pu suivre les étapes permettant de définir un composant, de le tester en laboratoire puis de l'utiliser sur le ciel. Je me souviens avec émotion des deux semaines passées sur la "montagne d'IOTA" pendant une campagne d'essais d'optique intégrée à 3 télescopes et de la longue traque des franges d'interférence... Jean-Philippe a été l'artisan des débuts de l'optique intégrée pour l'astro et a été d'une grande écoute devant mes angoisses de thésard lorsque nous partagions un bureau à l'IMEP. J'ai souvent appelé à la rescousse les compétences de Pierre H. pour la mise en œuvre des bancs de caractérisation ou l'utilisation de la capricieuse caméra LYRIC. Je n'oublierai pas les longues discussions avec Pierre M. qui a une capacité étonnante à traduire en équations mathématiques et en simulations numériques les comportements d'un guide d'onde. Une grande reconnaissance va vers Karine (notre Ma Dalton locale) qui a su me persuader d'avancer dans la caractérisation de composants au lieu de "chicaner" sur les "petits détails" des manips. Fabien, en plus de me faire rêver sur les possibilités de l'optique intégrée pour l'interférométrie, m'a constamment étonné par son efficacité de travail et son implication dans la réalisation d'instruments pour l'astrophysique. Pierre K. sait mettre en relation des personnes d'horizons variées pour les amener à travailler ensemble. Cette fine équipe est appelée à grandir et plusieurs thésards dont Laure et Jean-Baptiste ont déjà pris la relève. Lucas a pris la suite de mon travail et, dès le début de sa thèse, il a su aborder de front la difficile mise en œuvre des moyens de caractérisation en infrarouge thermique. Je ne doute pas un instant qu'il saura mener à terme ce travail.

L'autre aspect de mon travail s'est déroulé à l'IMEP dans le groupe Photonique dirigé

par Pierre Benech puis par Jean-Emmanuel Broquin. Ces deux étonnants personnages, de par leur large culture scientifique, théorique et pratique, et leur connaissance de la psychologie humaine, mènent d'une main de maître la vie d'un groupe. Ils savent communiquer leur constant dynamisme et répondre aux interrogations des nombreux thésards et stagiaires, acteurs du groupe : Elise, Odile, Fred, Flo, Lionel, Mathieu, Sylvain, Celia, Davide, Kien, Adam, Stefania, ... J'en profite pour tous les remercier tant pour leur aide en optique intégrée que pour la bonne ambiance qu'ils savent distiller. Fred a été un agréable compagnon de bureau qui a su me faire partager avec enthousiasme les possibilités des MMI.

Au cours de cette thèse, j'ai été amené à collaborer avec d'autres laboratoires. Plusieurs discussions sont souvent nécessaires avant de faire coïncider les besoins astrophysiques et les contraintes technologiques. Je remercie Robert Romestain, Susanna Setzu, Patrick Ferrand du LSP, Laboratoire de Spectrométrie Physique, pour m'avoir initié au silicium poreux. Je remercie Annie Pradel, Caroline Vigreux, Viorel Balan ainsi que Assia Aggad du LPMC, Laboratoire de Physicochimie de la Matière Condensée, pour m'avoir fait partager leurs connaissances des verres de chalcogénure et de leur dépôt en couches minces. Ma reconnaissance va vers Pierre Labeye du LETI/CEA Grenoble pour ses explications concernant les technologies à base de couches minces que ce soit à base de silice ou d'autres matériaux. Je remercie également les différents stagiaires, Mathieu, Irène, Julien, Guillaume qui, en s'occupant de tâches parfois ingrates, nous permettent d'avancer.

Mon travail de thèse s'est fini par la difficile, et épuisante, période de rédaction. Je me dois de remercier chaleureusement les différents relecteurs Pierre K., Isabelle, Pierre B. et Karine qui ont largement contribué à rendre lisible (je l'espère) ce manuscrit.

Tout ce travail ne serait pas possible sans les équipes techniques et administratives qui résolvent tous nos problèmes quotidiens qu'ils soient mécaniques, optiques, électroniques, informatiques, administratifs, ... L'équipe technique du LAOG regroupe une impressionnante palette de compétences qui permet de mener à bien de nombreux projets. Je remercie Eric, Yves, Etienne, Pascal, Laurent, Olivier, JBz, Nono, Alain, Brahim, Julien, Patrick, Philippe, pour les enrichissantes discussions techniques et leurs soucis du détail dans leurs réalisations. L'intendance informatique est vaillamment assurée par l'équipe de choc Ginette et Richard. L'aspect administratif, indispensable pour tout projet, est efficacement géré par Sandrine, Hélène, Sylvie, Fabienne et chapeauté par Françoise.

Le sous-sol de l'IMEP est efficacement géré par Aude, récemment rejointe par Greg! ce qui permet de constamment entretenir et améliorer la qualité des salles de caractérisation et de la salle blanche. L'équipe administrative de l'IMEP, Valérie, Dalhila, Chahla et Brigitte est également très compétente et disponible.

La cafet des 2 laboratoires reste un lieu d'échanges conviviaux où il fait bon se détendre autour d'une tasse de thé accompagnée d'un gâteau ou bien s'enrichir l'esprit au gré de discussions sur la formation des disques de poussières stellaires ou sur les rouages de la recherche fondamentale et appliquée. Evoluer dans un milieu pluridisciplinaire amène à cotoyer des

personnalités qui sont capables d'assumer plusieurs rôles, du responsable de projet à l'enseignement, tout en étant de très bons scientifiques. Parmi celles-ci, trop nombreuses pour être citées ici, beaucoup sont celles qui ont su me faire partager leur expérience et ont contribué à faire évoluer mes points de vue. Manuel, de là-haut, tu dois continuer à regarder d'un œil bienveillant nos échanges...

Tenir le rythme d'une thèse ne serait pas possible sans les amitiés partagées avec les ami(e)s pendant et après les heures de labeurs. Les habitants du coin des bureaux 112 et 113 au LAOG ont pour cela rendu très agréable la vie de thèse jusque parfois des heures tardives. Une pensée particulière pour Gwenaëlle, ma colloc de bureau que certaines "mauvaises langues" ont surnommées ma *secrétaire particulière*. Ce surnom est venu de son efficacité à répondre aux assauts téléphoniques des fournisseurs de matériels optiques durant mes absences au labo IR et à couvrir mon PC de post-its résumant les dits appels. Estelle sait communiquer et répandre autour d'elle sa joie de vivre et est passée maître dans l'art d'organiser soirées et rencontres sportives. Ludo a une impressionnante capacité de travail dans sa concentration et la manipulation d'équations, chose que j'aurai toujours du mal à appréhender.

Bien d'autres personnes dont Pierre H., Fabien C., Jeff, Gaspard, Richard, Eric, Lucas, Vincent, Jean-Bapt. et j'en oublie sûrement, se joignaient régulièrement à nos réjouissances. Parmi ces dernières, on pouvait trouver pèle-mêle l'organisation de barbecues, de randonnées, de décoration intégrale de bureaux (j'avoue y avoir participé et à plusieurs reprises...), de soirées ciné, ...

Un grand merci à Carla et à ses amis portugais, polonais, hongrois, américains et plus particulièrement Marlène et Stan, Monica et Loïc, Gyorgy, Yann, Bram et Anne qui m'ont montrés, malgré la difficulté de s'adapter à un nouveau pays, combien cela pouvait être infiniment enrichissant.

Un énorme coucou aux membres du GRETSS, association d'aéronautique de Strasbourg où j'ai fait mes premières armes en matières de bidouilles et de réalisation de machines volantes. Je leur dois de nombreuses astuces et trouvailles que je n'ai pas hésité à réutiliser en maintes occasions durant mes manips optiques. Je dois en particulier à François K., en dehors de ses nombreuses connaissances techniques, de m'avoir appris à traquer les concepts de base qui se cachent derrière un système pour en comprendre le fonctionnement.

Enfin, je remercie Maman et Papa sans qui je n'aurais pu atteindre le niveau d'étude que j'ai actuellement.

Table des matières

Introduction	1
1 Introduction et Contexte	1
1.1 Introduction	2
1.2 L'interférométrie stellaire monomode	2
1.2.1 L'interférométrie stellaire	2
1.2.2 Les instruments infrarouges	10
1.2.3 L'optique monomode planaire appliquée à l'interférométrie	15
1.3 Les missions spatiales Darwin/IRSI et TPF	17
1.3.1 Buts scientifiques et principes	17
1.3.2 Les défis des missions	20
1.3.3 Les grandes étapes technologiques	22
1.3.4 L'optique intégrée et les missions Darwin et TPF	23
1.4 Le guidage monomode	24
1.4.1 Le guide plan asymétrique à saut d'indice	24
1.4.2 Le guide canal à saut d'indice	32
1.4.3 Couplage	37
1.4.4 Champ en sortie d'un guide circulaire	39
1.5 Conclusion	41
2 Un premier pas vers l'IR thermique : la bande K	43
2.1 Introduction	44
2.2 Les deux technologies utilisées	45
2.2.1 L'échange d'ions sur verre de silice	45
2.2.2 La technologie silice sur silicium	50
2.3 Composants testés	52
2.3.1 Technologie d'échange d'ions	52
2.3.2 Technologie silice sur silicium	53
2.4 Transmission des composants	54
2.4.1 Perte du verre utilisé pour l'échange d'ions	54
2.4.2 Méthodes de mesure des pertes de propagation	56
2.4.3 Banc de mesure	57

2.4.4	Fibre optique monomode en bande K	60
2.4.5	Mesures de pertes sur composant	62
2.5	Mesure de contraste	66
2.5.1	Principe et banc de mesure	66
2.5.2	Mesures sur le composant par échange d'ions	67
2.5.3	Transmission spectrale du banc	68
2.6	Mesures sur le ciel sur l'interféromètre IOTA	70
2.7	Conclusion	72
2.8	Publication Astronomy & Astrophysics	73
3	OI pour l'IR thermique : contraintes technologiques	81
3.1	Introduction	82
3.2	Dimensionnement des guides d'onde	83
3.2.1	Guides monomodes	83
3.2.2	Confinement du mode fondamental	85
3.2.3	Couplage en injection et en collection	86
3.2.4	Du guide droit . . . au recombineur.	91
3.2.5	Bilan	92
3.3	Les matériaux	92
3.3.1	Les critères de choix	92
3.3.2	Les sources de perte optique	94
3.3.3	Les verres	96
3.3.4	Les matériaux cristallins	98
3.4	Les technologies des guides d'onde	100
3.4.1	Structure des guides	100
3.4.2	Sources de perte optique dans les guides droits	101
3.4.3	Les critères de choix	103
3.4.4	Les réalisations technologiques existantes	103
3.5	Conclusion : contraintes et solutions retenues	110
4	Caractérisation modale des guides d'onde	113
4.1	Introduction	114
4.2	Mesurer la plage de monomodicité	115
4.3	Principes de la méthode de transmission spectrale	117
4.3.1	Description des spectres	117
4.3.2	Guides droits	122
4.3.3	Bilan	122
4.4	Bancs de mesure en proche et moyen IR	123
4.4.1	Banc de mesure en proche IR	123
4.4.2	Banc de mesure en moyen IR	124
4.5	Applications sur des exemples de guide	129

4.5.1	Guides en technologie échange d'ions	129
4.5.2	Guides en technologie de gravure de silice	132
4.5.3	Application aux fibres optiques	135
4.6	Banc pour l'infrarouge thermique.	136
4.6.1	Etude du problème	136
4.6.2	Utilisation du banc d'injection direct	139
4.6.3	Description de l'objectif à miroir	142
4.6.4	Fond thermique et sensibilité	144
4.6.5	Utilisation d'un FTS : concept d'un banc	146
4.7	Conclusion	148
5	Les solutions explorées pour l'IR thermique	149
5.1	Introduction	150
5.2	Solutions à base de verres de chalcogénure	150
5.2.1	Le matériau	150
5.2.2	Réalisation de guides d'onde : solutions possibles	153
5.2.3	Réalisation de guides en couches minces	156
5.2.4	Guides par photo-inscription	164
5.2.5	Conclusion sur les technologies à base de chalcogénure	170
5.3	Solution à base de SiGe	170
5.3.1	Structure guide plan	171
5.3.2	Champs proches	171
5.3.3	Mesure des pertes de propagation	171
5.3.4	Bilan	173
5.4	La solution silicium poreux	175
5.4.1	Etat de l'art	175
5.4.2	Structure du matériau	176
5.4.3	Le silicium poreux comme matériau optique	179
5.4.4	Structure de guides canaux	181
5.4.5	Réalisation de guides	185
5.4.6	Conclusion sur la technologie silicium poreux	186
5.5	Conclusion	188
	Conclusion & Perspectives	189
	Publications personnelles	197
	Bibliographie	199
	Correspondance entre les unités de pertes optiques	217
	Correspondance entre la longueur d'onde, le nombre d'onde et la fréquence	219

Table des figures

1.1	Description schématique d'un interféromètre stellaire	3
1.2	Illustration de la formation d'un interférogramme	4
1.3	Variation de la visibilité avec la base de l'interféromètre	5
1.4	Exemple d'un interférogramme déformé par la turbulence atmosphérique	6
1.5	Principe de la calibration photométrique	8
1.6	Principe de l'interférométrie hétérodyne	9
1.7	Transmission de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde.	11
1.8	Fonctions élémentaires de l'optique intégrée	15
1.9	Exemple de recombineur à trois entrées utilisant les fonctions de l'optique intégrée	16
1.10	La mission Darwin / IRSI	17
1.11	Principe de l'interférométrie en frange noire	18
1.12	Notations utilisées pour décrire le guide plan asymétrique.	25
1.13	Représentation graphique des différents modes d'un guide plan	28
1.14	Distribution du champ électrique pour les deux premiers modes pairs TE pour un guide plan symétrique lorsque l'on est proche de la longueur d'onde de coupure	30
1.15	Distribution du champ électrique pour les deux premiers modes pairs TE pour un guide plan symétrique lorsque l'on est loin de la longueur d'onde de coupure	30
1.16	Illustration de la réflexion totale à l'interface entre deux milieux.	31
1.17	Interprétation géométrique de la propagation dans un guide plan	32
1.18	Méthode de l'indice effectif pour un guide rectangulaire.	34
1.19	Notations utilisées pour décrire un guide cylindrique à saut d'indice.	34
1.20	Comparaison entre l'expression exacte du champ E_X du mode fondamental et de son approximation gaussienne	36
1.21	Carte d'amplitude du champ électrique (ou magnétique) des premiers modes d'un guide circulaire.	37
1.22	Types de couplage d'une onde dans un guide.	37
1.23	Illustration du couplage entre deux modes	39
1.24	Illustration et notations pour le couplage d'une onde libre sur le mode d'un guide.	39
1.25	Enveloppe du mode fondamental gaussien en sortie de guide.	40
1.26	Définition de l'ouverture numérique ON d'un guide.	40

2.1	Echange d'ions entre un verre de silice et un bain de sel fondu.	46
2.2	Etapas pour la réalisation de composants par échange d'ions dans des verres de silice.	46
2.3	Etapas pour la réalisation de composants par gravure de couches de silice. . .	51
2.4	Schéma du recombineur 2T obtenu en technologie échange d'ions à l'argent	53
2.5	Schéma du recombineur 2T en technologie silice sur silicium	53
2.6	Pertes par absorption du verre GO14 utilisé pour l'échange d'ions à l'argent .	54
2.7	Banc de mesure des pertes de propagation utilisant la diffusion de Rayleigh. .	56
2.8	Banc de mesure des pertes de propagation utilisant la méthode des recoupes successives.	57
2.9	Schéma du banc pour mesurer les pertes par absorption de la fibre.	61
2.10	Transmission et pertes de la fibre monomode en bande K	62
2.11	Sources de pertes dans un recombineur réalisé par échange d'ions.	63
2.12	Champs proches d'une fibre et d'un guide	63
2.13	Sources de pertes dans un recombineur réalisé en technologie silice sur silicium.	64
2.14	Schéma du banc d'injection directe utilisé pour mesurer le contraste des recombineurs.	66
2.15	Interférogrammes obtenus en lumière blanche avec un recombineur dédié à la bande K	67
2.16	Transmission spectrale du banc d'injection directe seul	68
2.17	L'interféromètre IOTA	69
2.18	Schéma de l'interface entre IOTA et le recombineur en optique intégrée . . .	69
2.19	Images des sorties du composant en technologie silice sur silicium obtenus en bandes H et K'	70
2.20	Interférogrammes obtenus sur ι Aur avec un recombineur en technologie silice sur silicium en bande H et K'	71
3.1	Fenêtres de transmission utilisées par les télécommunications optiques	82
3.2	Graphiques permettant de dimensionner un guide plan asymétrique en fonction de la longueur d'onde de coupure	83
3.3	Graphiques permettant de dimensionner un guide plan symétrique en fonction de la longueur d'onde de coupure	84
3.4	Graphiques permettant de dimensionner un guide cylindrique en fonction de la longueur d'onde de coupure	85
3.5	Dimensionnement des guides monomodes en infrarouge proche	85
3.6	Taux de confinement du mode fondamental en fonction de la longueur d'onde	86
3.7	Couplage en entrée du guide, évolution avec la longueur d'onde de coupure . .	87
3.8	Couplage en sortie du guide, évolution avec la longueur d'onde de coupure . .	89
3.9	Couplage du flux en sortie des guides directement sur les éléments du détecteur	90
3.10	Illustration des différentes sources de pertes dans les matériaux optiques . . .	95
3.11	Fenêtre de transparence des principaux types de verre	97

3.12	Fenêtre de transparence des principaux matériaux semi-conducteurs	98
3.13	Illustration des principales structures de guide d'onde	100
3.14	Pertes de Fresnel à l'entrée et à la sortie du guide en dB	102
4.1	Principe de la mesure de la transmission spectrale d'un guide d'onde	117
4.2	Exemple de spectre en transmission d'un guide plan à saut d'indice obtenu par simulation BPM.	118
4.3	Représentation du couplage entre le mode fondamental d'un guide plan asymétrique et un mode d'excitation gaussien pour différentes longueurs d'onde	120
4.4	Evolution, en fonction de la longueur d'onde, du couplage entre le champ incident et le mode fondamental	121
4.5	Couplage des modes pairs et impairs du champ d'excitation avec le mode fondamental du guide	121
4.6	Simulation BPM de la carte du champ proche d'un guide rectangulaire	122
4.7	Principe du montage pour la mesure de la transmission spectrale de guide d'onde fonctionnant entre 0,6 et 1,7 μm	123
4.8	Pertes en fonction de la longueur d'onde des fibres optiques multimodes en verre fluoré	125
4.9	Configuration du banc de mesure des coupures modales avec des fibres en silice	126
4.10	Configuration du banc de mesure des coupures modales avec des fibres en verre fluoré	126
4.11	Flux mesuré, en fibre à fibre, pour les configurations fibres en silice et fibres en verre fluoré	127
4.12	Schéma optique de l'objectif Cassegrain	128
4.13	Transmission spectrale de deux guides obtenus par échange d'ions en faisant varier les paramètres de l'échange.	129
4.14	Champ proche du guide NK405 à 1,55 μm de longueur d'onde en excitation décalée	130
4.15	Transmission spectrale du guide NK406 en corrigeant la courbe des pertes par absorption du verre	130
4.16	Transmission spectrale de guides illustrant la notion de longueur d'onde de coupure du mode fondamental	131
4.17	Structure des guides en technologie de gravure de couches minces de silice dopée	132
4.18	Spectre en transmission du guide 1770AB-b	133
4.19	Champs proches du guide 1770AB-b en excitation décalée	133
4.20	Spectre en transmission du guide 1770AB-d	134
4.21	Champs proches du guide 1770AB-d en excitation sur l'axe et décalée	134
4.22	Transmission spectrale d'un guide en technologie AT	135
4.23	Transmission spectrale d'une fibre optique d'une longueur de 1m	136
4.24	Courbe de transmission de 1 mètre de fibre en verre de chalcogénure de structure As-Se-Te	138

4.25	Pertes de fibres en halogénure d'argent	138
4.26	Pertes d'une fibre creuse métallisée	139
4.27	Schéma du banc pour mesurer la transmission spectrale de guides d'onde aux longueurs d'onde de l'infrarouge thermique	140
4.28	Interférogrammes et spectres obtenus sans composant lorsque les champs des deux pupilles ne sont pas correctement superposés	141
4.29	Interférogrammes et spectres obtenus sans composant lorsque les champs des deux pupilles sont correctement superposés	142
4.30	Mesure de la transmission spectrale d'un guide plan en silicium poreux	143
4.31	Schéma optique de l'objectif à miroir.	144
4.32	Représentation schématique du banc pour le calcul de flux.	145
4.33	Fond thermique vue par Lyric	146
4.34	Schéma de principe du banc pour la mesure de transmission spectrale de guide pour les grandes longueurs d'onde.	147
5.1	Fenêtre de transmission des verres d'halogénure	151
5.2	Fenêtre de transmission de différents verres de chalcogénure	152
5.3	Transmission de deux verres massifs de chalcogénure As_2S_3 et As_2Se_3	153
5.4	Pertes par absorption du verre d' As_2S_3 en fonction de la longueur d'onde	154
5.5	Principe du dépôt de couches minces par évaporation thermique	157
5.6	Principe de l'ellipsométrie pour la mesure des paramètres optiques d'une couche mince.	158
5.7	Mesure de l'indice optique d'une couche mince par la méthode des lignes noires ("M-lines")	159
5.8	Interférences dans une couche mince	160
5.9	Spectres en transmission d'un film d' As_2S_3 sur substrat de verre de silice	161
5.10	Spectres en transmission d'un film de GeS_2 sur substrat de silicium	162
5.11	Champ proche d'un guide plan à base de films en $GeSbSe$	163
5.12	Description du banc de gravure de verre de chalcogénure par photo-exposition.	167
5.13	Champs proches à 633 et 1550 nm d'un guide plan réalisé par photo-exposition d'un verre de chalcogénure	168
5.14	Exemples de guides droits réalisés par photo-exposition dans un verre d' As_2S_3	168
5.15	Photographies de tranches de verre de chalcogénure	169
5.16	Structure du guide plan $SiGe/Si$ avec son profil d'indice.	171
5.17	Champs proches en bandes H et K pour le guide en $SiGe$	172
5.18	Schéma de principe du banc MIR pour la mesure des pertes par propagation d'un guide plan	173
5.19	Résultats des mesures MIR sur le guide plan $SiGe$	174
5.20	Dispositif de réalisation du silicium poreux	176
5.21	Clichés de microscopie électronique à transmission montrant différents types de silicium poreux	177

5.22	Variation de l'indice du silicium poreux en fonction de la porosité de la couche	179
5.23	Transmission mesurée d'une couche de silicium poreux de $100\ \mu\text{m}$ d'épaisseur	180
5.24	Exemple de profil de guides canaux photographiés par microscopie électronique	182
5.25	Pertes du silicium massif, du silicium poreux et d'un guide plan en silicium poreux	184
5.26	Transmission spectrale d'un guide plan monomode en silicium poreux	185
5.27	Champ proche d'un guide plan en silicium poreux en bande H et K	186
5.28	Dessin du système d'injection d'un recombinateur à 6 voies	194
29	Correspondance entre la transmission T (%) et les pertes de propagation P (dB/cm)	218
30	Correspondance entre le coefficient d'absorption κ (cm^{-1}) et les pertes de propagation P (dB/cm)	218
31	Correspondance entre la longueur d'onde λ et le nombre d'onde w	220
32	Correspondance entre la longueur d'onde λ et la fréquence f	220

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des bandes de transmission de l'atmosphère.	11
1.2	Interféromètres infrarouges en fonctionnement ou en projet avec leur domaine spectral	13
2.1	Ions utilisables pour l'échange d'ions sur substrat de verre de silice avec leurs principales caractéristiques.	48
2.2	Caractéristiques des verres et des guides en bande K réalisés par échange d'ions.	50
2.3	Pertes moyennes du verre GO14 dans les différentes bandes atmosphériques	55
2.4	Caractéristiques de la fibre optique en silice monomode en bande K	60
2.5	Estimation des différentes pertes optiques d'un recombineur dans la bande \overline{K}	65
2.6	Pertes mesurées sur le recombineur en technologie silice sur silicium	66
2.7	Observations de ι Aur en bandes H et K'	71
3.1	Bilan des technologies pour la réalisation de guides monomodes en infrarouge thermique	104
4.1	Résumé des techniques de mesure de la longueur d'onde de coupure des modes.	116
4.2	Caractéristiques de fibres optiques multimodes transmettant dans l'infrarouge thermique	137
5.1	Indice de réfraction et coefficient d'absorption de l'As ₂ S ₃ et de l'As ₂ Se ₃	155
5.2	Bilan des moyens de caractérisation nécessaires	193

Acronymes

ADU	Analog Digit Unit
ALIRA	Atacama Large InfraRed Array
ALMA	Atacama Large Millimeter Array
AMBER	Astronomical Multi BEam combineR
APrès-MIDI	APerture Synthesis with MIDI
BLINC	Bracewell Infrared Nulling Cryostat
BPM	Beam Propagation Method
CHARA	Center for High Angular Resolution Astronomy Array
COAST	Cambridge Optical Aperture Synthesis Telescope
ESA	European Space Agency
ESO	European Southern Observatory
FLUOR	Fiber Linked Unit for Optical Recombination
GeeO	Groupement d'Electromagnétisme Expérimental et d'Optoélectronique
GI2T	Grand Interféromètre à 2 Télescopes
IAS	Institut d'Astrophysique Spatial
IMEP	Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique
IONIC	Integrated Optics Near-infrared Interferometric Camera
IOTA	Infrared-Optical Telescope Array
IR	Infrarouge
IRSI	InfraRed Space Interferometer
ISI	Infrared Spatial Interferometer
KI	Keck Interferometer
LAOG	Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble
LBT	Large Binocular Telescope
LEMO	Laboratoire d'Electromagnétisme, Microondes et Optoélectronique
LESIA	Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique
LETI	Laboratoire d'Electronique, de Technologie et de l'Information
LINC	LBT INterferometric Camera
LPMC	Laboratoire de Physicochimie de la Matière Condensée
LSP	Laboratoire de Spectrométrie Physique
MAI2	Multi-Aperture Imaging Interferometer
MIDI	MID-infrared Interferometric instrument
NASA	National Administration Space Agency
OHANA	Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astrometry
OI	Optique Intégrée
PTI	Palomar Testbed Interferometer
SMART	Small Missions for Advanced Research in Technology
SOIR D'ETE	Synthèse d'Ouverture en InfraRouge à DEux TElescopes
TPF	Terrestrial Planet Finder
VINCI	VLT INterferometer Commissioning Instrument
VLT	Very Large Telescope
VLTI	Very Large Telescope Interferometer

Introduction

L'interférométrie est une technique utilisée pour étudier des objets astrophysiques avec une résolution angulaire dépassant celle imposée par la diffraction des télescopes avec un miroir monolithique. L'idée est de faire la recombinaison des faisceaux issus de plusieurs télescopes pour synthétiser un miroir ayant une dimension équivalente à celle séparant les différents télescopes. Un tel instrument est alors limité par la diffraction de ce miroir synthétique et non par la diffraction des télescopes. Cette technique, en développement depuis plus de 25 ans, a abouti à la réalisation d'interféromètres parmi lesquels le VLTI "Very Large Telescope Interferometer" et le Keck Interferometer, tous deux en cours d'installation. Malgré les performances très élevées que l'on attend des instruments installés sur ces interféromètres, différents défis restent à relever. Ceux-ci concernent la deuxième génération d'instruments prévue pour être développée durant les dix prochaines années. Afin de repousser les limites imposées par l'environnement terrestre (essentiellement à cause de son atmosphère), des interféromètres spatiaux sont en projet. C'est le cas des ambitieuses missions spatiales Darwin/IRSI "Infra-Red Spatial Interferometer" et TPF "Terrestrial Planet Finder" dont le but est de détecter des planètes en orbite autour d'autres étoiles puis de faire la spectroscopie de leur atmosphère.

Parmi les différents objectifs de ces projets, l'imagerie à très haute résolution angulaire est un des principaux défis. Cette augmentation de résolution passe par la recombinaison d'un nombre élevé de télescopes et par une augmentation de la précision des mesures. Les récents résultats des instruments FLUOR, VINCI et IONIC ont montré l'intérêt qu'il y avait à utiliser l'optique guidée dans les instruments de recombinaison interférométrique. Les instruments FLUOR puis VINCI développés en bande K [2-2,4 μm], ont amplement démontrés les possibilités et performances de la recombinaison par fibres optiques en augmentant la précision des mesures et en produisant de nombreux résultats scientifiques. L'instrument IONIC basé sur l'utilisation de l'optique intégrée et développé en bande H [1,43-1,77 μm], a montré, en plus d'une amélioration de la précision des mesures, la versatilité de cette technologie ainsi que la possibilité de recombinaison plus de deux télescopes. Cet instrument commence aujourd'hui à produire ces premiers résultats scientifiques.

Les développements de l'optique intégrée dans le cadre de l'interférométrie stellaire ont été initiés par le LAOG "Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble" en 1996 par la journée d'étude Astrofib'96 (KERN & MALBET, 1997). Les premiers travaux pour confronter les possi-

bilités de l'optique intégrée et les contraintes de l'interférométrie ont été menés durant la thèse de Jean-Philippe BERGER (1998) et ont été poursuivis par Pierre HAGUENAUER (2001) par une caractérisation systématique de recombinateurs à deux télescopes en laboratoire et sur le ciel. La caractérisation de recombinateurs à trois télescopes est en cours avec le travail de thèse de LAGNY (2004). Dans le même temps, de nouveaux concepts de recombinateurs sont étudiés et mis au point par ROOMS (2003), travail qui fait suite à la thèse de EL-SABBAN (2001). Ces différents composants d'optique intégrée ont été conçus, réalisés, testés et mis en œuvre par trois laboratoires et un groupe industriel, maîtrisant chacun différents aspects de la problématique. Ces groupes de Grenoble sont : l'IMEP, "Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique", le LETI, "Laboratoire d'Electronique, de Technologie et de l'Information", le GeeO, "Groupement d'Electromagnétisme Expérimental et d'Optoélectronique". et le LAOG. Ces différents développements sont axés sur une optimisation des performances des recombinateurs et sur l'augmentation du nombre de télescopes à recombinaer. Pour étendre le domaine d'utilisation de cette technique et permettre de couvrir différents programmes scientifiques, il est nécessaire d'augmenter la gamme de longueurs d'onde accessibles. Actuellement, hormis quelques essais aux longueurs d'onde du visible, seule la bande H [1,43-1,77 μm] a été exploitée dans le cadre de l'optique intégrée pour l'interférométrie stellaire. L'objet de ce travail de thèse est d'étendre l'optique intégrée monomode aux plus grandes longueurs d'onde.

L'optique intégrée est très largement utilisée en télécommunications optiques et dans le domaine de la métrologie. Ces domaines travaillent aux longueurs d'onde du visible et de l'infrarouge proche (jusqu'à 1,6 μm), parce que c'est le domaine de transparence des fibres optiques en silice et pour le grand nombre de sources lasers disponibles à ces longueurs d'onde. Par manque d'applications de l'optique intégrée aux plus grandes longueurs d'onde, très peu de développements technologiques ont été menés. Si certaines technologies développées pour les télécommunications optiques pourraient être adaptées pour des longueurs d'onde supérieures à 1,6 μm , leurs performances n'ont pas été évaluées dans cette gamme spectrale.

Le but de ce travail de thèse est donc d'initier les développements technologiques permettant de disposer de recombinateurs en optique intégrée dans la gamme [2-20 μm].

Ces développements ont été menés avec les laboratoires déjà impliqués, l'IMEP, le LETI, le GeeO et le LAOG. J'ai aussi travaillé avec deux autres laboratoires manipulant des microtechnologies : le LSP, "Laboratoire de Spectrométrie Physique" de Grenoble et le LPMC, "Laboratoire de Physicochimie de la Matière Condensée" de Montpellier.

Au cours de ce travail, je me suis trouvé à la jonction de deux disciplines l'une ayant un fort aspect d'instrumentation optique et l'autre ayant un côté plus expérimental lié aux microtechnologies de l'optique intégrée. Il a donc fallu associer les spécificités et contraintes de ces deux milieux pour initier le développement de cette filière technologique.

Ce manuscrit débute par un chapitre d'introduction décrivant les bases de l'interférométrie stellaire et de l'optique intégrée. Les technologies actuellement mises en œuvre pour la bande H peuvent être adaptées à la bande K , la silice étant transparente jusqu'à $2,5\ \mu\text{m}$. Les performances de ces technologies seront évaluées en bande K (Chapitre 2). Pour poursuivre l'extension en longueurs d'onde, il est donc nécessaire de changer de matériaux et de technologies. Le changement de longueurs d'onde de fonctionnement imposent de revoir le dimensionnement des guides d'onde et des optiques d'injection et de collection de flux. Le chapitre 3 couvre ces deux aspects. A cause de son comportement chromatique, un guide d'onde monomode ne pourra être mis en œuvre que sur un domaine de longueurs d'onde limité. La détermination de ce domaine doit être faite par des mesures et par leurs interprétations (Chapitre 4). Une analyse des différentes technologies applicables pour la réalisation de guides d'onde monomodes pour des longueurs d'onde entre 2 et $20\ \mu\text{m}$ (Chapitre 3) a permis d'en identifier certaines qui seront mise en œuvre en réalisant des guides et en effectuant de premières caractérisations (Chapitre 5).

Chapitre 1

Introduction et Contexte

Sommaire

1.1	Introduction	2
1.2	L'interférométrie stellaire monomode	2
1.2.1	L'interférométrie stellaire	2
1.2.2	Les instruments infrarouges	10
1.2.3	L'optique monomode planaire appliquée à l'interférométrie	15
1.3	Les missions spatiales Darwin/IRSI et TPF	17
1.3.1	Buts scientifiques et principes	17
1.3.2	Les défis des missions	20
1.3.3	Les grandes étapes technologiques	22
1.3.4	L'optique intégrée et les missions Darwin et TPF	23
1.4	Le guidage monomode	24
1.4.1	Le guide plan asymétrique à saut d'indice	24
1.4.2	Le guide canal à saut d'indice	32
1.4.3	Couplage	37
1.4.4	Champ en sortie d'un guide circulaire	39
1.5	Conclusion	41

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, je vais présenter les éléments nécessaires à la compréhension de ce travail de thèse. Je commencerai par présenter l'interférométrie stellaire monomode en infrarouge (partie 1.2) en donnant les principes de base de l'interférométrie stellaire, l'intérêt d'utiliser l'optique monomode et les différents instruments infrarouge. Puis, je présenterai les buts des missions Darwin/IRSI et TPF en décrivant l'intérêt d'utiliser l'optique intégrée dans le cadre de ces défis scientifiques et technologiques (partie 1.3). Enfin, je donnerai les éléments théoriques de l'optique guidée qui seront nécessaires pour comprendre le comportement modal des guides d'ondes et pour les dimensionner (partie 1.4). En conclusion, je résumerai les contraintes imposées par la réalisation de composants d'optique intégrée pour l'interférométrie stellaire aux grandes longueurs d'onde en m'intéressant plus particulièrement aux contraintes de la mission Darwin/IRSI.

1.2 L'interférométrie stellaire monomode

1.2.1 L'interférométrie stellaire

Le principe

L'idée de l'interférométrie stellaire est de sélectionner deux parties du front d'onde issue de la source étudiée et de les faire interférer pour en mesurer le **degré de cohérence spatial** (Figure 1.1). En simplifiant, ce degré de cohérence dépend de la structure de la source S (sa répartition angulaire d'intensité) et de la géométrie de l'interféromètre (l'orientation et la longueur de la base B par rapport à la source). En connaissant cette géométrie, on peut déduire certaines informations sur la structure de la source.

Pratiquement, une partie du front d'onde est prélevé par chacun des télescopes (ou sous-pupilles) et chacun de ces fronts d'onde est transporté jusqu'à la station de recombinaison pour les faire interférer. Il existe plusieurs modes de recombinaison des faisceaux, les deux principaux types étant la recombinaison multi-axiale (mode de Fizeau) et la recombinaison co-axiale (pour une description et un classement complet des modes de recombinaison, voir MARIOTTI (1992)). Je ne vais m'intéresser ici qu'à la recombinaison co-axiale puisqu'étant la seule mise en œuvre pour ce travail. Cette description de l'interférométrie est extensible au cas d'un interféromètre avec plus de deux sous-pupilles.

La recombinaison de Michelson comporte deux voies de sortie, le flux de chacune étant focalisé sur un détecteur. L'intensité mesurée pour chacune des voies est donnée par les relations (Figure 1.1) :

$$\begin{cases} I_a(z) &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot V \cdot \sin(2\pi z/\lambda + \phi_a) \\ I_b(z) &= I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot V \cdot \sin(2\pi z/\lambda + \phi_b) \end{cases} \quad (1.1)$$

en supposant que les différentes réflexions sur les miroirs et sur la lame séparatrice introduisent un déphasage de $\pi/2$ (réflexion métallique).

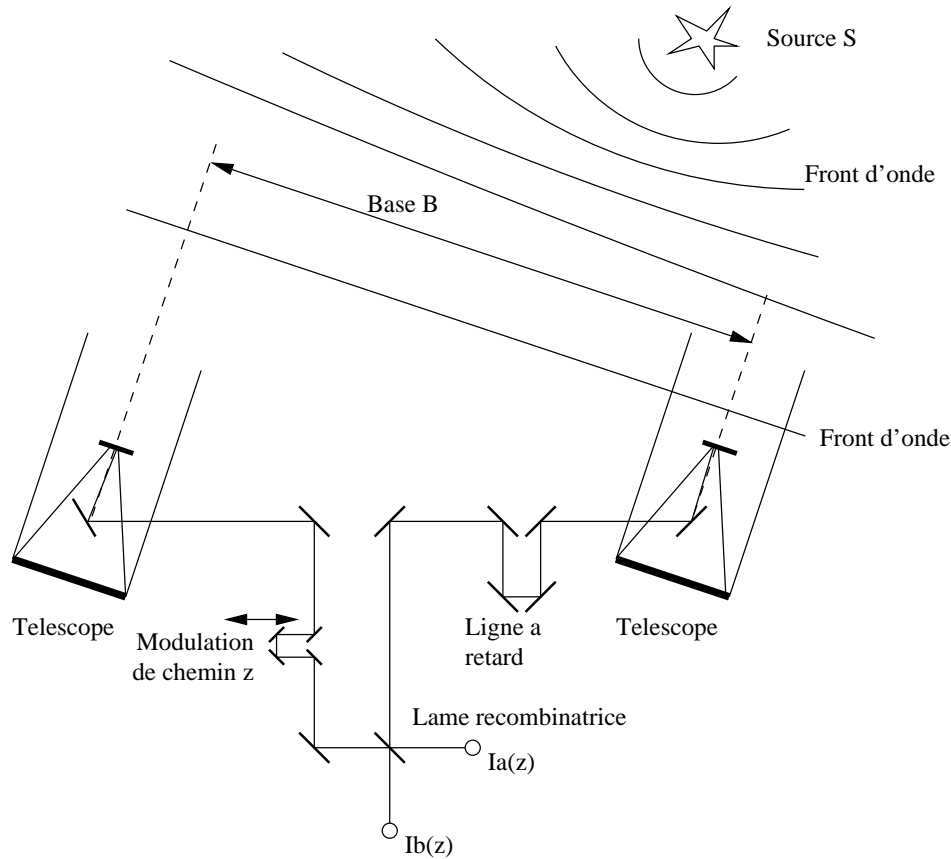


FIG. 1.1 – Description schématique d'un interféromètre stellaire. Le front d'onde issu de la source S étudiée est plan au niveau de l'interféromètre (la distance interféromètre / source est suffisamment importante par rapport à la dimension de la base). Les deux télescopes (ou sous-pupilles) prélèvent chacun une partie du front d'onde incident. Une ligne à retard permet d'assurer une différence de chemin optique nulle entre les deux voies de l'interféromètre quelque soit l'orientation de la source. Ces deux fronts d'onde sont recombinaisonnés comme dans un interféromètre de Michelson avec une lame recombinaison (recombinaison co-axiale). La modulation de chemin optique z est assurée par un miroir mobile.

Ces équations traduisent le phénomène d'**interférence** entre les fronts d'onde issus des deux télescopes et comportent essentiellement quatre termes que nous allons détailler.

Le terme en cosinus traduit les interférences entre les deux fronts d'onde que l'on obtient en faisant varier la différence de chemin optique z ou différence de marche (ddm) entre les deux bras. Ces franges d'interférence dépendent de la longueur d'onde λ d'observation et sont complémentaires (ce qui est traduit par le signe $+$ et $-$ des deux équations 1.1).

ϕ_a et ϕ_b sont les déphasages introduits par la lame séparatrice selon la voie de recombinaison.

V est le **contraste** ou **visibilité** des franges d'interférence. C'est aussi la partie réelle du degré de cohérence spatial. Ce contraste V se décompose en plusieurs termes selon la relation :

$$V = V_{inst} V_{atm} V_{source} \quad (1.2)$$

V_{inst} est le contraste dû à l'instrument, V_{atm} le contraste dû à l'atmosphère et V_{source} le contraste lié à la géométrie de la source. Ces quantités normalisées varient entre 0 et 1.

I_1 et I_2 sont les flux provenant des deux voies de l'interféromètre lorsque seule la voie correspondante est prise en compte (l'autre voie étant obturée).

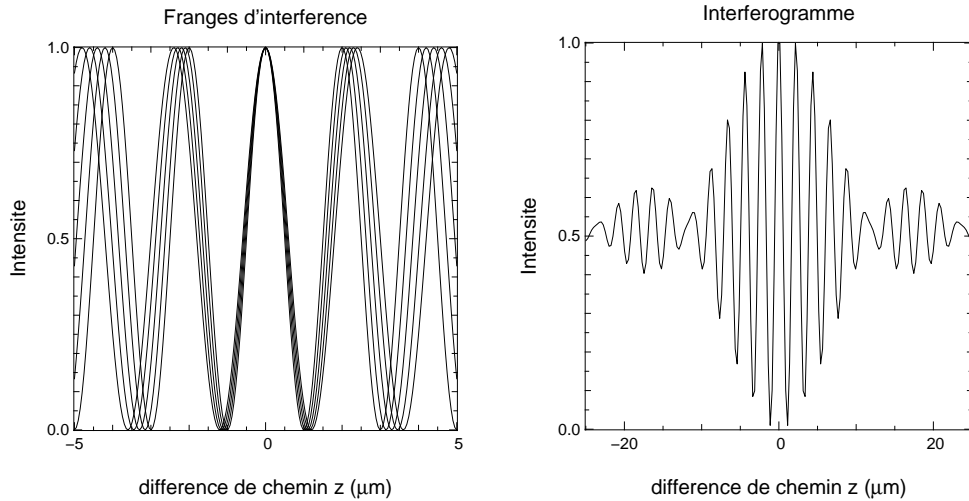


FIG. 1.2 – Illustration de la formation d'un **interférogramme**. Pour chaque longueur d'onde du spectre, on obtient des franges d'interférence de période différente (gauche). Le spectre s'étend ici de 2,0 à 2,4 μm . En sommant les contributions à toutes les longueurs d'onde du spectre, on obtient un interférogramme (droite). Le **frange centrale** est la frange centrée à la différence de marche nulle, là où quelque soit la longueur d'onde les fronts d'onde interfèrent toujours constructivement.

Figure d'interférence

L'équation précédente décrit les franges d'interférence obtenues lorsque la source émet à une unique longueur d'onde. En pratique, l'observation se fait sur un domaine de longueur d'onde que l'on sélectionne avec un filtre spectral. On obtient des franges d'interférence pour chacune des longueurs d'onde contenue dans ce filtre, l'**interférogramme** final étant la somme des différentes franges d'interférence (Figure 1.2). Cet interférogramme est caractérisé par une **longueur de cohérence** l_c , c'est-à-dire la différence de marche sur laquelle on observe des franges d'interférence :

$$l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (1.3)$$

avec λ , longueur d'onde centrale du filtre spectral de largeur $\Delta\lambda$. On peut également estimer le **nombre de franges** N à mi-hauteur dans l'interférogramme par la relation :

$$N = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (1.4)$$

Le contraste V de l'interférogramme peut être obtenu simplement à partir de la valeur minimale I_{min} et maximale I_{max} de l'intensité d'un interférogramme :

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (1.5)$$

Courbe de visibilité

Afin de relier la distribution spatiale de l'intensité de la source étudiée avec la visibilité V que l'on déduit des interférogrammes, on utilise le théorème de Zernike-van Cittert (BORN & WOLF, 1999). Ce théorème permet de relier le degré complexe de cohérence spatiale γ à la distribution angulaire d'intensité de la source $S(\theta)$ par une relation de transformée de Fourier :

$$\gamma = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\theta) \exp\left(\frac{-2\pi i\theta B}{\lambda}\right) d\theta \quad (1.6)$$

avec λ , longueur d'onde d'observation et B , base de l'interféromètre. La partie réelle de γ est la visibilité V des franges d'interférence. En pratique, on mesure rarement la visibilité d'un interférogramme à partir de la relation (1.5) mais en utilisant des outils basés sur la transformée de Fourier (LAWSON, 2002, par exemple).

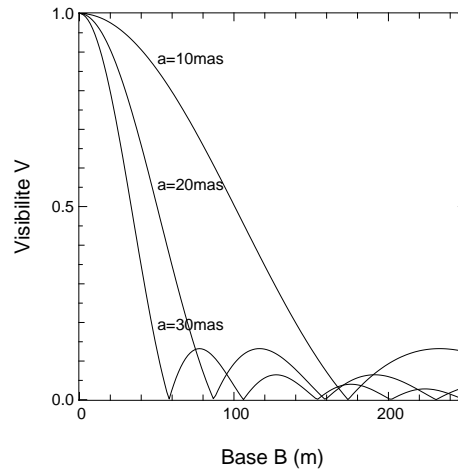


FIG. 1.3 – Variation de la visibilité avec la base de l'interféromètre pour une étoile modélisée par un disque d'éclairement uniforme. La visibilité est donnée pour différents diamètres apparents a de l'étoile à une longueur d'onde de $2,2 \mu\text{m}$.

Pour déterminer des caractéristiques de la source à partir des mesures de visibilité, il faut modéliser la géométrie de la source puis, en utilisant le théorème de Zernike-van Cittert, déterminer comment varie la visibilité avec la longueur de la base B en fonction des paramètres du modèle. Le modèle le plus simple consiste à modéliser une étoile par un disque d'éclairement uniforme de diamètre a . La courbe de visibilité est alors de la forme :

$$V_{source}(B) = \left| \frac{2J_1(\pi a B / \lambda)}{\pi a B / \lambda} \right| \quad (1.7)$$

avec J_1 , fonction de Bessel de première espèce du premier ordre. Plus le diamètre de l'étoile est grand et plus la visibilité sera faible pour une base B donnée (Figure 1.3). Ainsi en mesurant la visibilité des franges pour plusieurs bases de l'interféromètre, on peut déterminer le diamètre a . La résolution spatiale ρ d'un interféromètre stellaire est définie par le premier zéro de cette fonction de visibilité :

$$\rho = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{B} \quad (1.8)$$

Pour tenir compte de la structure réelle des sources, il faut complexifier le modèle et augmenter le nombre de paramètres ce qui nécessite d'augmenter le nombre de points de mesure (LAWSON, 2002).

Afin de mesurer la visibilité de la source V_{source} à partir de la visibilité mesurée V , il faut connaître la visibilité de l'instrument V_{inst} et celle de l'atmosphère V_{atm} . Celle de l'instrument peut être connue en effectuant des mesures sur une source dont on connaît la géométrie (un calibrateur comme une étoile de diamètre connu). La visibilité de l'atmosphère est nettement plus difficile à connaître car elle dépend de la turbulence atmosphérique qui évolue constamment au cours du temps.

Turbulence atmosphérique

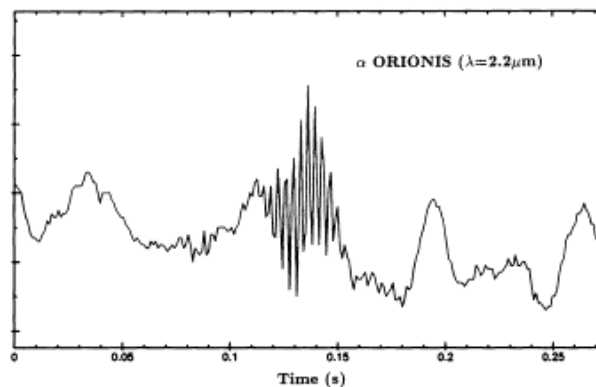


FIG. 1.4 – Exemple d'un interférogramme déformé par la turbulence atmosphérique. Franges obtenues sur l'étoile α Orionis en bande K ($2,2 \mu\text{m}$) sur l'interféromètre infrarouge du CERGA "Centre d'études et de Recherches en Géodynamique et Astrométrie". *Extrait de MEKARNIA & GAY (1990).*

La turbulence atmosphérique (les mouvements de l'atmosphère terrestre) introduit des variations de phase sur les fronts d'onde issues de la source étudiée. Comme ces variations de phase ne sont pas identiques pour les fronts d'onde de chacune des sous-pupilles et qu'elles ne sont pas identiques, cela va dégrader la forme de l'interférogramme et donc la précision avec laquelle on va mesurer son contraste (Figure 1.4).

La structure de l'atmosphère est composée de cellules de turbulence de dimension typique r_0 (paramètre de Fried) sur laquelle on peut considérer que le front d'onde subit uniquement un basculement (RODDIER, 1981). Cette dimension typique dépend de la longueur d'onde selon la relation :

$$r_0 \propto \lambda^{6/5} \quad (1.9)$$

D'une cellule de turbulence à l'autre, la phase du front d'onde (ou sa forme) varie selon une statistique décrite par un modèle de Kolmogorov (RODDIER, 1981). De plus, cette structure varie dans le temps sur une échelle de l'ordre de 10 à 100 ms (temps de cohérence).

La dégradation de la forme du front d'onde et les corrections possibles peuvent se décomposer selon trois termes :

- **Piston** : les deux fronts d'onde, issus de chaque télescope, ont subi un déphasage constant sur toute leur pupille, ce qui provoque un mouvement de la position de la frange centrale de l'interférogramme. Cette variation peut être corrigée par un "suiveur de frange" qui introduit, en temps réel, une différence de chemin optique pour compenser ce déphasage.
- **Basculement** : le front d'onde à l'entrée de chaque sous-pupille subit un basculement qui peut-être corrigé par un miroir oscillant ("tip-tilt mirror"),
- **Fluctuations de phase** : le front d'onde à l'entrée de chaque sous-pupille est déformé. Ces déformations ont une amplitude plus faible que celles introduites par le piston et le basculement. Elles peuvent être corrigées en temps réel par un système d'optique adaptative comme le système NAOS "Near-infrared Adaptive Optical System" développé pour les télescopes du VLT "Very Large Telescopes" (ROUSSET *et al.*, 2000).

Lorsque le diamètre des sous-pupilles est inférieur à celui de la cellule de turbulence, seuls les termes de piston et de basculement nécessitent d'être corrigés. De nombreux interféromètres stellaires intègrent un suiveur de franges et/ou un miroir oscillant pour compenser ces défauts

Pour éliminer l'influence de la turbulence atmosphérique, une autre solution consiste à placer les instruments au-dessus de l'atmosphère terrestre, dans l'espace. Cependant, même dans l'espace, les structures mécaniques se déforment à cause des variations de température (par exemple, dues au cycle jour/nuit pour un instrument en orbite terrestre). Ces déformations affectent la forme des fronts d'onde. L'amplitude et la vitesse de variation de cette forme sont plus faibles que pour des instruments au sol mais doivent être corrigés pour augmenter la précision de mesure de la visibilité des interférogrammes.

La turbulence atmosphérique pour les instruments au sol ou celle d'origine instrumentale pour les instruments spatiaux est la plus destructive quant à la précision de mesure de la visibilité des interférogrammes. L'optique guidée est une autre solution pour réduire les effets de la turbulence sur la forme des interférogrammes.

Interférométrie monomode

Le premier intérêt d'utiliser l'optique monomode est le **filtrage modal**. Pour que les deux fronts qui interfèrent soient plans ou qu'ils aient la même forme, l'idée consiste à filtrer ces fronts d'onde pour n'en conserver qu'**un seul mode**. L'idée originale en revient à FROEHLI (1982) qui a discuté de la recombinaison de réseaux interférométriques. Pour s'assurer que les deux fronts d'onde aient rigoureusement la même forme, ce filtrage doit être effectué après la recombinaison. Ce filtrage se fait au prix d'une perte de flux puisque l'énergie ne correspondant pas au mode est éliminée.

Le deuxième avantage d'utiliser l'optique monomode est la **calibration photométrique**. La forme de l'interférogramme est affectée par les variations des flux I_1 et I_2 issus des sous-pupilles (équation 1.1). La calibration photométrique consiste à mesurer ces flux en même

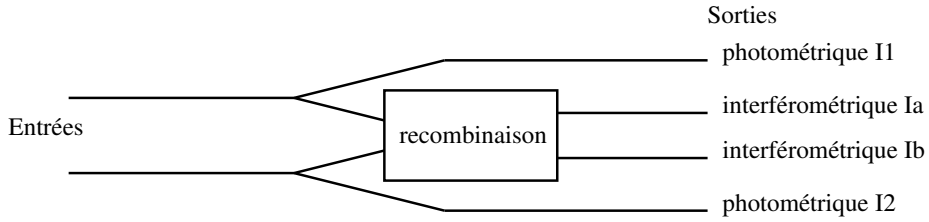


FIG. 1.5 – Principe de la calibration photométrique. Les flux (I_1 et I_2) issus des deux télescopes sont mesurés avant la recombinaison.

temps que l’acquisition de l’interférogramme et à le corriger des variations photométriques :

$$I_{ac} = \frac{I_a - I_1 - I_2}{2\sqrt{I_1 \cdot I_2}} = V \cdot \cos(2\pi z/\lambda) \quad (1.10)$$

Le principe s’applique pour la deuxième sortie interférométrique I_b . Là aussi cette correction se fait au prix d’une perte de flux dans les voies photométriques.

En fait, la calibration photométrique n’est possible à faire que lorsque l’on est monomode (PERRIN, 1997). Si les fronts d’onde étaient multimodes, il faudrait être capable de mesurer le coefficient en intensité de chacun de ces modes. Si le filtrage modal seul diminue les effets de la turbulence, il faut inclure une calibration photométrique. En effet, les défauts de phase sur une sous-pupille sont traduits en variation d’amplitude et donc en variation d’intensité transmise. La correction de ces variations d’intensité est la raison principale de la calibration photométrique. L’optique monomode permet donc de corriger les défauts de phase sur les sous-pupilles mais ne permet pas de corriger le terme de piston (déphasage différentiel entre les deux pupilles).

Différentes expériences, en particulier celle avec l’instrument FLUOR “Fiber Linked Unit for Optical Recombination” (COUDÉ DU FORESTO & RIDGWAY, 1992), ont montré que les pertes de flux par filtrage et par calibration photométrique sont largement compensées par l’augmentation de la précision de mesure sur les visibilitées. SHAKLAN (1988) et SHAKLAN & RODDIER (1988) ont étudié l’utilisation de fibres optiques monomodes dans le cadre de l’interférométrie à longue base. L’analyse détaillée de leur utilisation pour ce type d’instrument a montré qu’il n’y avait pas d’impossibilité technologique au transport des faisceaux et à leur recombinaison par cette méthode.

L’interférométrie hétérodyne

Le principe de la détection hétérodyne est de faire battre le signal à détecter de fréquence ν_* avec un signal de fréquence ν_0 connue (Figure 1.6). Les deux signaux sont ensuite mélangés dans un système ayant une réponse non-linéaire ce qui va produire des signaux à différentes fréquences comme $\nu_0 - \nu_*$, $\nu_0 + \nu_*$, $2 \cdot \nu_0$, ν_* , ... les signaux de fréquence $\nu_0 - \nu_*$ et $\nu_0 + \nu_*$ étant proportionnels au signal à détecter. En choisissant correctement la fréquence ν_0 de l’oscillateur local, on peut obtenir un signal de fréquence plus facile à détecter. Cette détection hétérodyne est faite en sortie de chacun des télescopes, les signaux étant ensuite recombinaison

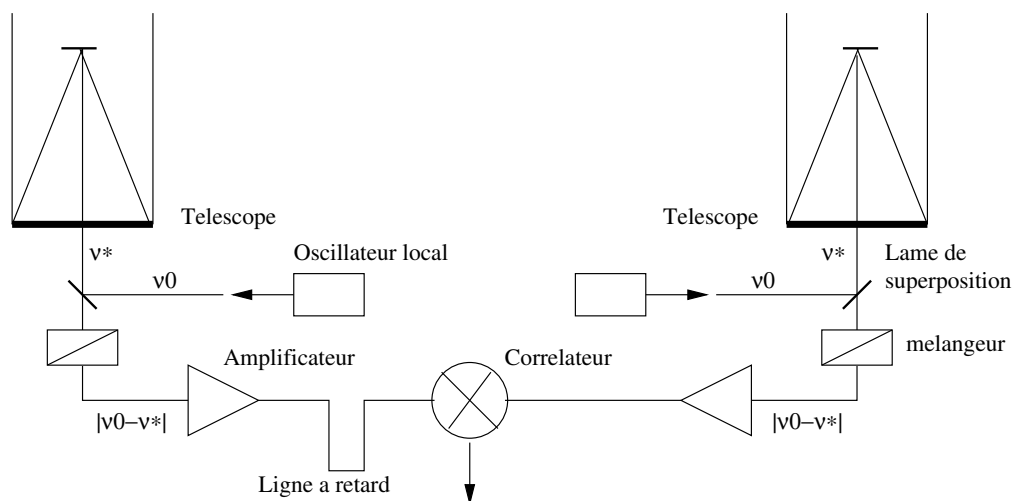


FIG. 1.6 – Principe de l'interférométrie hétérodyne. Voir le texte pour une description.

avec des techniques de modulation de chemin et de recombinaison utilisé couramment en radio-interférométrie (amplificateur et corrélateur).

Il est intéressant de noter que cette méthode est une forme de **filtrage modal** (KINGSTON, 1979; MONNIER, 1999). Le front d'onde du signal stellaire, déformé par la turbulence atmosphérique, est superposé au front d'onde plan issu de l'oscillateur local (en général une source laser). Seules les parties du front d'onde stellaire qui sont en phase avec le front d'onde de l'oscillateur local sont détectées.

La conversion de fréquence et le filtrage modal sont les deux avantages de l'interférométrie hétérodyne. Son inconvénient est son manque de sensibilité ce qui en limite l'utilisation à des sources brillantes. Si la largeur spectrale utilisée est grande et que l'interféromètre a deux télescopes, l'interférométrie directe (décrite au début de ce chapitre) est plus avantageuse (TOWNES, 1999). En multipliant le nombre de télescopes, on multiplie le nombre de sorties dans la recombinaison et le flux doit être divisé entre ces différentes sorties ce qui diminue le rapport signal à bruit des mesures. L'interférométrie hétérodyne devient alors plus intéressante car il est possible d'utiliser des amplificateurs après la détection hétérodyne.

L'interférométrie hétérodyne a été mise en œuvre, à $10 \mu\text{m}$ de longueur d'onde, pour la première fois par Townes en 1974 sur le télescope solaire du Kitt Peak National Observatory (JOHNSON *et al.*, 1974). L'expérience a été suivie, en 1978, avec l'instrument *Soir d'été* (Synthèse d'Ouverture en Infra Rouge avec DEux Telescopes) (ASSUS *et al.*, 1979). L'interféromètre ISI "Infrared Spatial Interferometer" est le seul interféromètre actuellement en fonctionnement utilisant ce mode de recombinaison (HALE *et al.*, 2000).

1.2.2 Les instruments infrarouges

Intérêts astrophysiques

L'interférométrie stellaire s'intéresse à l'étude de la structure des étoiles et de leur environnement proche (disque de poussière, enveloppe de gaz, compagnons en orbite). Les longueurs d'onde du visible et de l'infrarouge permettent d'accéder à ces différentes structures. La lumière du spectre visible correspond à l'émission propre de l'étoile et à sa réflexion sur les poussières et les gaz autour de l'étoile. La lumière du spectre infrarouge (au-delà de $3\ \mu\text{m}$) est émise par ces poussières et ces gaz, qui sont à une température plus faible que celle de l'étoile. Les longueurs d'onde du visible donnent donc accès à la structure de l'étoile et à la surface des disques de poussière tandis que les longueurs d'onde de l'infrarouge donnent accès à l'intérieur des structures autour des étoiles.

Transmission de l'atmosphère

L'atmosphère terrestre ne transmet pas toutes les longueurs d'onde du spectre. Cette transmission est caractérisée par des bandes de transmission en dehors desquelles la lumière est complètement absorbée (Figure 1.7). Ces différentes bandes de transmission sont désignées avec des lettres (Tableau 1.1). Cette absorption est due en grande partie à la présence de vapeur d'eau dans l'atmosphère. A certaines longueurs d'onde, l'absorption due à la vapeur d'eau varie d'un site à l'autre et dans le temps. C'est cette variation dans le temps qui rend les mesures difficiles, par exemple pour la bande $[3,0-3,45\ \mu\text{m}]$ et pour la bande M . C'est aussi pour cette raison que l'on utilise des filtres spectraux pour isoler des bandes dans lesquelles la transmission de l'atmosphère est stable. Ces filtres sont généralement dénommés avec des primes (bandes K' , L' , ...).

En général, une observation interférométrique est faite sur l'ensemble d'une bande spectrale. La largeur des bandes spectrales représente un bon compromis entre une longueur de cohérence suffisante pour détecter des franges d'interférence et un flux de photons suffisant par rapport à la sensibilité des systèmes de détection.

On distingue généralement trois domaines de longueurs d'onde. Cette distinction est liée à la transmission de l'atmosphère ainsi qu'aux contraintes instrumentales que nous détaillerons dans la partie suivante :

- Domaine visible : $0,4 - 0,78\ \mu\text{m}$
- Domaine de l'infrarouge proche : $0,78 - 2,5\ \mu\text{m}$
- Domaine de l'infrarouge thermique : $2,5 - 25\ \mu\text{m}$

Les limites et les désignations de ces bandes spectrales dépendent des domaines de la physique concernés. Par exemple en spectroscopie, on désigne la bande $[1-5\ \mu\text{m}]$ sous le terme de l'infrarouge moyen et les longueurs d'onde supérieures à $5\ \mu\text{m}$ par celui de l'infrarouge lointain.

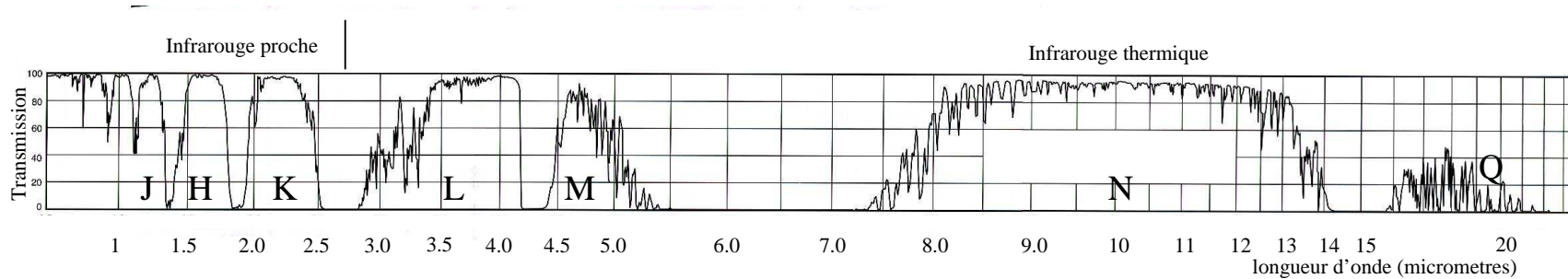


FIG. 1.7 – Transmission de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde.

TAB. 1.1 – Caractéristiques des bandes de transmission de l'atmosphère.

Bande	Limites (μm)	λ centrale (μm)	Largeur (μm)
I	0,78 - 1,02	0,90	0,24
J	1,10 - 1,4	1,25	0,30
H	1,43 - 1,77	1,64	0,35
K	2,0 - 2,4	2,20	0,40
K'	2,0 - 2,3	2,15	0,30
L'	3,45 - 4,15	3,80	0,70
M	4,50 - 4,90	4,70	0,40
N	9,0 - 13,0	10,2	4
Q	16,0 - 21,0	18,5	5

Les contraintes instrumentales

Comme on l'a vu plus haut, diminuer la longueur d'onde de mesure permet, à base fixée, d'augmenter la résolution angulaire de l'interféromètre. Mais cela augmente également la précision avec laquelle il faut contrôler la géométrie de l'ensemble, en particulier sur la différence de marche et sur la qualité des fronts d'onde de l'interféromètre.

Le diamètre des cellules de la turbulence atmosphérique augmente avec la longueur d'onde, ce qui permet d'augmenter le diamètre des sous-pupilles et donc le flux collecté, ce qui améliore le Rapport Signal à Bruit des mesures.

En interférométrie stellaire, ce qui distingue essentiellement le domaine de l'infrarouge proche de celui de l'infrarouge thermique est lié aux limites de détection. En infrarouge proche, les mesures sont limitées par le bruit de photons, c'est-à-dire la variation aléatoire, selon une statistique de Poisson, du nombre de photons émis par une source (LENA, 1996). Aux longueurs d'onde de l'infrarouge thermique, c'est l'**émission du fond thermique** qui devient limitante. L'atmosphère et l'instrument se comportent comme des corps noirs, à une température de l'ordre de 300 ° K qui rayonne selon la loi de Planck. Ce qui limite véritablement les mesures n'est pas cette émission en elle-même mais les variations de cette émission dans le temps. En effet, ces variations dans le temps doivent être prises en compte pour calibrer les mesures.

Ces différentes considérations expliquent qu'un bon compromis consiste à travailler en infrarouge proche pour limiter les effets de la turbulence tout en ayant une bonne résolution angulaire sans être limité par les effets des variations de l'émission du fond thermique. Le tableau 1.2 regroupe les différents interféromètres et leurs instruments fonctionnant en infrarouge. De très nombreux instruments fonctionnent dans les bandes *J*, *H* et *K'* de l'infrarouge proche.

Cependant, le regain d'intérêt pour l'étude des environnements proches d'étoile et l'amélioration des technologies d'instrumentation fait que de nombreux interféromètres sont en développement pour l'infrarouge thermique. Parmi ces améliorations technologiques, citons :

- Augmentation du diamètre des sous-pupilles : les technologies de fabrication des miroirs ont évoluées et permettent de réaliser des miroirs de diamètre jusqu'à 8 mètres,
- Ajout de systèmes de correction des effets de la turbulence atmosphérique (miroirs oscillants, filtrage modal, ...),
- Augmentation de la sensibilité des détecteurs,
- Installation des interféromètres dans des sites adaptés avec une absorption due à la vapeur d'eau faible et avec une turbulence réduite,
- Meilleure maîtrise et modélisation des interféromètres.

Les instruments utilisant l'optique monomode

FLUOR "Fiber Linked Unit for Optical Recombination" (COUDÉ DU FORESTO & RIDGWAY, 1992), est le premier instrument à avoir utilisé des **fibres monomodes** pour des mesures

TAB. 1.2 – Interféromètres infrarouge en fonctionnement ou en projet avec leur domaine spectral

Interféromètre	Instrument	Longueurs d'onde / bande	Etat	Référence
GI2T (FR)		[0,4-0,8 μm] et $>1,2 \mu\text{m}$	en fonctionnement	(MOURARD <i>et al.</i> , 2000)
COAST (UK)		[1-2,4 μm]	en fonctionnement	(LANE <i>et al.</i> , 2000)
PTI (USA)		H, K	en fonctionnement	(LANE <i>et al.</i> , 2000)
IOTA (USA)		J, H, K	en fonctionnement	(TRAUB, 1998)
	IONIC (FR)	H, K	premières franges en nov. 2000	(BERGER <i>et al.</i> , 2001a)
	FLUOR (FR)	K	1992-2002	(COUDE DU FORESTO <i>et al.</i> , 1998)
	TISIS (FR)	L'	depuis 1999	(MENNESSON <i>et al.</i> , 1999)
CHARA (USA)		H, K	en fonctionnement	(MCALISTER, 1999)
	FLUOR (FR)	K	premières franges en août 2002	
Keck Interferometer (USA)		J, H, K, L, M, N	en fonctionnement	(COLAVITA & WIZINOWICH, 2000)
	Imagerie multi-voie	[1,5-5 μm]	en cours d'installation	(COLAVITA & WIZINOWICH, 2000)
	Frange noire	N	en projet	(KORESKO, 2002)
LBT (USA)		[0,4-400 μm]	en cours d'installation	(HILL & SALINARI, 2002)
	LINC (recombineur fizeau)	[1-2,4 μm]	en cours de réalisation	(HERBST <i>et al.</i> , 2000)
	BLINC (frange noire)	N	en cours de réalisation	(HINZ <i>et al.</i> , 2000)
VLT (Europe)		J, H, K, L, M, N	en fonctionnement	(GLINDEMANN <i>et al.</i> , 2000)
	AMBER	J, H, K	en cours de réalisation	(PETROV <i>et al.</i> , 2000)
	VINCI	K	premières franges en mars 2001	(KERVELLA <i>et al.</i> , 2002)
	PRIMA	K, L, M	en projet	(DAIGNE, 2002)
	MIDI	N (Q en option)	premières franges en déc. 2002	(LEINERT <i>et al.</i> , 2002)
	APRès-MIDI	N, Q	en projet	(LOPEZ <i>et al.</i> , 2002)
	GENIE	L, M et/ou N	en projet	(ESA/ESO, 2002)
Soir d'été (FR)	Hétérodynage	N (large bande)	arrêté	(ASSUS <i>et al.</i> , 1979)
	Interf. directe	N	arrêté	(MEKARNIA & GAY, 1990)
ISI (USA)	Hétérodynage	N (bande étroite)	depuis 1990	(HALE <i>et al.</i> , 2000)
OHANA (Int.)	Imagerie	J, H, K (L, M en option)	en cours de réalisation	(PERRIN <i>et al.</i> , 2000)
ALIRA (Eur/Int.?)	Imagerie	[4-40 μm]	en projet	(COUDÉ DU FORESTO <i>et al.</i> , 2002)
Darwin/IRSI (Eur)	Frange noire	[6-18 μm] ext. possible à [4-20 μm]	en cours d'étude	(LEGER <i>et al.</i> , 1996)
	Imagerie	[6-18 μm]	en cours d'étude	(VOLONTE, 2000)
TPF (USA)	Frange noire	[6-18 μm]	en cours d'étude	(BEICHMAN, 1998)

astrophysiques. Il a été développé à l’observatoire de Kitt Peak (Arizona, USA). Une seconde génération de cet instrument (COUDÉ DU FORESTO, 1994; PERRIN, 1996) a été utilisée de façon routinière jusqu’en 2002 sur IOTA (TRAUB, 1998) pour des observations astrophysiques en bande K’ [2-2,3 μm]. L’instrument FLUOR est maintenant installé sur l’interféromètre CHARA “Center for High Angular Resolution Astronomy”, constitué de 6 télescopes sur le Mont Wilson en Californie. L’instrument VINCI “VLT INterferometer Commissioning Instrument”, très proche dans son concept de FLUOR, a permis d’obtenir les premières franges d’interférence sur le VLTI “Very Large Telescope Interferometer”. L’expérience TISIS “Thermal Infrared Stellar Interferometric Setup” a permis de faire des mesures interférométriques en bande L’ [3,4-4,1 μm] avec un recombineur à base de fibres optiques en verre fluoré (MENNESON *et al.*, 1999; CHAGNON *et al.*, 2002). Ces instruments travaillent avec deux télescopes et utilisent les fibres optiques pour faire du filtrage modal et pour la recombinaison des faisceaux. Certains interféromètres utilisent des fibres optiques pour réaliser un filtrage modal comme c’est le cas pour PTI, “Palomar Testbed Interferometer” (COLAVITA *et al.*, 1999) et pour AMBER, “Astronomical Multi BEam combineR” (PETROV *et al.*, 2000). On peut également noter les expériences de l’IRCOM qui bien que travaillant aux longueurs d’onde du visible utilisent des fibres optiques pour assurer les multiples fonctions d’un interféromètre (HUSS *et al.*, 2001).

Le recombineur MIDI “MID-infrared Interferometric instrument” du VLTI “Very Large Telescopes Interferometer” est en cours de test entre 8 et 12 μm et a inclus un filtrage par trou. L’instrument a été conçu pour pouvoir remplacer le filtrage par trou par un filtrage modal (guide d’onde ou fibre optique) (LEINERT *et al.*, 2002). Un possible successeur à cet instrument est APRÈS-MIDI “APerture Synthesis with MIDI” et pourrait utiliser de l’optique guidée pour assurer un filtrage spatial mais aussi des fonctions de recombinaison.

Des projets ont l’ambition de créer des **réseaux de télescopes** pour faire de l’imagerie interférométrique. L’ambition d’OHANA “Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy” est de recombinaison les grands télescopes de l’observatoire du Mauna Kea afin de profiter de grandes pupilles (d’au moins 3 mètres de diamètre) et de bases qui peuvent atteindre 800 mètres. Les fibres optiques sont alors utilisées non seulement pour transporter les faisceaux du foyer des télescopes jusqu’à l’unité de recombinaison ; mais aussi pour assurer les fonctions de filtrage et de recombinaison. De son côté, le projet ALIRA “Atacama Large Infrared Array” consiste à faire de l’interférométrie aux longueurs d’onde sub-millimétriques [4-40 μm], fenêtre très peu utilisée en interférométrie. L’idée est d’installer l’interféromètre sur le même site que celui d’ALMA “Atacama Large Millimeter Array” qui est un interféromètre millimétrique (COUDÉ DU FORESTO *et al.*, 2002). ALIRA est en début d’étude et projette de réutiliser les techniques développées pour le recombineur infrarouge MIDI, les lignes à retard du VLTI et les télescopes d’ALMA. Il est également envisagé d’utiliser des fibres optiques pour transporter des faisceaux et assurer des fonctions de recombinaison.

Plusieurs projets d’interféromètres spatiaux sont en cours d’étude, les plus avancés étant la mission Darwin/IRSI “InfraRed Space Interferometer” et la mission TPF “Terrestrial Planet

Finder” que nous détaillerons plus loin (partie 1.3).

A la suite des développements de FLUOR, une autre voie a été initiée par le LAOG en collaboration avec l'IMEP (le LEMO à l'époque) et le LETI (KERN & MALBET, 1997). Ces deux derniers instituts conçoivent et réalisent des **composants d'optique planaire** avec différentes technologies. Ces solutions permettent, en plus du filtrage spatial, de recombinaison un nombre de télescopes supérieurs à deux avec la possibilité d'utiliser de nouvelles fonctions optiques. A partir de 1996, plusieurs campagnes de mesures en laboratoire ont permis de caractériser en profondeur des composants (BERGER *et al.*, 1999; HAGUENAUER *et al.*, 2000) et les premières franges avec ce type de recombinateur ont été obtenues en novembre 2000 sur l'interféromètre IOTA avec l'instrument IONIC "Integrated Optics Near-infrared Interferometric Camera" (BERGER *et al.*, 2001b). Ces premières franges ont été obtenues en bande H [1,43-1,78 μm] avec des recombineurs à deux voies. En novembre 2001, les premières franges ont été obtenues avec un recombinateur à trois entrées (BERGER *et al.*, 2002). L'utilisation de l'optique intégrée est détaillée dans les parties suivantes.

1.2.3 L'optique monomode planaire appliquée à l'interférométrie

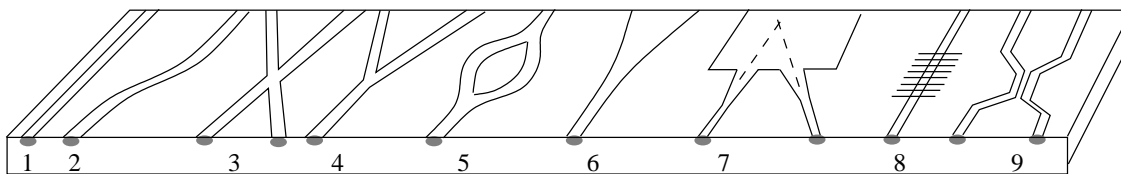


FIG. 1.8 – Fonctions élémentaires de l'optique intégrée : 1 : guide droit ; 2 : courbe en S ; 3 : Croisement ; 4 : Jonction Y ; 5 : Interféromètre de Mach-Zehnder ; 6 : Transition adiabatique ; 7 : Interféromètre de Fizeau ; 8 : Réseau de Bragg de pas $\leq 0,5 \mu\text{m}$; 9 : Coupleur directionnel. *Extrait de NANINNI (2002).*

L'optique intégrée, comme la fibre optique, utilise le principe de réflexion totale à l'interface de deux milieux pour propager un faisceau optique sans pertes significatives. Si l'optique intégrée ne permet pas de transporter un faisceau sur des distances supérieures à quelques centimètres, elle permet de réaliser des fonctions optiques évoluées variées (Figure 1.8). La réalisation de ces fonctions fait largement appel aux technologies utilisées dans le domaine de la microélectronique et dans celui des couches minces optiques (BROQUIN, 2001; OLLIER & MOTTIER, 2000).

Les deux caractéristiques qui motivent l'utilisation de l'optique intégrée pour l'interférométrie stellaire sont la capacité de filtrage spatial des faisceaux optiques et la possibilité d'utiliser plusieurs fonctions optiques pour recombinaison les faisceaux (Figure 1.9). Je renvoie le lecteur vers les travaux de BERGER (1998) et de HAGUENAUER (2001) qui ont fait un très large tour d'horizon des fonctions utilisables pour la recombinaison stellaire.

Ce sont les domaines des télécommunications optiques et de la métrologie qui ont motivé le développement de l'optique intégrée. Ceux-ci travaillent aux longueurs d'onde du visible et du

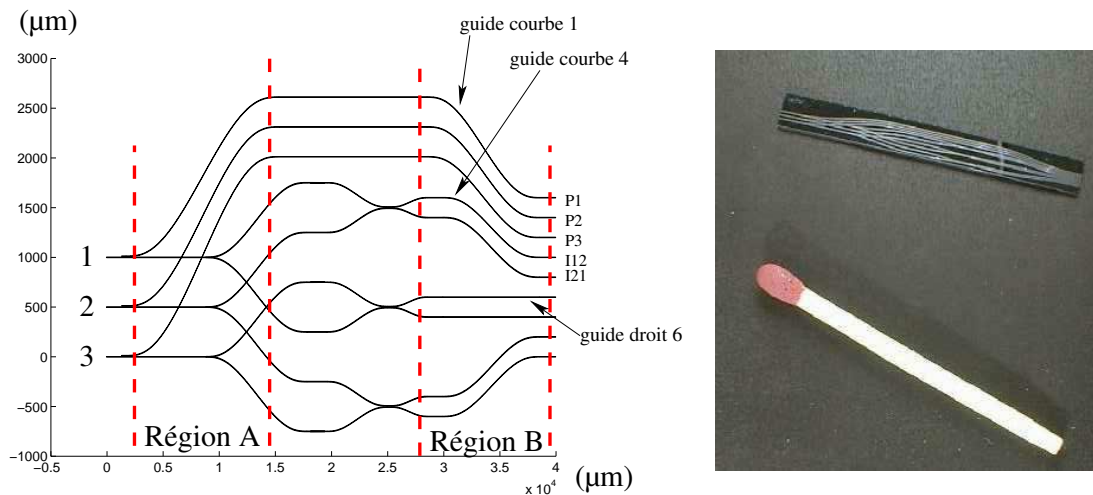


FIG. 1.9 – Exemple de recombineur à trois entrées en technologie silice sur silicium utilisant les fonctions de l’optique intégrée décrites sur la figure 1.8. *Extrait de HAGUENAUER (2001).*

proche infrarouge car se sont à ces longueurs d’onde que les fibres optiques, nécessaires pour transporter les faisceaux, ont des pertes de propagation minimums. Les recombineurs réalisés en optique intégrée pour l’interférométrie stellaire utilisent donc la bande H [1,48-1,77 μm] qui est centrée sur une bande de transmission [1,55 μm] utilisée dans les télécommunications. Cependant, comme nous l’avons vu au début de ce chapitre, les astrophysiciens ont besoin de disposer d’instruments fonctionnant dans diverses gammes de longueurs d’onde. Le développement de composants pour les longueurs d’onde inférieures à 1,5 μm consiste à adapter les paramètres des technologies existantes (NANINNI, 2002). Pour couvrir les longueurs d’onde supérieures, il faut changer de technologies car la silice, utilisée jusqu’à présent, ne transmet pas au-delà de 2,5 μm .

Une étude bibliographique montre rapidement que l’optique guidée est très peu développée aux longueurs d’onde de l’infrarouge thermique par manque d’applications. Afin de faire un tour d’horizon des technologies développées et des applications, il est intéressant de regarder ce qui est développé en matière d’optique intégrée mais aussi de fibres optiques. L’application principale concerne le transport de faisceaux laser CO ou CO₂ de puissance sur des distances courtes, de l’ordre du mètre. Ces faisceaux sont utilisés pour l’usinage laser (SAAD & HARRINGTON, 1999) et les applications de chirurgie (KATZIR & HARRINGTON, 1999). Un autre domaine d’application concerne l’imagerie infrarouge et la thermographie sans contact (mesure de température), les fibres servent soit à transporter la lumière pour éclairer la scène, soit à transporter le flux lumineux jusqu’au détecteur (SANGHERA *et al.*, 2000). Ces applications utilisent essentiellement des fibres fortement multimodes sans mettre en œuvre de fonctions optiques évoluées. Il y a un début d’intérêt pour la réalisation de systèmes de détection de polluants dans des gaz par mesures spectroscopiques en infrarouge moyen, essentiellement dans la bande 3-5 μm . Ces systèmes utiliseraient de l’optique intégrée et des fonctions évoluées

(FALLAHI *et al.*, 1999). Le développement en est cependant à ces débuts. L'ensemble de ces développements technologiques est donc difficilement utilisable pour notre application et il va être nécessaire d'une part de dimensionner les guides d'onde en fonction du nouveau domaine de longueur d'onde, et d'autre part d'identifier des technologies permettant la réalisation de composants transmettant à ces longueurs d'onde.

1.3 Les missions spatiales Darwin/IRSI et TPF

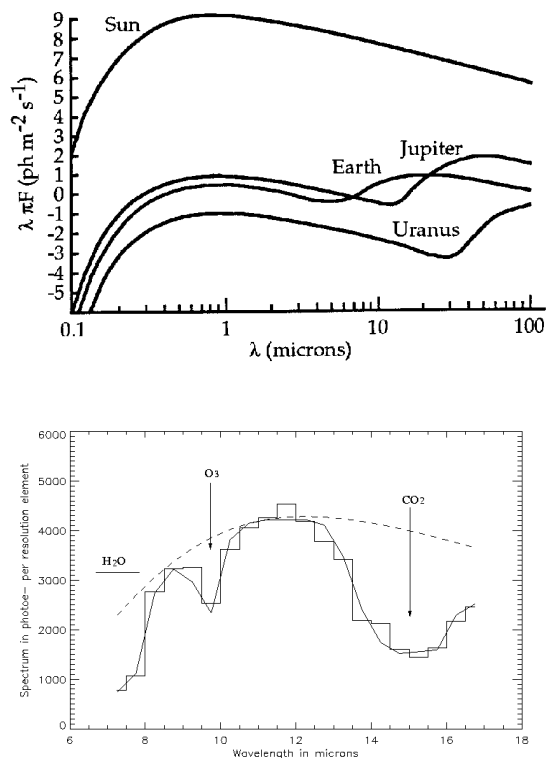


FIG. 1.10 – **Gauche** : Vue d'artiste de la mission DARWIN telle que conçu par Alcatel Space. On distingue les 6 télescopes, la station de recombinaison au centre et la station de pilotage. **Droite** : Spectres en émission du Soleil et des principales planètes de notre système solaire (en haut). Spectre simulé de la planète Terre tel qu'il serait obtenu avec la mission Darwin depuis une distance de 30 années lumières (en bas). Les trois raies en absorption sont caractéristiques de l'activité biologique terrestre.

1.3.1 Buts scientifiques et principes

Les buts

Le but scientifique des missions Darwin /IRSI "InfraRed Space Interferometer" et TPF "Terrestrial Planet Finder" est de détecter des planètes de type tellurique en orbite autour d'autres étoiles (exo-planètes) et d'en déterminer les principales caractéristiques. Le deuxième

but de la mission est de réaliser la spectroscopie de leurs atmosphères puis d'identifier d'éventuels signes d'une activité biologique (LEGER *et al.*, 1996).

La détection et l'étude d'exo-planètes est un véritable défi car leur flux (émission propre et réflexion) est plus faible que le flux rayonné par leur étoile de plusieurs ordres de grandeur. Pour détecter ce flux, plusieurs méthodes coronagraphiques ont été étudiées. Elles consistent à rejeter le flux qui se trouve sur l'axe de l'instrument (flux issu de l'étoile) pour ne conserver que le flux en dehors de l'axe (flux issu d'objets en orbite autour de l'étoile comme des disques de poussières ou des exo-planètes). On définit le taux de réjection de l'instrument comme le rapport de la transmission hors-axe et de la transmission sur son axe. Ce taux de réjection doit être tel que le flux de lumière résiduelle de l'étoile soit inférieure à celui issue des exo-planètes que l'on cherche à détecter. On définit le taux de réjection comme le rapport de ces flux ou encore comme le rapport du flux de l'étoile à celui de l'exo-planète.

L'instrument

De nombreuses méthodes ont été étudiées dont des méthodes coronagraphiques de phase et d'amplitude (RODDIER & RODDIER, 1997; GUYON *et al.*, 1999; ABE *et al.*, 2001), une méthode élégante de coronagraphie interférentielle (CIA : Coronographe Interférentiel Achromatique) (BAUDOZ *et al.*, 2000a,b) et enfin des méthodes dites d'interférence en frange noire ("nulling interferometry") proposées pour la première fois par BRACEWELL (1978)¹.

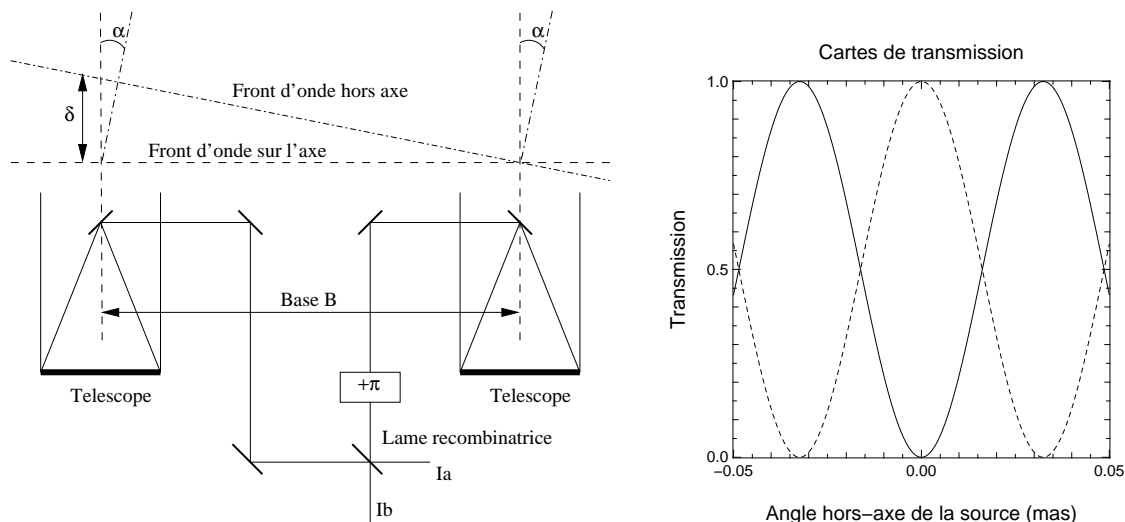


FIG. 1.11 – Gauche : Principe de l'interférométrie en frange noire. Les fronts d'onde d'une source sur l'axe de l'instrument interfèrent destructivement dans la sortie I_a tandis que ceux d'une source hors-axe interfèrent partiellement constructivement. On obtient alors un système permettant de rejeter tout le flux d'une source se trouvant sur l'axe de l'instrument. **Droite** : Cartes de transmission de l'instrument en fonction de la position de la source pour les deux sorties I_a et I_b .

¹Le CIA peut être considéré comme un cas particulier des méthodes d'interférence en frange noire avec la particularité d'utiliser une unique pupille.

Cette dernière méthode offre un taux de réjection élevé associé à la résolution nécessaire pour séparer spatialement le flux issu des planètes de celui de l'étoile. L'idée est d'utiliser un mode de recombinaison de type Michelson en introduisant un déphasage de π dans l'une des voies de l'interféromètre avant la lame recombinaison (Figure 1.11). Ainsi, les deux fronts d'onde issus d'une source sur l'axe de l'instrument interféreront de façon complètement destructive dans la sortie I_a , toute l'énergie de ces ondes se retrouvant dans la sortie I_b . Les deux fronts d'onde issus d'une source hors-axe n'interféreront pas de façon complètement destructive dans la sortie I_a , à cause du déphasage introduit par la différence de chemin optique $\delta(\alpha)$. Pour certains angles α , les ondes interfèrent complètement constructivement dans la sortie I_b . Suivant la valeur de l'angle hors-axe α d'une source, son flux va être détecté en partie dans une l'une ou l'autre sortie de l'interféromètre. On peut traduire ce comportement par une carte de transmission en fonction de l'angle α . La répartition du flux d'une source dans les sorties de l'interféromètre suit les relations :

$$\begin{cases} T_a(\alpha) &= 0.5 * (1 - \cos(2\pi B\alpha/\lambda)) \\ T_b(\alpha) &= 0.5 * (1 + \cos(2\pi B\alpha/\lambda)) \end{cases} \quad (1.11)$$

Les cartes de transmission (figure 1.11, droite) montrent que le flux d'une source sur l'axe est complètement réjecté dans la sortie I_a tandis que le flux d'une source hors-axe est répartie dans les deux sorties, cette répartition de flux dépendant de la base B , de la longueur d'onde λ et de l'angle α . Ce concept est extensible pour un nombre de télescopes supérieur à deux disposé selon une géométrie bidimensionnelle (LEGER *et al.*, 1996).

Le domaine de longueurs d'onde

Le domaine de longueurs d'onde choisi est la gamme [6-18 μm] pour les raisons suivantes :

Contraste étoile / planète : La figure 1.10 (droite) donne le flux émis par notre soleil et par les planètes de notre système solaire. Ce contraste est le plus faible pour les longueurs d'onde de l'infrarouge thermique et vaut 7.10^6 (BURKE, 1986).

Traceurs biologiques : pour déterminer si les planètes détectées comportent une forme de vie biologique, on réalise un spectre à basse résolution ($\lambda/\Delta\lambda = 20$) du flux émis par la planète. En infrarouge thermique, plusieurs raies spectrales sont caractéristiques de la présence ou de l'absence d'une forme de vie (LEGER *et al.*, 1996; LÉGER *et al.*, 1999). La résolution spectrale choisie est un compromis entre la largeur des raies à identifier et le rapport signal à bruit nécessaire (Figure 1.10 droite).

Contraintes instrumentales : plus la longueur d'onde est élevée et plus les contraintes de positionnement des télescopes et les contraintes opto-géométriques du recombinateur diminuent. Ainsi, passer du visible à l'infrarouge thermique diminue ces contraintes d'un facteur 20. De larges études ont été menées sur le sujet par OLLIVIER (1999) et MENNESSON (1999).

Si le choix de travailler à ces longueurs d'onde a certains avantages, l'expérience en interférométrie stellaire en infrarouge thermique est faible. Peu d'instrument ont été mis en œuvre

(Tableau 1.2) et de nombreux problèmes restent à résoudre. De plus, l'interféromètre doit être placé dans l'espace pour éviter les conséquences de la turbulence atmosphérique et pour accéder à toute la gamme de longueurs d'onde [6-18 μm]. A ce jour, si plusieurs projets d'interféromètres spatiaux sont en cours, aucun interféromètre spatial n'existe. Pour atteindre le taux de réjection requis (7.10^6), les fronts d'onde qui interfèrent doivent avoir une similitude de l'ordre de $\lambda/6000$, soit inférieure au nanomètre à 5 μm . Par comparaison, la planéité des miroirs utilisés sur les télescopes astronomiques aux longueurs d'onde visibles est de l'ordre de $\lambda/5$ à $\lambda/10$ (des techniques de super-polis permettent d'arriver à une planéité de $\lambda/50$ sur des diamètres d'optique inférieures à 20 cm). Pour aboutir à la tolérance requise, l'idée est de filtrer spatialement les faisceaux pour n'en conserver qu'un seul mode et ainsi avoir une très bonne similitude des fronts d'onde. La similitude requise des fronts d'onde, avant filtrage, devient de l'ordre de $\lambda/20$, ce qui reste réalisable. Cependant, le filtrage optique ne résoud pas la contrainte sur la différence de chemin optique entre les différents fronts d'onde qui reste de $\lambda/6000$. C'est véritablement le filtrage optique, qu'il soit fait par trou filtrant (filtrage spatial), par fibre optique ou par optique intégrée (filtrage modal) qui a permis de rendre la mission Darwin réaliste. Cette avancée majeure est due à une idée de Jean-Marie Mariotti, développée par Marc Ollivier (OLLIVIER & MARIOTTI, 1997; OLLIVIER, 1999).

Deux projets sont à l'étude avec les mêmes objectifs scientifiques et donc avec les mêmes contraintes. L'un est le projet Darwin/IRSI "InfraRed Space Interferometer" initié en France en 1993 qui est un des projets dit "pierre angulaire" du programme spatial de l'ESA ("European Space Agency"). L'autre projet est TPF "Terrestrial Planet Finder" géré par la NASA, ("National Administration Space Agency"). TPF fait parti du programme "Planet Quest - Origins" de recherches et d'études des planètes extra-solaires. Il est possible que les deux versions de ces projets fusionnent en un seul et unique instrument. Cependant, la NASA poursuit l'étude d'un coronographe à très haute dynamique fonctionnant aux longueurs d'onde visibles (KILSTON *et al.*, 2002).

Bien sûr, les développements technologiques menés dans le cadre de ce travail de thèse sont applicables de façon équivalente aux deux projets et lorsque je ferais référence à la mission Darwin, il va de soit que cela fera aussi implicitement référence à la mission TPF.

1.3.2 Les défis des missions

La partie précédente montre que la mission Darwin pose de nombreux défis ambitieux. Plusieurs travaux menés dans des universités (au DESPA devenu le LESIA, l'IAS, ...) ou dans des groupes industriels (Alcatel Space, Astrium, ...) ont permis d'identifier les points clés et de proposer certaines solutions rendant le projet envisageable :

Les contraintes astrophysiques concernent le choix du type de source à étudier et le domaine de longueur d'onde. Ces points ont déjà été largement étudiés comme on l'a vu plus haut (OLLIVIER, 1999; MENNESSON, 1999) et, à l'heure actuelle, ceux-ci constituent des choix scientifiques et stratégiques.

La configuration de la recombinaison : les contraintes de la recombinaison en frange noire sont de parvenir à une extinction suffisante de la source centrale pour assurer une détection suffisante des sources hors-axes. Un point particulièrement difficile a été de réussir à distinguer sans ambiguïté un signal issu d'une planète extra-solaire du signal issu de l'émission thermique de la poussière exo-zodiacale (poussière en orbite autour de l'étoile rayonnant essentiellement dans les longueurs d'onde de l'infrarouge thermique). En effet, suivant le nombre de télescopes et le mode de recombinaison, les deux signaux peuvent avoir les mêmes signatures et être confondus. Plusieurs études ont permis de proposer des configurations évitant cette confusion (MENNESSON, 1999; LAWSON *et al.*, 1999; KARLSSON & MENNESSON, 2000; ABSIL, 2001). La structure actuellement privilégiée comporte la recombinaison des signaux issus de 6 télescopes répartis autour de la station de recombinaison. La base de l'interféromètre varie entre 50 et 500 mètres suivant les modes de recombinaison (détection ou imagerie).

Le contrôle de la géométrie de l'interféromètre : même si le filtrage spatial a permis de relâcher les contraintes sur la forme des fronts d'onde optiques, celles-ci restent très fortes. Deux grandes configurations d'interféromètre restent à l'étude. La première utilise des télescopes libres ("free flyer"), c'est la solution préférée par l'ESA. La deuxième solution, préférée par la NASA, comporte une structure rigide et déployable qui supporte les télescopes et la station de recombinaison. Dans les deux cas, il faut être capable de contrôler la géométrie de l'ensemble pour aligner les faisceaux optiques puis pour trouver les franges d'interférence. Plusieurs études sont en cours pour développer des systèmes de contrôle et de métrologie utilisables avec ces contraintes (SALVADÉ *et al.*, 2000; KUHNERT *et al.*, 2000).

La recombinaison optique est soumise à deux contraintes majeures, la première est la très large bande spectrale considérée (6-18 μm) et la deuxième est la qualité du front d'onde nécessaire pour assurer un taux de réjection élevé. De plus, ce recombineur doit assurer la recombinaison de 6 faisceaux en mode frange noire et différents concepts ont été étudiés (MENNESSON & MARIOTTI, 1997; KARLSSON & MENNESSON, 2000). Si le concept de recombinaison est relativement bien défini, sa réalisation pose encore de nombreuses difficultés liées à la très large bande spectrale et au grand nombre de fonctions optiques. C'est notamment le cas de la fonction de déphasage de π achromatique (APS, "Achromatic Phase Shifter") (RABBIA *et al.*, 2002).

L'exploitation astrophysique des signaux : la difficulté réside dans la faible connaissance des systèmes d'exo-planètes que l'on s'attend à découvrir. Plusieurs études sont en cours pour déterminer les caractéristiques possibles de ces planètes (ESA, 1999; BAGLIN *et al.*, 2002; ESA, 2001).

Parmi ces différents points durs, l'optique intégrée peut apporter des solutions sur le problème de la recombinaison optique. Grâce à ses propriétés monomodes, l'optique intégrée résoud au moins le problème du filtrage spatial et offre la possibilité de réaliser d'autres fonctions optiques comme la recombinaison interférométrique et le déphasage achromatique.

Ainsi, dans le cadre de la réponse à un appel d'offre ESA géré par l'IAS, l'IMEP a proposé des solutions pour réaliser un déphaseur achromatique basée sur l'utilisation de l'optique intégrée.

L'optique intégrée monomode peut également apporter de nombreuses solutions en matière de métrologie optique (PUJOL *et al.*, 2001, par exemple). Ce point n'est pas étudié spécifiquement pour la mission Darwin mais est développé pour d'autres projets.

1.3.3 Les grandes étapes technologiques

L'ESA a défini un calendrier de développement technologique afin d'aboutir à un lancement de la mission en 2014. Ces étapes sont actuellement définies de la façon suivante :

Darwin 2001-2004 : programme de recherche et de développement technologique

Ce programme vise à développer toutes les technologies pour résoudre les points durs listés ci-dessus. Plusieurs groupes ont développés des bancs pour mettre en œuvre un mode interférométrique en frange noire et tester des solutions :

IAS : ce banc est développé par l'équipe d'Alain Léger et de Marc Ollivier. Il utilise de l'optique de volume avec une recombinaison d'abord à $10,6 \mu\text{m}$ (OLLIVIER, 1999) et actuellement avec une extension en bande $2-4 \mu\text{m}$ (SEKULIC, 2003). Le filtrage spatial est assuré par un trou ou par des fibres monomodes (OLLIVIER, 2002). Des études sont en cours pour réaliser et caractériser des fibres monomodes à $10 \mu\text{m}$ (BORDÉ *et al.*, 2002).

Astrium GmbH : ce banc, développé par Astrium dans le cadre d'un appel d'offre de l'ESA, est basé sur de l'optique de volume comme pour le banc de l'IAS. Le filtrage spatial est assuré par des fibres optiques, le banc étant développé en infrarouge proche entre 1 et $2 \mu\text{m}$ sur une bande spectrale de 25 nm (JOHANN & FLATSCHER, 2002).

Alcatel Space : ce banc est aussi développé dans le cadre d'un appel d'offre de l'ESA. Il est basé sur un recombineur en optique intégrée qui assure le filtrage spatial et fonctionne en proche infrarouge (HAGUENAUER *et al.*, 2002; BARILLOT, 2002).

D'autres montages mettent en œuvre l'interférométrie en frange noire et sont développés dans le cadre de la mission TPF (CREECH-EAKMAN, 2002; SERABYN, 2000; HINZ *et al.*, 2000) :

MMT / LBT : il s'agit de superposer les champs de deux pupilles séparées d'une certaine distance avec un déphasage de π pour annuler la lumière sur l'axe. Un premier prototype a été développé sur l'interféromètre MMT "Multiple Mirror Telescope" au sol en bande N (HINZ *et al.*, 1998). Un autre projet (BLINC "Bracewell Infrared Nulling Cryostat") sur le même principe est en cours de réalisation sur l'interféromètre LBT "Large Binocular Telescope" (HINZ *et al.*, 2000).

JPL : ce banc développé par le JPL "Jet Propulsion Laboratory" utilise des montages symétriques à base d'optique de volume à $0,6 \mu\text{m}$ de longueur d'onde (SERABYN & COLAVITA, 2001).

Keck Nuller : le montage est dérivé des concepts développés au JPL et fonctionnera sur l'interféromètre Keck (USA) en bande N (KORESKE, 2002).

GENIE 2002-2006 : il s'agit de construire un recombineur en frange noire installé au foyer de l'interféromètre VLTI de l'ESO. Ce projet vise à acquérir de l'expérience technologique concernant la mise en œuvre d'un mode frange noire aux longueurs d'onde de l'infrarouge thermique (en bande N et/ou en bande L et M). Un deuxième objectif est de commencer à caractériser les sources astrophysiques pour la mission Darwin et d'évaluer la lumière exozodiacale (émise par les poussières autour de ces étoiles).

SMART 3 (lancement en 2009) : réalisation d'un interféromètre spatial en frange noire à deux ou trois télescopes. Cette mission est à but technologique pour valider des procédures d'alignement et tester des systèmes de métrologie, ...

Darwin : lancement de la mission en 2014 et déroulement de la mission pour une durée de 5 ans (3 ans pour l'étude des exoplanètes et 2 ans pour de l'imagerie interférométrique).

1.3.4 L'optique intégrée et les missions Darwin et TPF

Nous avons vu précédemment les points durs des missions DARWIN et TPF. L'optique intégrée permet d'apporter des solutions élégantes à certains de ces problèmes :

Filtrage spatial : c'est le point clé qui a motivé l'utilisation de l'optique guidée (par fibre ou par guide d'onde). Cette fonction permet de relâcher les contraintes d'alignement et de qualité des faisceaux pour atteindre le taux de réjection requis. Les performances en terme de filtrage et de taux de réjection commencent à être quantifiées et comprises depuis peu de temps. Des simulations numériques permettent de comparer les performances de l'optique fibrée et de l'optique intégrée (LEPROUX *et al.*, 2002) et des calculs semi-analytiques analysent quels sont les processus de filtrage en jeu (MÈGE *et al.*, 2000; MÈGE, 2002).

Fonctions évoluées : comme nous l'avons vu dans la partie 1.2.3, l'optique intégrée permet d'assurer des fonctions de recombinaison optique et d'autres fonctions utiles pour l'interférométrie en frange noire.

Symétrie opto-géométrique : afin d'éviter les problèmes différentiels de polarisation ou de chromatisme, il faut préférer l'utilisation de schémas de recombinaison les plus symétriques possibles avec le même nombre de réflexions et de même nature dans les différentes voies de l'interféromètre. En optique de volume, c'est réalisable avec des interféromètres à deux ou trois voies mais devient complexe avec davantage de voies (SERABYN & COLAVITA, 2001). L'optique intégrée permet de recombinaison un nombre bien plus important de voies sur un même composant (BERGER *et al.*, 2000).

Stabilité et compacité : les composants d'optique intégrée ont des dimensions de quelques centimètres dans un volume homogène. Ces faibles dimensions réduisent substantiellement le poids, ce qui est un critère essentiel pour une mission spatiale. Cela assure également à l'ensemble une bonne insensibilité aux vibrations mécaniques et aux chocs.

Cette compacité donne des composants avec un gradient de température faible sur l'ensemble du composant (BERGER *et al.*, 2000). De plus, la compacité du composant permet un refroidissement aisé à l'aide d'un système cryogénique.

Cet ensemble d'avantages a motivé Alcatel Space pour proposer, en réponse à un appel d'offre pour la réalisation d'un banc interférométrique en frange noire, un concept basé sur l'utilisation de composants d'optique intégrée (Projet MAI2 "Multi-Aperture Imaging Interferometer"). Ce banc est développé sur la gamme de longueur d'onde [1,3-1,6 μm] pour aboutir à un taux de réjection de 10^7 (HAGUENAUER *et al.*, 2002).

À la suite de ces développements, l'ESA a ouvert un autre appel d'offre pour la réalisation d'un recombinateur à deux voies en optique intégrée fonctionnant aux longueurs d'onde de l'infrarouge thermique. La fonction du recombinateur est uniquement d'assurer du filtrage spatial et une recombinaison interférométrique mais pas de mode frange noire. Mon travail de thèse s'inscrit dans la première étape des développements technologiques pour la mission Darwin/IRSI, l'objectif étant d'initier le développement d'un recombinateur pour l'infrarouge thermique. J'ai donc participé à la réponse à cet appel d'offre. Pour mon travail de thèse, j'ai identifié des solutions technologiques pour réaliser des composants d'optique intégrée monomode en infrarouge thermique en dégageant les performances que l'on peut obtenir. Un autre aspect est de proposer des moyens de caractérisation de ces technologies.

1.4 Le guidage monomode

Dans cette partie, je présente les principaux comportements des guides d'ondes en donnant les équations qui les gouvernent et les quelques relations dont nous aurons besoin dans la suite de ce manuscrit pour dimensionner et analyser les guides d'ondes. J'ai choisi de ne pas détailler les calculs mais de donner les principales étapes et équations nécessaires à la compréhension. Pour une étude approfondie, je laisse le soin au lecteur de se référer à des livres plus complets sur le sujet (MARCUSE, 1991; JEUNHOMME, 1983; LEE, 1986). Je commence par décrire le guide plan asymétrique ce qui permet de comprendre les principaux phénomènes modaux. Ces comportements peuvent être étendus au cas du guide canal. Dans tous les cas, je m'intéresse uniquement au cas des guides à saut d'indice en sachant que les guides à gradient d'indice se comportent de la même façon (ceci afin d'alléger l'ensemble). Je termine en donnant les relations caractérisant l'injection dans un guide puis celles donnant la forme du champ en sortie de guide.

1.4.1 Le guide plan asymétrique à saut d'indice

Modes dans un guide plan

Un guide plan asymétrique est constitué d'une couche d'épaisseur $2a$ et d'indice de réfraction n_2 comprise entre deux milieux d'épaisseur infinie et d'indice n_1 et n_3 avec $n_2 > n_3 > n_1$ (Figure 1.12).

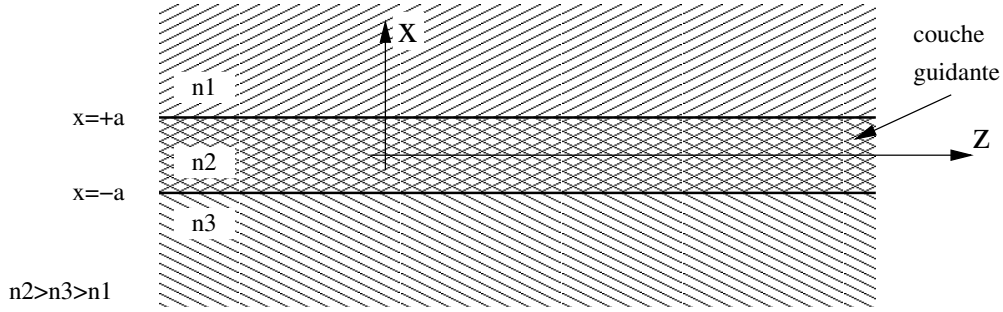


FIG. 1.12 – Notations utilisées pour décrire le guide plan asymétrique.

Une description générale de ces guides d'onde est basée sur les équations de Maxwell (MARCUSE, 1991; JEUNHOMME, 1983; LEE, 1986; LABEYE, 2001) :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= \rho \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H} &= -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} & \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \end{aligned} \quad (1.12)$$

On a aussi :

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon \vec{E} \\ \vec{B} &= \mu \vec{H} \end{aligned} \quad (1.13)$$

Avec \vec{E} , le champ électrique et \vec{B} , le champ magnétique. ϵ et μ sont respectivement la constante diélectrique et la perméabilité du milieu. L'indice de réfraction du milieu est défini par $n = \sqrt{\epsilon/\epsilon_0}$ (avec ϵ_0 , constante diélectrique du vide).

A partir des équations de Maxwell, on cherche les solutions qui correspondent à une propagation dans la couche d'indice n_2 . En se limitant aux milieux isotropes diélectriques ($\rho = 0$), sans source ($\vec{J} = \vec{0}$) et non magnétiques ($\mu = \mu_0$), on pose :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y, z)e^{j\omega t} \quad (1.14)$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}(x, y, z)e^{j\omega t} \quad (1.15)$$

avec λ , longueur d'onde, ω , pulsation et $c^2\mu_0\epsilon_0 = 1$, vitesse de la lumière dans le vide. Ces paramètres sont liés par la relation :

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.16)$$

En introduisant ces expressions dans les équations de Maxwell, on obtient les équations de propagation de la lumière dans la couche guidante :

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 n^2 \vec{E} = -\vec{\nabla} \left[\vec{E} \frac{\vec{\nabla} n^2}{n^2} \right] \quad (1.17)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + k^2 n^2 \vec{H} = (\vec{\nabla} \wedge \vec{H}) \wedge \left(\frac{\vec{\nabla} n^2}{n^2} \right) \quad (1.18)$$

Dans le cas du guide plan, on prend z comme axe de propagation et on fait varier l'indice selon l'axe x , on aura $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ car le guide est infini selon l'axe y . En explicitant, les composantes du champ selon (x, y, z) on peut montrer l'existence de deux types de solutions indépendantes. Une solution dite *TE* définie par (E_y, H_x, H_z) et une autre dite *TM* définie par (H_y, E_x, E_z) (les autres composantes étant alors nulles). Toutes les solutions sont en fait des combinaisons linéaires d'ondes *TE* et *TM*. La résolution des équations de propagation est similaire dans le cas TE et le cas TM.

Cherchons une solution aux équations de propagation (1.17) (resp. 1.18) qui soit de la forme, pour le mode *TE* :

$$\vec{E} = \begin{cases} E_x = 0 \\ E_y = E_y(x)e^{-j\beta z} \\ E_z = 0 \end{cases} \quad (1.19)$$

et pour le mode *TM* :

$$\vec{H} = \begin{cases} H_x = 0 \\ H_y = H_y(x)e^{-j\beta z} \\ H_z = 0 \end{cases} \quad (1.20)$$

β est appelée la constante de propagation. En se plaçant dans le cas $kn_3 < \beta < kn_2$ et β réel, les solutions propagées s'obtiennent en remplaçant l'expression de \vec{E} (resp. \vec{H}) dans les équations (1.17) pour le mode TE :

$$\begin{cases} \frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k^2 n_1^2 - \beta^2) E_y = 0 & x > a \\ \frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k^2 n_2^2 - \beta^2) E_y = 0 & |x| < a \\ \frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k^2 n_3^2 - \beta^2) E_y = 0 & x < -a \end{cases} \quad (1.21)$$

et dans les équations (1.18) pour le mode TM :

$$\begin{cases} \frac{d^2 H_y}{dx^2} + (k^2 n_1^2 - \beta^2) H_y = 0 & x > a \\ \frac{d^2 H_y}{dx^2} + (k^2 n_2^2 - \beta^2) H_y = 0 & |x| < a \\ \frac{d^2 H_y}{dx^2} + (k^2 n_3^2 - \beta^2) H_y = 0 & x < -a \end{cases} \quad (1.22)$$

Pour simplifier l'écriture, posons :

$$T = \sqrt{\beta^2 - k^2 n_1^2} \quad U = \sqrt{k^2 n_2^2 - \beta^2} \quad W = \sqrt{\beta^2 - k^2 n_3^2} \quad (1.23)$$

Les solutions des trois équations (1.21) s'écrivent alors en utilisant le fait qu'il n'y a pas de sources à l'infini et que le champ est continu aux interfaces :

$$E_y(x) = E_0 \begin{cases} \cos(Ua + \psi)e^{-T(x-a)} & x > a \\ \cos(Ux + \psi) & |x| < a \\ \cos(-Ua + \psi)e^{W(x+a)} & x < -a \end{cases} \quad (1.24)$$

et pour les équations (1.22) :

$$H_y(x) = H_0 \begin{cases} \cos(Ua + \psi)e^{-T(x-a)} & x > a \\ \cos(Ux + \psi) & |x| < a \\ \cos(-Ua + \psi)e^{W(x+a)} & x < -a \end{cases} \quad (1.25)$$

Ces deux types de solution sont les solutions des équations de propagation (1.17 et 1.18). La condition de continuité sur \vec{H} (resp. \vec{E}) aux interfaces $|x| = a$ permet de déterminer les valeurs possibles de la constante ψ et de vérifier l'existence de ces solutions. Cette condition s'écrit (avec $p \in \mathbb{Z}$) :

$$\arctan\left(\frac{T}{U}\right) - \arctan\left(-\frac{W}{U}\right) = 2Ua + p\pi \quad (1.26)$$

$$\arctan\left(\frac{T}{U}\right) + \arctan\left(-\frac{W}{U}\right) = 2\psi + p\pi \quad (1.27)$$

En remplaçant T, U et W dans l'équation (1.26), on trouve la condition d'existence du mode p :

$$2a\sqrt{k^2n_2^2 - \beta^2} - \arctan\left[g_1\frac{\sqrt{\beta^2 - k^2n_1^2}}{\sqrt{k^2n_2^2 - \beta^2}}\right] + \arctan\left[-g_2\frac{\sqrt{\beta^2 - k^2n_3^2}}{\sqrt{k^2n_2^2 - \beta^2}}\right] = p\pi \quad (1.28)$$

avec :

$$g_1 = g_2 = 1 \quad \text{pour le mode TE} \quad (1.29)$$

$$\left. \begin{array}{l} g_1 = \frac{n_2^2}{n_1^2} \\ g_2 = \frac{n_2^2}{n_3^2} \end{array} \right\} \text{pour le mode TM} \quad (1.30)$$

$$(1.31)$$

Un mode guidé par la structure planaire a la forme donnée par la relation (1.24) (resp. 1.25), les variables T, U et W dépendant de β . Pour une valeur de p donnée (i.e. pour un mode donné), la variable β est déterminée en résolvant l'équation (1.28). Physiquement, trouver une solution à cette équation signifie que le mode d'ordre p existe dans le guide.

Les différents modes dans un guide

Nous avons vu que la structure guidante décrite sur la figure 1.12 admet des solutions propagatives discrètes aux équations de Maxwell. Ce sont les **modes guidés** pour lesquels la constante de propagation β respecte la relation $kn_3 < \beta < kn_2$. Deux exemples de ces modes guidés sont donnés sur la figure 1.13. En réalité, les équations de propagation (1.17 et 1.18) admettent d'autres solutions, qui dépendent de la valeur de la constante de propagation β . Dans la suite de l'explication, je me limite au mode TE , sachant que le raisonnement est identique pour le mode TM .

• les **solutions rayonnées ou ondes rayonnées** sont solutions pour $\beta < kn_3$. On distingue deux cas : $\beta < kn_1 < kn_3$ et $kn_1 < \beta < kn_3$ pour lequel le champ s'écrit :

$$E_y(x) = \begin{cases} Ae^{-jTx} + Be^{jTx} & x > a \\ C \cos(Ux + \psi) & |x| < a \\ De^{-jWx} + Ee^{+jWx} & x < -a \end{cases} \quad (1.32)$$

A, B, C, D et E sont des constantes déterminées par les conditions de continuité tandis que la constante de propagation β et ψ sont choisis de façon arbitraire.

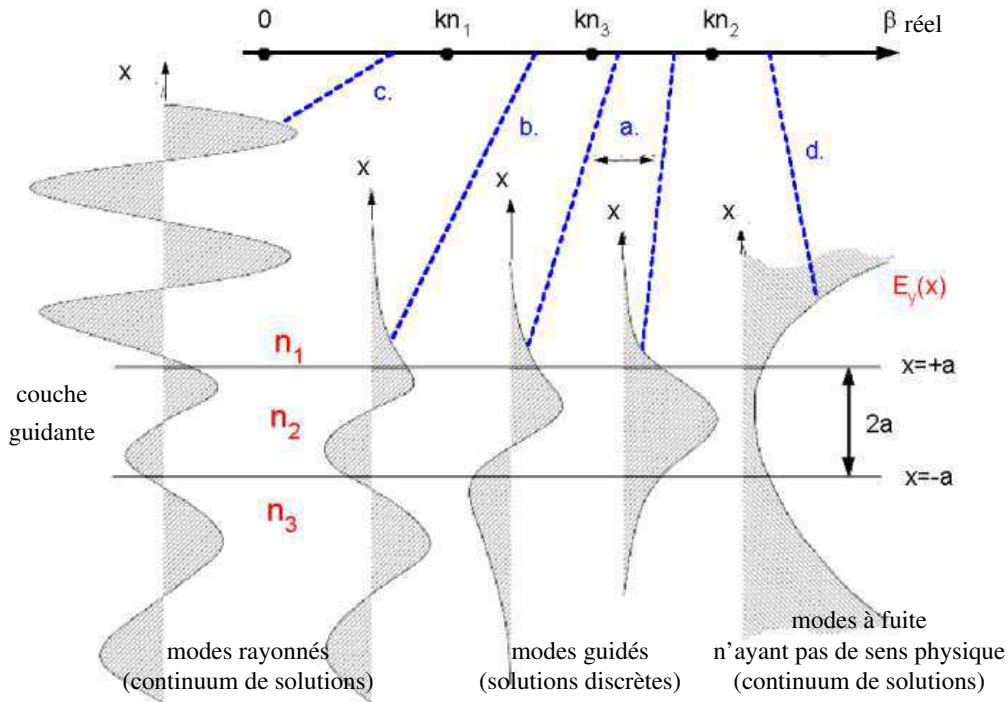


FIG. 1.13 – Représentation graphique des différents modes d'un guide plan. *Extrait de YARIV (1991).*

Pour $kn_1 < \beta < kn_3$, pour lequel le champ s'écrit :

$$E_y(x) = \begin{cases} Ae^{-Tx} & x > a \\ C \cos(Ux + \psi) & |x| < a \\ De^{-jWx} + Ee^{+jWx} & x < -a \end{cases} \quad (1.33)$$

A, C, D, E et ψ sont des constantes déterminées par les conditions de continuité tandis que la constante de propagation β est choisie de façon arbitraire.

Pour le premier type de solution, le champ ne s'atténue pas en s'éloignant dans le milieu 3. Pour le deuxième type de solution, le champ n'est plus du tout confiné (voir la figure 1.13 pour des exemples de la forme de ces champs). On les appelle **ondes rayonnées** parce qu'elles ne se propagent pas uniquement selon z et qu'elles divergent vite en s'éloignant de l'axe z . Du point de vue énergétique, ces modes se propagent avec des pertes de propagation contrairement aux modes guidés qui se propagent sans pertes (sans tenir compte des pertes des matériaux).

- pour $\beta > kn_2$, ce sont des modes à fuite qui ne sont que des solutions mathématiques sans existence physique.

On peut montrer que l'ensemble des modes guidés et des modes rayonnés constitue une base complète orthogonale des ondes propagées (MARCUSE, 1991). Toute onde invariante selon y peut donc se décomposer sur une base formée des modes guidés (modes qui sont discrets) et des modes rayonnés (modes qui forment une base continue) (LEE, 1986).

Comportement des modes guidés avec la longueur d'onde.

Intéressons nous uniquement aux modes guidés et regardons le comportement de ces modes pour une structure donnée lorsque la longueur d'onde augmente. Pour des longueurs d'onde suffisamment petites, le guide va admettre l'existence de plusieurs modes. Au fur et à mesure de l'augmentation de la longueur d'onde, de moins en moins de modes vont pouvoir exister. C'est la conséquence de la condition d'existence des modes (relation 1.28) qui indique que pour chaque mode du guide, i.e. pour chaque valeur de p , on pourra trouver une valeur de la constante de propagation β . Si on ne trouve aucune valeur, c'est que le mode considéré n'existe pas dans le guide.

Pour chaque mode du guide, on pourra trouver une longueur d'onde de coupure λ_c au-delà de laquelle le mode n'existe plus. Cela arrive lorsque $\beta = kn_3$:

$$\lambda_c = \frac{4\pi \cdot a \sqrt{n_2^2 - n_3^2}}{p\pi + \arctan \left[g_1 \sqrt{\frac{n_3^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_3^2}} \right]} \quad (1.34)$$

avec :

$$\begin{aligned} g_1 &= 1 && \text{pour le mode TE} \\ g_1 &= \frac{n_2^2}{n_1^2} && \text{pour le mode TM} \end{aligned} \quad (1.35)$$

Un cas particulier est le guide plan symétrique avec un substrat et un superstrat ayant le même indice ($n_1 = n_3$) :

$$\lambda_c = \frac{4\pi \cdot a \sqrt{n_2^2 - n_3^2}}{p\pi} \quad (1.36)$$

Pour chaque mode, on peut définir un indice effectif n_{eff} tel que $\beta = kn_{eff}$. Physiquement, cet indice effectif est l'indice que verrait une onde plane se propageant selon l'axe z . Cette notion d'indice effectif est très importante pour déterminer si un mode existe ou non dans la structure. En augmentant la longueur d'onde λ , l'indice effectif n_{eff} de ce mode, diminue jusqu'à être égal à l'indice de gaine le plus grand (ici n_3). A ce moment, le mode ne "voit" plus l'interface entre le milieu 2 et le milieu 3 et n'existe tout simplement plus. En augmentant suffisamment la longueur d'onde, le guide ne va pouvoir propager qu'un seul mode (celui correspondant à $p = 0$) appelé le mode fondamental. Dans ce cas, on dit que l'on est **monomode** et c'est la condition que l'on cherche à obtenir dans nos différentes réalisations de guide. Pour un guide plan asymétrique ($n_1 \neq n_3$) le mode fondamental peut arriver à ne plus être propagé si la longueur d'onde devient très grande ou si le coeur est petit ou bien si la différence d'indice est faible (MARCUSE, 1991). Ce n'est plus vrai pour un guide plan symétrique ($n_1 = n_3$) pour lequel le mode fondamental est, en théorie, toujours propagé. Afin de ne pas alourdir les explications dans la suite de ce document, lorsque je parlerais de la longueur d'onde de coupure du guide, cela fera référence à la longueur d'onde de coupure du 2^{ième} mode, soit la longueur d'onde à partir de laquelle le guide est monomode.

Lorsque la longueur d'onde est très inférieure à la longueur d'onde de coupure d'un mode donné, celui-ci est très confiné dans le guide car la différence entre l'indice effectif du mode

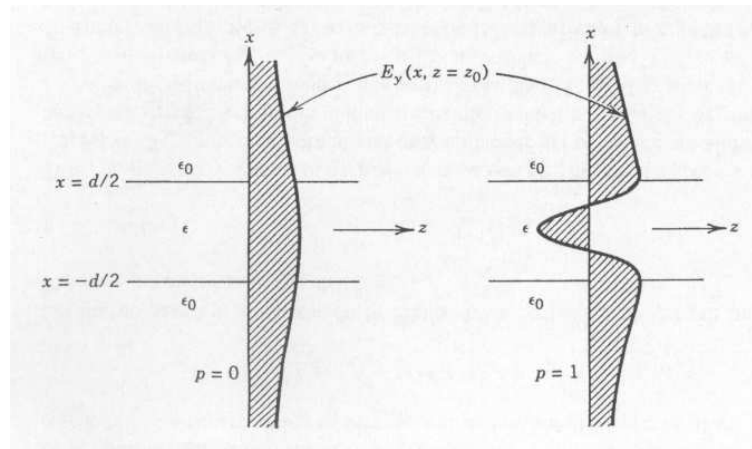


FIG. 1.14 – Distribution du champ électrique pour les deux premiers modes pairs TE pour un guide plan symétrique lorsque l'on est proche de la longueur d'onde de coupure. *Extrait de LEE (1986)*

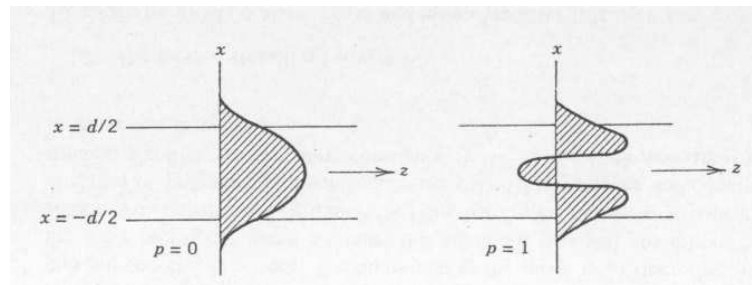


FIG. 1.15 – Distribution du champ électrique pour les deux premiers modes pairs TE pour un guide plan symétrique lorsque l'on est loin de la longueur d'onde de coupure. *Extrait de LEE (1986)*

et l'indice de la gaine est important. Le champ électrique décroît rapidement lorsque l'on s'éloigne de l'axe de propagation (Figure 1.15) et une proportion importante de l'énergie du mode est localisée dans le coeur. En augmentant la longueur d'onde, l'indice effectif du mode diminue et se rapproche de l'indice de la gaine. La différence d'indice diminuant, le champ électrique varie plus lentement en s'éloignant de l'axe optique (Figure 1.14) et le mode est moins confiné (son énergie est en grande partie contenue dans la gaine).

Nous verrons dans le chapitre 3 que cette dépendance du confinement de l'énergie avec la longueur d'onde joue un rôle important dans la conception des guides.

Approche par l'optique géométrique

La condition d'existence des modes décrite précédemment peut être obtenue à partir d'une description issue de l'optique géométrique. Celle-ci ne rend pas compte de tous les phénomènes ayant lieu dans les guides d'ondes mais a l'avantage de donner une approche intuitive de la condition d'existence des modes.

Les guides d'onde sont basés sur la propriété de réflexion totale de la lumière à l'interface

entre deux milieux d'indices de réfraction différent (indices n_1 et n_2 avec $n_2 > n_1$) (Figure 1.16). Lorsque l'angle θ du rayon incident dans le milieu 2 a un angle θ inférieur à l'angle critique θ_c , la réflexion est totale :

$$\cos \theta_c = \frac{n_1}{n_2}$$

Le rayon est alors réfléchi à la surface avec le même angle par rapport à la normale et l'onde

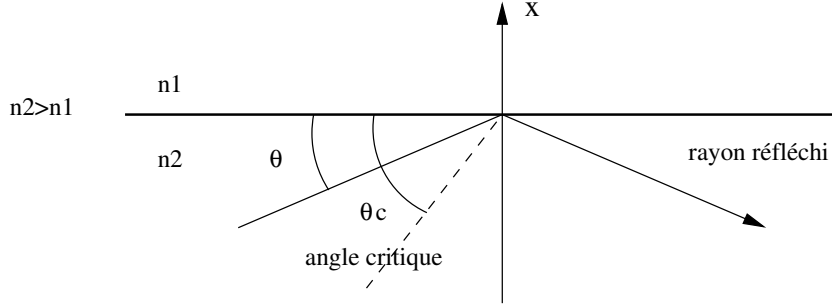


FIG. 1.16 – Illustration de la réflexion totale à l'interface entre deux milieux.

plane qui lui est associée est déphasée de (LEE, 1986) :

$$\phi_R = -2 \arctan \left[g \sqrt{\frac{n_2^2 \cos^2 \theta - n_1^2}{n_2^2 - n_2^2 \cos^2 \theta}} \right] \quad (1.37)$$

$$(1.38)$$

avec g dépendant de la polarisation du champ :

$$\text{pour } \vec{E} \text{ parallèle à l'interface} \quad g = 1 \quad (1.39)$$

$$\text{pour } \vec{H} \text{ parallèle à l'interface} \quad g = n_2^2/n_1^2 \quad (1.40)$$

On utilise cette propriété pour guider la lumière dans un guide à saut d'indice. Cependant cette condition n'est pas suffisante dans la mesure où il faut tenir compte de l'aspect ondulatoire de la lumière. Pour que la propagation se fasse sans perte, il faut que les ondes planes associées aux rayons guidés interfèrent constructivement. Sur la figure 1.17, on considère un front d'onde plan (AC) qui se propage selon \vec{k} . Sur ce front d'onde, tous les points ont la même phase. Si on considère indépendamment les rayons partant des points A et C, ceux-ci vont parcourir des trajets différents avant de reformer un plan d'onde parallèle (DB). Pour que l'onde plane existe, il faut que tous les points du front d'onde (DB) soient à la même phase. Ainsi la différence de déphasage entre le trajet CD et le trajet AB doit être un multiple de 2π .

A partir de la relation (1.37), on peut calculer le déphasage entre C et D :

$$\phi_{CD} = \frac{2k \cdot a \cdot n_2^2}{\sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2}} \quad \text{avec} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad \text{et avec} \quad n_{eff} = n_2 \cos \theta \quad (1.41)$$

Pour le chemin APQB, on a deux réflexions en plus :

$$\phi_{APQB} = \phi_{AP} + \phi_{PQ} + \phi_{QB} + \phi_{R21} + \phi_{R23} \quad (1.42)$$

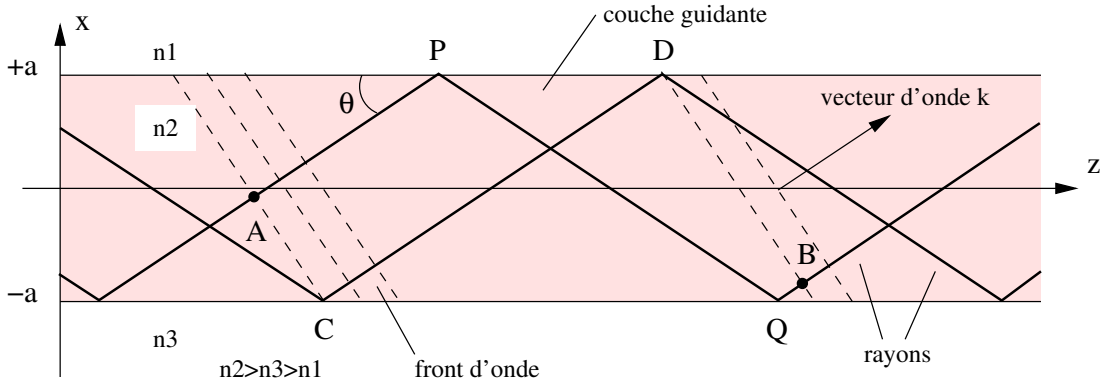


FIG. 1.17 – Interprétation géométrique de la propagation dans un guide plan. Notations utilisées.

avec :

$$\begin{aligned} \phi_{AP} &= \phi_{QB} = 2k \cdot a \sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2} & \phi_{PQ} &= \phi_{CD} = \frac{2k \cdot a \cdot n_2^2}{\sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2}} \\ \phi_{R21} &= -2 \arctan \left[g_{21} \sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_{eff}^2}} \right] & \phi_{R23} &= -2 \arctan \left[g_{23} \sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_3^2}{n_2^2 - n_{eff}^2}} \right] \end{aligned} \quad (1.43)$$

avec :

$$\begin{aligned} \text{pour } \vec{E} \text{ parallèle à l'interface} & \quad g_{21} = g_{23} = 1 \\ \text{pour } \vec{H} \text{ parallèle à l'interface} & \quad g_{21} = \frac{n_2^2}{n_1^2} \quad g_{23} = \frac{n_2^2}{n_3^2} \end{aligned} \quad (1.44)$$

La condition d'existence de l'onde plane s'écrit alors :

$$\phi_{APQB} - \phi_{CD} = 2p\pi \quad \text{avec } p \in \mathbb{Z} \quad (1.45)$$

On en déduit alors l'expression de la condition d'interférence constructive, qui est la même que celle donnée par la résolution des équations de Maxwell relation 1.26) :

$$2k \cdot a \sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2} - \arctan \left[g_{21} \sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_{eff}^2}} \right] - \arctan \left[g_{23} \sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_3^2}{n_2^2 - n_{eff}^2}} \right] = p\pi \quad (1.46)$$

avec $p \in \mathbb{Z}$. On peut remarquer que l'indice effectif n_{eff} que l'on a défini ici a la même signification que celui défini dans le cadre de la résolution des équations de Maxwell. $\beta = kn_{eff}$ est la projection du vecteur d'onde \vec{k} sur l'axe de propagation z . A la coupure du mode, on a $n_{eff} = n_2 \cdot \cos \theta_c = n_3$ et il n'y a plus de réflexion totale. Comme dans le cadre des équations de Maxwell, l'indice effectif vaut alors l'indice de gaine le plus élevé et le mode n'existe plus. Cette interprétation géométrique montre aussi qu'un mode est une superposition de deux ondes planes (sur la figure 1.17, une seule de ces deux ondes planes est représentée, la deuxième étant symétrique par rapport au plan Oyz).

1.4.2 Le guide canal à saut d'indice

Les guides canaux peuvent être des guides à profil d'indice rectangulaire dans un milieu infini ou non. Ils peuvent aussi être à profil d'indice circulaire (comme les fibres optiques).

Je décris ici les méthodes pour déterminer le comportement modal des guides. Les méthodes numériques sont adaptées aux guides à profil d'indice quelconque et les méthodes analytiques aux guides rectangulaires ou circulaires.

Méthodes numériques

Il existe de nombreuses méthodes numériques pour déterminer le comportement des structures guidantes : solveurs de mode, méthode des faisceaux propagées (BPM), méthode des lignes ("Method of Lines" - MoL), méthode des différences finies (FDTD), ... (SCARMOZZINO *et al.*, 2000). Chaque méthode est adaptée à certaines structures de guide (dépendantes essentiellement de la répartition d'indice) et du type de problème à traiter (détermination de la carte du champ, ...).

La BPM ("Beam Propagation Method") est la méthode de simulation la plus répandue en optique intégrée pour l'étude de la propagation d'une onde lumineuse dans un circuit optique. Son succès est en grande partie dû à sa simplicité d'utilisation et de mise en oeuvre. De plus ne s'agissant pas d'une méthode modale, elle propage tout champ optique qu'il soit guidé ou non. De nombreux types de BPM existent et les plus utilisées actuellement sont la BPM à Transformée de Fourier rapide (FFT-BPM) et la BPM utilisant la résolution numérique selon les différences finies (FD-BPM). La méthode BPM suppose qu'il n'y a pas de variation brutale du profil d'indice selon l'axe de propagation z et que les effets de polarisation sont négligeables. Elle consiste à mailler la structure 3D du guide et à déterminer l'enveloppe du champ en chaque noeud du maillage. Cette méthode permet de calculer la constante de propagation et l'indice effectif des modes.

Méthode analytique de l'indice effectif

Cette méthode est adaptée pour les guides rectangulaires avec un indice qui varie selon l'axe x comme pour le guide plan mais aussi selon l'axe y (Figure 1.18). La méthode de l'indice effectif consiste à séparer le problème général à deux dimensions en deux problèmes successifs à une seule dimension. On cherche à résoudre l'équation :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + (k^2 n_2^2 - \beta_2^2) \psi = 0 \quad (1.47)$$

On suppose que le champ du mode fondamental s'écrit :

$$\psi(x, y) = \psi_x(x) \cdot \psi_y(y) \quad (1.48)$$

On résout d'abord l'équation d'onde à une dimension pour $\psi_y(y)$ (étape 1 sur la figure 1.18) :

$$\frac{d^2 \psi_y}{dy^2} + (k^2 n_i^2 - \beta_1^2) \psi_y = 0 \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.49)$$

On obtient une constante de propagation β_1 et un indice effectif défini par :

$$\beta_1 = k n_{eff} \quad (1.50)$$

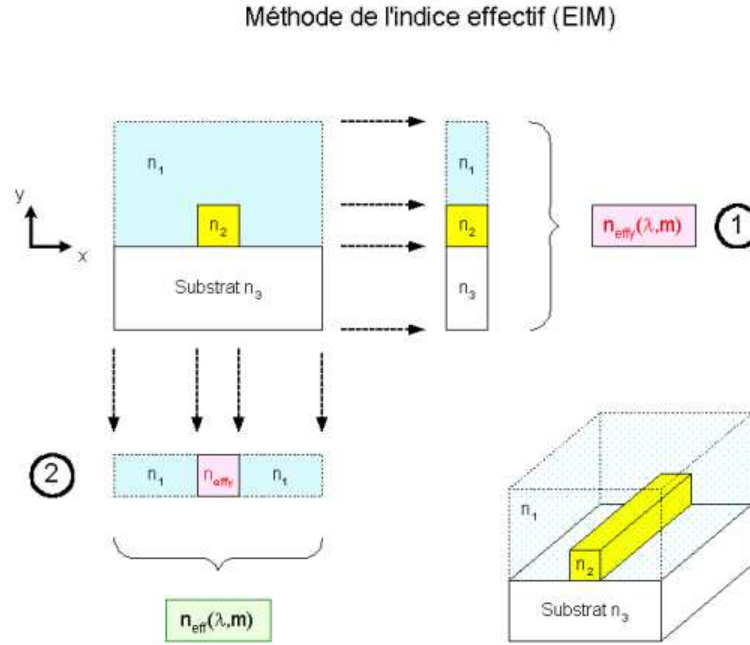


FIG. 1.18 – Méthode de l'indice effectif pour un guide rectangulaire.

On résout ensuite l'équation d'onde à une dimension pour $\psi_x(x)$ (étape 2 sur la figure 1.18) :

$$\frac{d^2 \psi_x}{dy^2} + (k^2 n_{\text{eff}}^2 - \beta_2^2) \psi_x = 0 \quad (1.51)$$

La constante de propagation β_2 obtenue est considérée comme la constante de propagation d'un mode du guide rectangulaire et le champ du mode est décrit par la relation (1.48). Cette méthode permet de déterminer précisément la constante de propagation mais décrit mal la forme exacte du champ.

Le guide cylindrique à saut d'indice : méthode modale

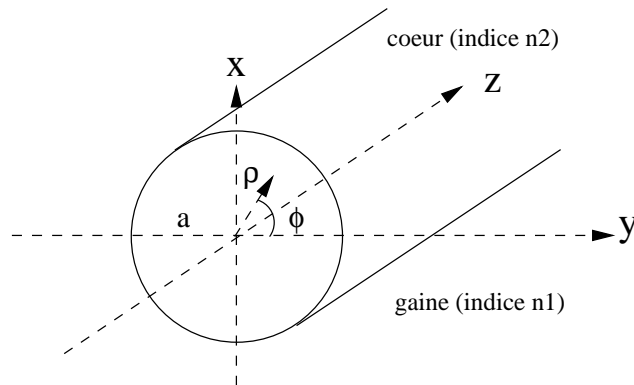


FIG. 1.19 – Notations utilisées pour décrire un guide cylindrique à saut d'indice.

Le guide cylindrique est un cas particulier du guide canal pour lequel on peut calculer la forme exacte des modes. Le comportement modal en fonction de la longueur d'onde est très proche de celui d'un guide plan. On ne va s'intéresser qu'aux premiers modes du guide. On utilise l'approximation scalaire de l'équation d'onde du champ ψ (composante du champ électrique ou du champ magnétique selon l'axe z) (JEUNHOMME, 1983). Dans le repère cylindrique (ρ, ϕ) , cette équation s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + (k^2 n_j^2 - \beta^2) \psi = 0 \quad (1.52)$$

avec n_j , indice du milieu. La résolution de cette équation donne les deux modes fondamentaux, nommés HE_{11} (l'un est polarisé selon l'axe X et l'autre selon l'axe Y , pour le champ électrique transverse). Le champ électrique transverse est donné par la relation (E_X ou E_Y peut être pris nul), avec $r = \rho/a$ rayon normalisé :

$$E_{X,Y} = \begin{cases} E_0 \frac{J_0(Ur)}{J_0(U)} & \text{dans le coeur } (r < 1) \\ E_0 \frac{K_0(Wr)}{K_0(W)} & \text{dans la gaine } (r > 1) \end{cases} \quad (1.53)$$

La composante du champ électrique E_Z n'est pas nulle mais peut être négligée lorsque $\Delta = \Delta n/n_2 < 1\%$. Dans la suite de ce manuscrit, par simplicité, je considérerais cette approximation valable même lorsque Δ vaut quelques pourcents. Les modes sont alors nommés LP_{01} (LP pour "Linearly Polarised").

De la même manière, le champ magnétique transverse est donné par les relations :

$$H_{X,Y} = \begin{cases} H_0 \frac{J_0(Ur)}{J_0(U)} & \text{dans le coeur } (r < 1) \\ H_0 \frac{K_0(Wr)}{K_0(W)} & \text{dans la gaine } (r > 1) \end{cases} \quad (1.54)$$

La composante H_Z étant négligéable.

On a défini :

$$U = a\sqrt{k^2 n_2^2 - \beta^2} \quad W = a\sqrt{\beta^2 - k^2 n_1^2} \quad (1.55)$$

U , V et W sont solutions des équations :

$$V^2 = U^2 + W^2 \quad (1.56)$$

$$U \frac{J_1(U)}{J_0(U)} = W \frac{K_1(W)}{K_0(W)} \quad (1.57)$$

J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0 et 1. K_0 et K_1 sont les fonctions de Bessel de seconde espèce d'ordre 0 et 1.

V est appelé la fréquence normalisée que l'on peut exprimer par :

$$V = \frac{2\pi a n_2}{\lambda} \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad (1.58)$$

avec λ , longueur d'onde dans le vide. Lorsque la fréquence normalisée V est inférieure à 2,405, seuls les modes HE_{11} peuvent se propager : on est dans le régime monomode. On peut définir

une longueur d'onde de coupure comme pour le guide plan, longueur d'onde λ_c au-delà de laquelle seul le mode fondamental peut se propager :

$$\lambda_c = \frac{2\pi a \cdot n_2}{2,405} \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad (1.59)$$

De façon similaire avec le guide plan symétrique, le mode fondamental n'a pas de longueur d'onde de coupure et est toujours propagé. JEUNHOMME (1983) donne des valeurs de U et

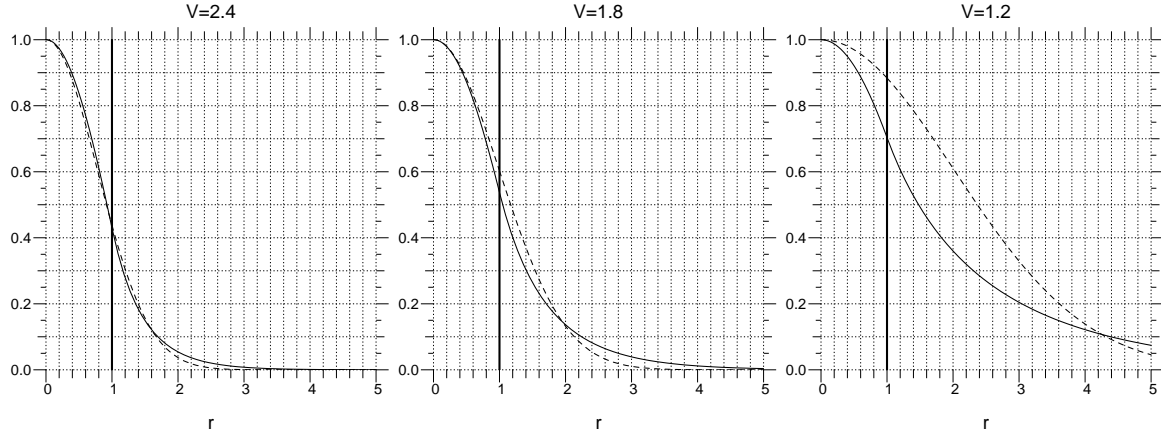


FIG. 1.20 – Comparaison entre l'expression exacte du champ E_X du mode fondamental (trait plein) et de son approximation gaussienne (trait pointillé) pour une fréquence normalisée $V = 2, 4, 1, 8$ et $1, 2$. L'amplitude du champ exact et de son approximation gaussienne sont normalisée toutes les deux à 1. Le trait vertical donne la position de l'interface coeur / gaine.

W , en fonction de V , qui sont solutions des conditions (Relation 1.56). Lorsque l'on se trouve proche de la fréquence normalisée $V = 2,405$, on peut approximer la composante E_X du champ électrique (ou la composante H_X pour le champ magnétique) par une gaussienne ce qui permet d'avoir une expression beaucoup plus simple à manipuler :

$$E(r) = E(0) \cdot \exp \left[- \left(\frac{r}{\omega_0} \right)^2 \right] \quad (1.60)$$

ω_0 est le paramètre du mode gaussien. Le lien entre le paramètre ω_0 et la fréquence normalisée V est obtenu en égalisant l'énergie du mode sous sa forme exacte et celle du mode approximé. Cette relation est de la forme, pour $0,8 < V < 2,4$ (MARCUSE, 1978) :

$$\frac{\omega_0}{a} \simeq 0,65 + \frac{1,619}{V^{1,5}} + \frac{2,879}{V^6} \quad (1.61)$$

Sur la figure 1.20, j'ai comparé le profil exact du champ et son approximation gaussienne ce qui montre les limites de cette approximation.

L'équation (1.52) admet d'autres solutions que celles décrites par les équations (1.53), le guide propageant alors plusieurs modes. Le guide propage deux types de mode lorsque $2,405 < V < 3,832$, les modes HE_{11} décrits précédemment et le groupe de modes dits $[TE_{01}, TM_{01}, HE_{21}]$ (JEUNHOMME, 1983). Encore une fois, on peut supposer que ces modes ont une

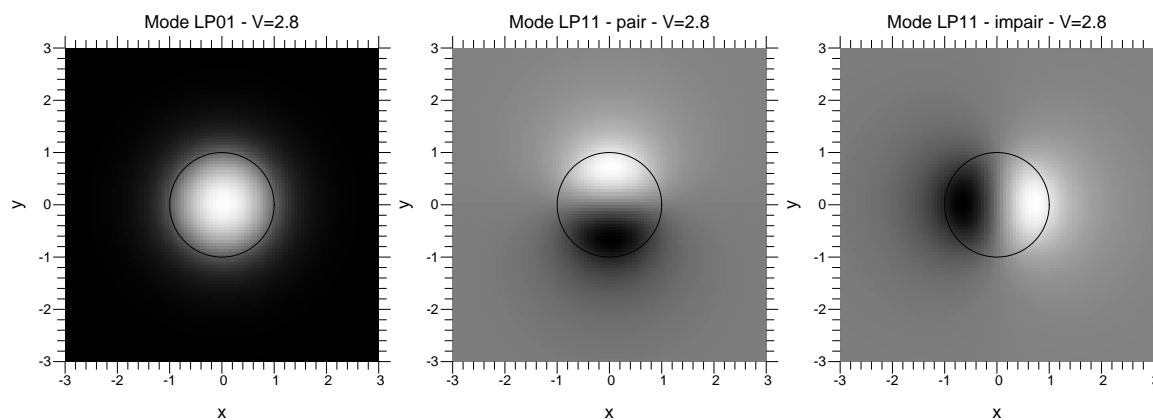


FIG. 1.21 – Carte d’amplitude du champ électrique (ou magnétique) des premiers modes d’un guide circulaire pour une fréquence normalisée $V = 2,8$. Gauche : modes fondamentaux LP_{01} . La composante du champ électrique (ou magnétique) peut être polarisée selon l’axe X ou Y. Milieu et droite : modes d’ordre 2, appelés modes LP_{11} . La composante du champ électrique (ou magnétique) peut être polarisée selon l’axe X ou Y et chacun de ces modes peut être pair (milieu) ou impair (droite).

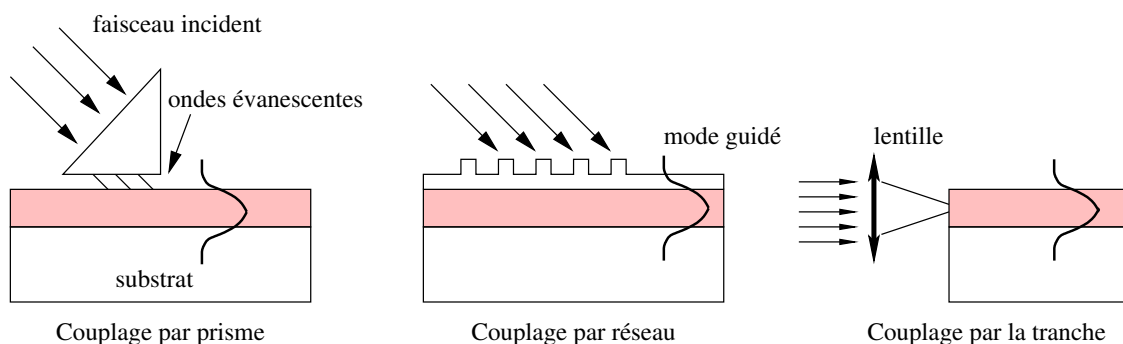


FIG. 1.22 – Types de couplage d’une onde dans un guide.

composante longitudinale négligeable devant la composante transverse. Ces modes sont alors appelés modes LP_{11} . Le champ électrique (ou magnétique) de ces modes peut être polarisé selon l’axe X ou l’axe Y et avoir un ordre pair ou impair. On obtient donc 4 formes possibles du champ électrique (ou magnétique). La carte d’amplitude de ces modes a deux extremums (Figure 1.21). Pour une fréquence normalisée V supérieure à 3,832, le guide propage des modes supplémentaires. Ces modes sont identifiés par le nombre d’extremums de leurs cartes d’amplitude, l’ordre du mode correspondant au nombre de ces extremums.

1.4.3 Couplage

Il existe plusieurs manières de coupler de la lumière dans un guide plan : par la tranche (selon l’axe du guide), par prisme (par ondes évanescentes) et par réseau en surface du guide (Figure 1.22). Pour un guide droit, seul le couplage selon l’axe du guide est applicable. Nous ne nous intéresserons ici qu’au couplage par la tranche car c’est le seul qui permet un couplage

efficace entre un champ à symétrie circulaire issu d'un télescope et le mode fondamental d'un guide à profil d'indice rectangulaire ou circulaire.

Forme générale du couplage Le couplage est la proportion d'énergie du champ incident qui est transférée dans un mode donné du guide. Comme les modes guidés et rayonnés du guide forment une base orthogonale, il suffit de projeter le champ électromagnétique incident \vec{E}, \vec{H} sur chacun des modes du guide. Le k-ième mode est défini par le champ \vec{E}_k, \vec{H}_k . Le coefficient de couplage en énergie du champ incident sur le k-ième mode du guide est donné par (MARCUSE, 1991) :

$$\eta_k = \frac{\left| \int_{A_\infty} \{ \vec{E} \wedge \vec{H}_k^* \} \cdot \vec{z} \, dA \right|^2}{\left| \int_{A_\infty} \{ \vec{E} \wedge \vec{H}^* \} \cdot \vec{z} \, dA \right| \left| \int_{A_\infty} \{ \vec{E}_k \wedge \vec{H}_k^* \} \cdot \vec{z} \, dA \right|} \quad (1.62)$$

avec \vec{z} axe de propagation du guide. L'intégration est faite sur la surface A d'entrée du guide.

Cette relation très générale, appelée intégrale de recouvrement, peut être simplifiée dans le cas du couplage avec un guide plan et dans le cas du couplage avec un guide circulaire dans le cadre de l'approximation gaussienne.

Couplage avec un guide plan MARCUSE (1991) a détaillé le calcul dans le cas du guide plan de la figure 1.12. Dans le cas TE, le champ incident est une onde à une dimension avec une constante de propagation β_0 :

$$\vec{E} = E_y \vec{y} \quad (1.63)$$

Le k-ième mode du guide plan est décrit par la composante E_{ky} du champ électrique et par sa constante de propagation β_k . Le couplage en énergie s'écrit alors :

$$\eta_k = \frac{\beta_k \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E_y E_{ky}^* dx \right|^2}{\beta_0 \int_{-\infty}^{+\infty} |E_{ky}|^2 dx \int_{-\infty}^{+\infty} |E_y|^2 dx} \quad (1.64)$$

Le numérateur de cette expression montre que l'intensité du champ du k-ième mode dépend du recouvrement du champ électrique incident et du champ électrique du mode (Figure 1.23).

Couplage fibre à guide (ou fibre à fibre). Dans le cadre de l'approximation gaussienne, le couplage entre deux modes alignés et centrés sur le même axe est :

$$\eta = \left[\frac{2 \cdot \omega_1 \omega_2}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \right]^2 \quad (1.65)$$

avec ω_1 et ω_2 , paramètres des modes gaussiens des deux guides.

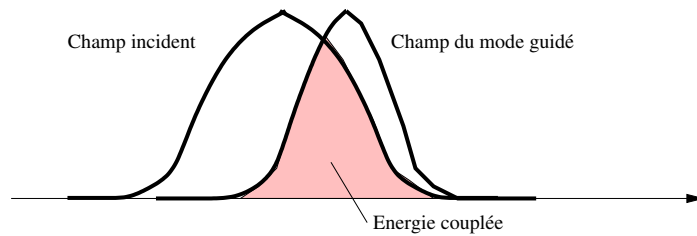


FIG. 1.23 – Illustration du couplage entre deux modes représentés par leurs champs électriques. La partie grisée représente l'énergie couplée d'un mode sur l'autre.

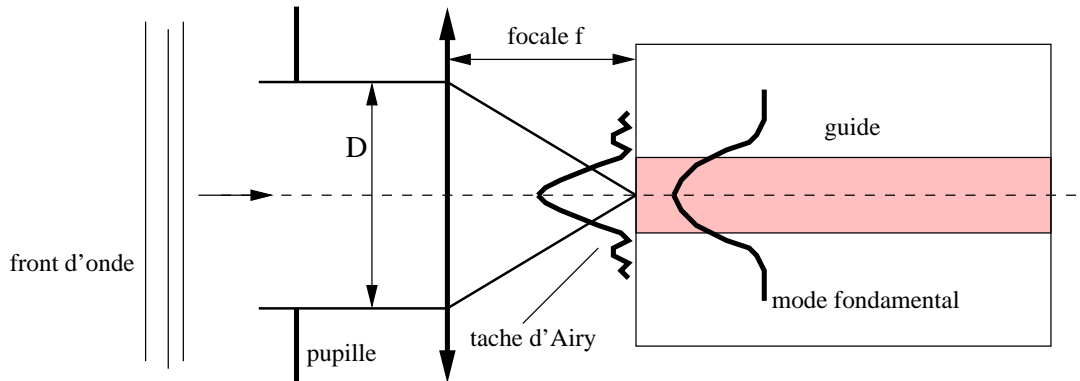


FIG. 1.24 – Illustration et notations pour le couplage d'une onde libre sur le mode d'un guide.

Couplage d'une tache d'Airy sur un mode gaussien La figure 1.24 illustre le couplage d'une onde plane sur le mode fondamental du guide d'onde avec une optique de focale f et de diamètre D . RUILIER (1998) a évalué ce couplage qui s'écrit pour une pupille circulaire non obstruée :

$$\eta = 2 \left(\frac{e^{-\gamma^2} - 1}{\gamma} \right)^2 \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{\pi D \omega_o}{2 f \lambda} \quad (1.66)$$

ω_o est le paramètre du mode du guide dépendant de la longueur d'onde λ . Ce couplage est maximal lorsque γ vaut 1,12 et vaut alors $\simeq 81\%$.

1.4.4 Champ en sortie d'un guide circulaire

Après s'être intéressé à l'injection du flux dans le guide, il faut s'intéresser à la collection du flux en sortie de guide. On se place dans le cadre de l'approximation gaussienne du champ ce qui permet d'utiliser la théorie de l'optique gaussienne, et en particulier la théorie de la diffraction d'un faisceau gaussien. En effet, en sortie d'un guide circulaire, le champ du mode n'est plus confiné par la structure guidante et ce champ va diffracter.

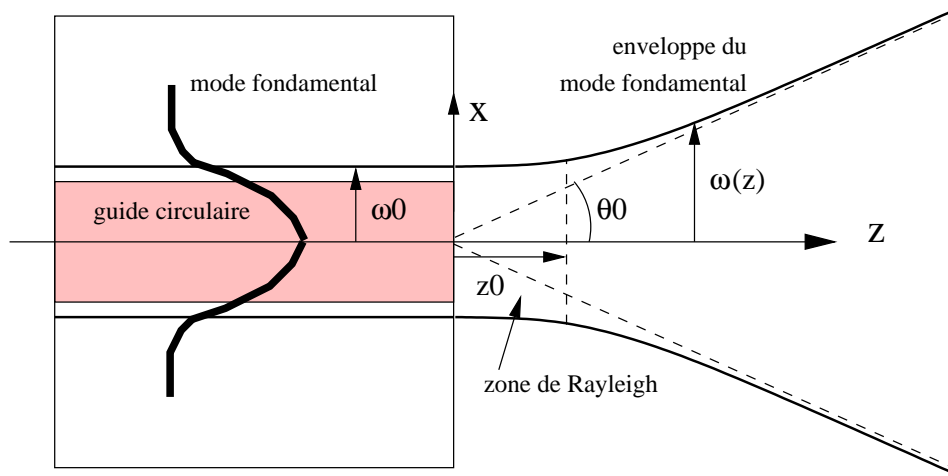


FIG. 1.25 – Enveloppe du mode fondamental gaussien en sortie de guide.

Forme du champ en sortie de guide

L'enveloppe du mode fondamental en sortie de guide est schématisée sur la figure 1.25. Cette enveloppe est définie lorsque l'amplitude du champ électrique normalisée à 1 vaut $1/e$. Lorsque le mode est confiné dans le guide, l'onde est plane et le paramètre du mode gaussien vaut ω_0 . En sortie de guide, l'onde reste approximativement plane sur une distance z_0 (dans la zone de Rayleigh). En s'éloignant de la sortie du guide, l'onde diffracte et devient sphérique. L'enveloppe du champ est donnée par la relation (GHATAK & THYAGARAJAN, 1998) :

$$\omega(z) = \omega_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad \text{avec} \quad z_0 = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (1.67)$$

avec ω_0 , rayon du mode dans le guide à la longueur d'onde λ et $\omega(z)$, rayon du mode à la distance z .

Ouverture du faisceau

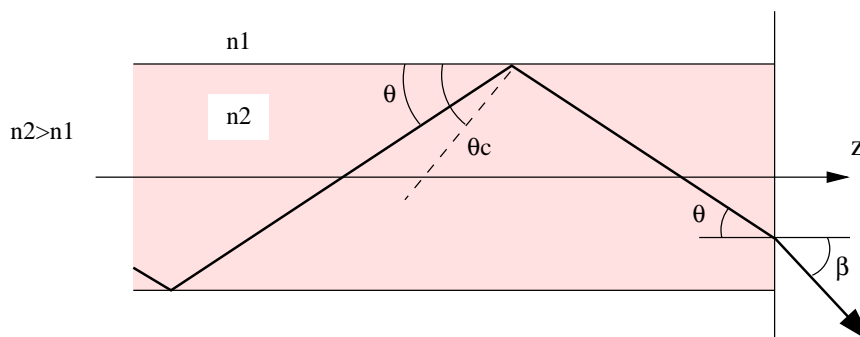


FIG. 1.26 – Définition de l'ouverture numérique ON d'un guide.

Pour $z < z_0$, le diamètre du faisceau reste voisin de celui du mode guidé. Pour des distances

plus importantes, le diamètre augmente très rapidement avec z et une approximation de l'enveloppe est un cône de demi-angle au sommet θ_0 tel que :

$$\tan(\theta_0) = \frac{\omega_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi \cdot \omega_0} \quad (1.68)$$

Par analogie avec l'optique géométrique, on peut définir le **nombre d'ouverture** $f/D = 1/2 \tan(\theta_0)$ de ce faisceau :

$$f/D = \frac{\pi \omega_0}{2\lambda} \quad (1.69)$$

On peut aussi utiliser la notion d'**étendue géométrique** du faisceau définie par le produit de la surface S d'émission du flux par l'angle solide Ω du cône sous lequel ce flux est vu. Pour un guide circulaire, la surface S peut être circulaire, avec comme rayon celui du mode gaussien. L'angle solide est alors le cône de diffraction du flux de demi-angle au sommet θ_0 . L'étendue géométrique vaut alors :

$$S \cdot \Omega = (\pi a^2) \cdot \pi \sin^2(\theta_0) \simeq \lambda^2 \quad (1.70)$$

En supposant que l'angle de diffraction est petit et que le rayon du mode ω_0 vaut celui du cœur du guide, l'étendue géométrique vaut environ λ^2 .

En optique géométrique, on définit l'**ouverture numérique ON** d'une optique (lentille, miroir) par $ON = n \sin \theta_c$. Un rayon qui arrive avec un angle θ par rapport à l'axe optique inférieur à θ_c sera injecté dans l'optique (d'indice de réfraction n). De manière similaire, on peut définir l'ouverture numérique ON d'un guide par (Figure 1.26) :

$$ON = \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad (1.71)$$

En se plaçant à la coupure du mode du guide, on a $n_2 \cos \theta_c = n_1$ et on peut exprimer l'ouverture par :

$$ON = \sin \beta = n_2 \sin \theta_c \quad (1.72)$$

Pour des guides d'onde, surtout s'ils sont faiblement multimodes, cette définition n'est pas toujours valable. En effet, cette ouverture est indépendante de la longueur d'onde (en supposant que les indices de réfraction sont indépendants de la longueur d'onde) alors que la description modale des guides nous a montré qu'en augmentant la longueur d'onde, l'angle θ devient très inférieur à l'angle critique θ_c . La relation (1.72) n'est alors plus valable. Dans la suite de ce travail, nous ne serons pas toujours au voisinage de l'angle critique et j'utiliserai plutôt la relation (1.69) pour caractériser l'ouverture d'un faisceau en sortie de guide. Ceci donne un exemple des limites de la description géométrique des guides d'onde monomodes.

1.5 Conclusion

Le premier intérêt à utiliser de l'optique intégrée, et plus généralement de l'optique guidée, est de compenser les effets de la turbulence atmosphérique sur la mesure de visibilité en filtrant les fronts d'onde et en effectuant une calibration photométrique. A ce stade, il faut noter un abus de langage, on parle souvent de filtrage spatial parce que les premiers essais de filtrage ont été fait avec un trou filtrant alors que les guides monomodes ont un comportement modal.

Dans la suite, j'utiliserais donc le terme de filtrage modal en parlant de filtrage par fibres ou par guides d'onde et celui de filtrage spatial pour les trous. Le deuxième intérêt est la réalisation de fonctions optiques dans un faible volume pour assurer la recombinaison des faisceaux.

Pour plusieurs projets d'interféromètre, ces avantages motivent le développement et l'utilisation de l'optique guidée pour faire du filtrage modal, transporter les faisceaux et pour les recombinaison. Les possibilités de l'optique intégrée ont été montrées avec l'instrument IONIC en terme de filtrage spatial, de calibration photométrique et de fonction de recombinaison.

Les missions spatiales Darwin/IRSI et TPF, avec leurs contraintes optiques fortes sur la qualité du front d'onde ont besoin d'utiliser un filtrage, qu'il soit réalisé par trou filtrant ou par optique guidée pour relâcher ces contraintes. L'utilisation de l'optique intégrée permet de plus de réaliser d'autres fonctions nécessaires à la recombinaison en frange noire. Enfin, les composants d'optique intégrée, de part leur structure homogène et leur compacité sont intrinsèquement peu sensibles aux perturbations telles que vibrations et variations de température. Un état de l'art des technologies d'optique intégrée monomode pour des longueurs d'onde supérieures à $1,6 \mu\text{m}$ montre qu'il y a eu très peu de développements et d'études par manque d'application. L'objectif est donc d'identifier des technologies existantes que l'on peut utiliser pour réaliser des guides monomodes en infrarouge thermique et d'estimer leur performances. Pour les mêmes raisons de manque d'application, les moyens de caractérisation sont inexistant à ces longueurs d'onde et il va falloir identifier et mettre en place les moyens nécessaires. Le changement de longueurs d'onde de fonctionnement et de technologie de guides d'onde imposent de reprendre le dimensionnement des guides. L'optique guidée a un comportement intrinsèquement dépendant de la longueur d'onde car basée sur des phénomènes interférentiels. Comme la mission Darwin et plus généralement l'interférométrie stellaire ont besoin de travailler sur de larges domaines de longueur d'onde, les possibilités et limites imposées par ce comportement en fonction de la longueur d'onde devront être plus particulièrement étudiés.

Chapitre 2

Un premier pas vers l'infrarouge thermique : la bande K

Sommaire

2.1	Introduction	44
2.2	Les deux technologies utilisées	45
2.2.1	L'échange d'ions sur verre de silice	45
2.2.2	La technologie silice sur silicium	50
2.3	Composants testés	52
2.3.1	Technologie d'échange d'ions	52
2.3.2	Technologie silice sur silicium	53
2.4	Transmission des composants	54
2.4.1	Perte du verre utilisé pour l'échange d'ions	54
2.4.2	Méthodes de mesure des pertes de propagation	56
2.4.3	Banc de mesure	57
2.4.4	Fibre optique monomode en bande <i>K</i>	60
2.4.5	Mesures de pertes sur composant	62
2.5	Mesure de contraste	66
2.5.1	Principe et banc de mesure	66
2.5.2	Mesures sur le composant par échange d'ions	67
2.5.3	Transmission spectrale du banc	68
2.6	Mesures sur le ciel sur l'interféromètre IOTA	70
2.7	Conclusion	72
2.8	Publication Astronomy & Astrophysics	73

2.1 Introduction

Jusqu'à présent, les développements en optique intégrée pour l'interférométrie stellaire ont majoritairement été fait en bande H [1,43-1,77 μm] parce que les composants d'optique intégrée utilisés par les télécommunications optiques travaillent autour de 1,5 μm . Les développements technologiques pour adapter les composants existants étaient alors minimums. Cependant, dans le chapitre précédent, nous avons vu que beaucoup d'interféromètres ne travaillent pas seulement en bande H mais dans toute la gamme du proche infrarouge (bandes J , H et K'). Comme ces technologies sont basées sur l'utilisation de la silice, matériau transparent jusqu'à 2,5 μm , il était logique de vérifier que celles-ci sont utilisables en bande K et avec quelles performances. C'est l'objet de ce chapitre.

Les deux technologies utilisables sont l'échange d'ions sur verre de silice (développé par l'IMEP, Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique) et la gravure de couches minces de silice (développé par le LETI, Laboratoire d'Electronique, de Technologie et de l'Information). Pour les valider, il faut réaliser des composants monomodes en bande K puis mesurer les pertes de propagation et enfin caractériser un recombineur interférométrique. C'est la mesure des pertes de propagation qui permet de valider une technologie et éventuellement d'en améliorer les performances.

Je commence ce chapitre par la description des caractéristiques des deux technologies puis par l'adaptation des paramètres à la bande K (partie 2.2). Puis, je donne les caractéristiques des guides droits et des recombineurs réalisés (partie 2.3). Toutes ces caractérisations optiques n'ont un sens que si les guides d'onde sont monomodes aux longueurs d'onde de mesure, puisque c'est la propriété qui nous intéresse ici. Ce point sera traité dans le chapitre 4 car il constitue une part importante de ce travail de thèse. Après avoir décrit les mesures de transmission de différents guides droits et de recombineurs (partie 2.4), je décris la mesure du contraste des recombineurs (partie 2.5). L'utilisation du composant sur un interféromètre stellaire ("sur le ciel") permet de valider les fonctions du recombineur mais n'apporte pas d'information pour améliorer la technologie des composants (c'est le rôle des caractérisations en laboratoire). Dans cette dernière partie, je décris les premières franges obtenues "sur le ciel" en bande K avec un recombineur en optique intégrée (partie 2.6).

2.2 Les deux technologies utilisées

Deux technologies très différentes ont été utilisées jusqu'à présent pour réaliser des composants d'optique intégrée pour l'interférométrie stellaire. Je décris ici les caractéristiques de ces technologies et comment il faut les adapter pour faire des composants monomodes en bande K .

2.2.1 L'échange d'ions sur verre de silice

L'échange d'ions dans des verres de silice est la technologie majeure de l'IMEP et du GeeO¹. Elle permet de produire des guides d'onde et des composants complexes avec les avantages suivants :

- pertes par propagation faibles aux longueurs d'onde du proche infrarouge,
- bonne compatibilité avec les fibres optiques (pertes par couplage faibles),
- facilité de mise en œuvre de la technologie et souplesse de mise en œuvre.

Composition des verres de silice

Le verre est un matériau minéral amorphe qui n'est ordonné qu'à très faible échelle (quelques rangées atomiques). Il est constitué de divers oxydes de formule générale A_mO_n que l'on classe suivant trois catégories (ZACHARASIEN, 1932) :

les formateurs de réseau : ce sont des composés à caractère covalent qui peuvent former des verres sans adjonction d'autres oxydes. Les oxydes formateurs de réseau les plus courants sont la silice (SiO_2), les oxydes de Bore (B_2O_3) et ceux de phosphore (P_2O_5).

les modificateurs de réseau : ces composés ont un caractère ionique marqué, comme par exemple les oxydes d'alcalin (A_2O) ou d'alcalino-terreux (AO). Leur énergie de liaison est faible, ce qui leur permet de se déplacer facilement dans le verre et d'être échangés avec d'autres ions.

les oxydes intermédiaires : ces ions ont une énergie de liaison intermédiaire entre les modificateurs et les formateurs. Ils ne peuvent être introduits que dans un réseau vitreux qui contient déjà un formateur et un modificateur. Ils contribuent à la formation du réseau.

Principes de l'échange d'ions

Considérons une matrice vitreuse de silice contenant des ions modificateurs B^+ en contact avec un bain de sel fondu contenant des ions modificateurs A^+ . Sous l'effet de la chaleur, les ions B^+ dont l'énergie de liaison est plus faible que celle des ions formateurs deviennent mobiles dans la matrice (figure 2.1). Soumis à un gradient de concentration entre le verre et le

¹GeeO : Groupement d'Electromagnétisme Expérimental et d'Optoélectronique, 16, chemin du vieux chêne, 38240 Meylan - France.

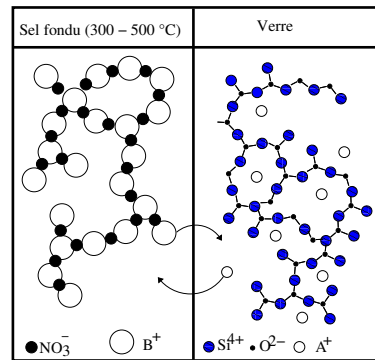


FIG. 2.1 – Echange d'ions entre un verre de silice et un bain de sel fondu.

sel, les ions B^+ du verre diffusent dans le bain et sont remplacés par les ions A^+ du sel. Cette variation locale de la concentration en ions dans le verre se traduit alors par un changement des propriétés mécaniques et optiques et en particulier par un changement local de l'indice de réfraction.

Si les tailles des deux ions échangés sont trop différentes, de fortes contraintes mécaniques peuvent s'exercer entre la partie échangée et la partie non échangée du verre. On peut alors observer des variations d'indice supérieures à celles attendues. Ces contraintes rendent souvent le guide anisotrope et donc biréfringent. Certains échanges sont même impossibles sans une rupture du verre.

Etapes technologiques de l'échange d'ions

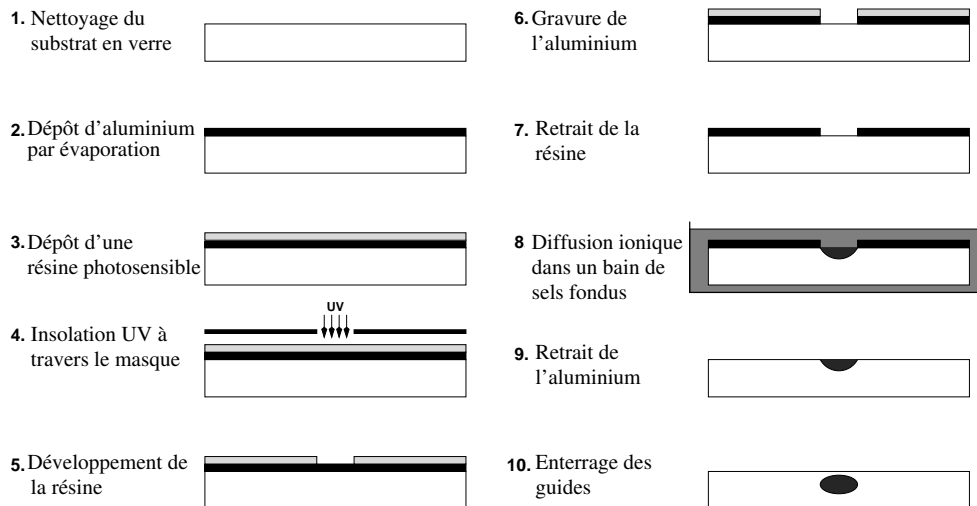


FIG. 2.2 – Etapes pour la réalisation de composants par échange d'ions dans des verres de silice.

La réalisation de guides canaux ou de structures plus complexes repose sur le masquage de certaines parties du verre avec un matériau imperméable aux ions échangés. On peut réaliser

ainsi des guides canaux ou des structures guidantes plus complexes. Le principe de réalisation des guides de largeur limitée est représenté figure 2.2. Il comporte 10 étapes principales utilisant des technologies empruntées à la micro-électronique :

1. **Nettoyage du substrat** : le substrat doit être exempt de toutes poussières pour permettre l'adhérence et l'uniformité de la couche d'aluminium. Pour maintenir cet état de propreté jusqu'à l'étape 7, le travail s'effectue en salle blanche.
2. et 3. **Dépôt du masque et de la résine** : une couche d'aluminium d'environ 200 nm d'épaisseur est déposée par évaporation thermique. Une couche de résine photosensible de $0,5\ \mu\text{m}$ est ensuite déposée.
4. **Insolation UV** : la résine est insolée à travers un masque qui reproduit les motifs des guides. Cette importante étape conditionne beaucoup la qualité des guides qui dépend de la résolution du masque, de la qualité du contact entre le masque et la résine, de la rugosité de la couche de résine et de l'homogénéité du faisceau UV. Le masque est un substrat de quartz avec une couche de chrome comportant des ouvertures aux endroits où la résine doit être enlevée. Ces ouvertures ont quelques micromètres de largeur (typiquement $2\ \mu\text{m}$).
5. **Développement de la résine** : le substrat est plongé dans une solution à base de soude. Les parties de résine insolées se dissolvent beaucoup plus rapidement que les parties masquées.
6. et 7. **Gravure de l'aluminium** : l'aluminium est gravé à travers les ouvertures du masque en résine par gravure humide (acide orthophosphorique) puis, le masque en résine est retiré.
8. et 9. **Echange d'ions** : l'échantillon est placé dans un bécher avec le sel fondu contenant les ions à échanger. Le profil du guide dépend alors de la température du bain (maintenue constante au degré près), de la largeur de la fenêtre de diffusion et de la durée de l'échange. Après nettoyage, le masque en aluminium est retiré.
10. **Enterrage** : après l'échange, le guide avec un profil d'indice "semi-elliptique" se trouve sous la surface du substrat. Pour limiter les interactions du mode guidé avec l'air et pour favoriser le couplage des fibres avec les guides en les rendant circulaires, on enterre le guide à quelques microns sous la surface par deux méthodes.
 - L'**enterrage thermique** consiste à faire une seconde diffusion avec les ions constituants du verre. D'une part, les ions échangés situés à la surface du substrat vont s'échanger avec les ions Na^+ du bain ; d'autre part, soumis à une température élevée les ions échangés vont redevenir mobiles et migrer de façon isotrope dans la matrice vitreuse. Ce phénomène permet d'arrondir et d'enterrer le guide avec un adoucissement des irrégularités. De plus, le guide s'élargit et la différence d'indice guide / substrat diminue. Cela a pour conséquence de diminuer les pertes de propagation et de couplage. Par contre, une immersion prolongée dans le bain risque dans un premier temps de rendre le guide multimode et, dans un deuxième temps, de le détruire par une trop

forte diminution de la différence d'indice.

- L'**enterrage sous champ** est similaire au cas précédant avec l'assistance d'un champ électrique. En effet, la charge positive de ces ions est mise à contribution pour accélérer et uniformiser leur déplacement dans le verre. Cette technique permet de produire des guides de forme quasiment circulaire avec des pertes de propagation très faibles mais sa mise en oeuvre est plus lourde que celle de l'enterrage thermique.

Nettoyage, polissage et découpage de l'échantillon : afin d'assurer un bon couplage avec les fibres et le guide, il faut découper ou cliver le verre perpendiculairement aux guides. Pour polir les arêtes ainsi formées, on utilise des poudres d'alumine avec des grains de tailles décroissantes. Une arête ne présentant aucun éclat supérieur à $1 \mu\text{m}$ est le résultat d'un polissage réussi.

Choix des échanges

Ce qui va beaucoup conditionner les caractéristiques du guide sont le choix du verre et du type d'ions à échanger, en prenant garde à ce que ces choix ne sont pas indépendants. Les caractéristiques essentielles qui nous intéressent ici sont de faibles pertes de propagation et un profil de guide circulaire avec une différence d'indice telle que les pertes par couplage fibre / guide soient faibles. Les ions modificateurs potentiels pour l'échange d'ions dans les verres à base de silice sont présentés dans le tableau 2.1 (R.V. RAMAMSWAMY & R. SRIVASTAVA, 1988; BROQUIN, 2001) :

TAB. 2.1 – Ions utilisables pour l'échange d'ions sur substrat de verre de silice avec leurs principales caractéristiques.

Ions dans le sel	Ions dans le verre	Δn_{max}	Tps d'échange / Temp. de diff.	Pertes dB/cm	Remarques
K⁺	<i>Na⁺</i>	0,009	minutes / 400°	<0,5	effets de biréfringence
Ag⁺	<i>Na⁺/K⁺</i>	0,1	secondes / 330°	<0,2	réduction en ions métalliques
Tl⁺	<i>Na⁺/K⁺</i>	0,1	minutes / 500°	<0,2	toxicité / verre spécial
Li ⁺	<i>Na⁺</i>	0,02	secondes / 500°	>1	contraintes de traction, microfissures
Rb ⁺	<i>Na⁺/K⁺</i>	0,01	heures / 520°	>1	prix élevés
Cs ⁺	<i>K⁺</i>	0,04	heures / 400°	~1	verre spécial sinon contraintes

Seuls les trois premiers échanges sont actuellement mis en oeuvre à l'IMEP :

L'échange au potassium K^+/Na^+ est le plus simple à mettre en oeuvre mais l'enterrage est difficile ce qui donne des guides à profil dissymétrique et augmente les pertes par couplage. De plus, des contraintes mécaniques apparaissant lors de l'échange rendent les guides biréfringents.

L'échange à l'argent Ag^+/Na^+ donne des pertes de propagation très faibles en proche infrarouge avec possibilité d'enterrer les guides pour obtenir des guides circulaires. La

différence d'indice accessible varie sur une large plage et peut atteindre 0,1 suivant les conditions d'échange et d'enterrage. Une forte différence d'indice permet de bien confiner le mode fondamental et de réaliser des fonctions optiques compactes. Cependant, l'argent est peu stable dans le verre et se réduit sous forme métallique au contact d'impuretés telles que le fer ou l'arsenic (R.V. RAMAMSWAMY & R. SRIVASTAVA, 1988). Il est alors nécessaire d'utiliser des verres spéciaux exempts de toute impureté. Le laboratoire utilise un verre spécial, le GO14 développé par le GeeO¹.

L'échange au Thalium Tl^+/Na^+ donne une forte différence d'indice et des pertes faibles mais nécessite un verre spécial tout en étant un procédé toxique. Cet échange n'est utilisé que pour des applications particulières, lorsque l'on souhaite avoir un mode très confiné.

Adaptation à la bande K

Pour obtenir des guides monomodes en bande K , il faut augmenter la longueur d'onde de coupure. Pour cela, il faut soit augmenter le diamètre des guides, soit augmenter la différence d'indice cœur/gaine ou une combinaison des deux. Pour un échange d'ions et un verre donné, cela peut être obtenu en augmentant la largeur de la fenêtre à travers laquelle on fait l'échange ou bien en augmentant le temps d'échange et/ou sa température. Changer la largeur des fenêtres est plus coûteux que faire varier les paramètres de l'échange d'ions et c'est la méthode choisie pour adapter la technologie et réaliser des guides monomodes en bande K .

Premiers essais de guide

Des premiers tests sur des guides droits ont été réalisés à l'IMEP avec des échanges au potassium et à l'argent dans différents verres. Le but est de réaliser des guides monomodes en bande K et de déterminer les pertes de propagation et les pertes par couplage. Ces résultats, rapportés dans SCHANEN (1999) et LAURENT *et al.* (2000), sont résumés ici. Le tableau 2.2 donne les pertes des verres et les caractéristiques des guides dans les bandes H et K (BERGER, 1998; SCHANEN *et al.*, 1997).

Le choix du verre est fait essentiellement sur deux critères : les pertes des guides et le profil des guides. La comparaison de la perte des verres permet déjà de se faire une idée des pertes des guides et de procéder à un premier choix. Les pertes par absorption du verre ont été mesurées sur des lames d'épaisseur de l'ordre du millimètre sur la bande H [1,47-1,78 μm] et sur la gamme de longueur d'onde [2,2-2,4 μm] (bande nommée \hat{K}). Ces mesures n'ont pas été faites sur toute la bande K car elles sont déduites de mesure de transmission spectrale débutant à 2,2 μm de longueur d'onde. En comparant les valeurs de pertes pour le même domaine spectral et pour des épaisseurs similaires, on peut néanmoins se faire une idée des pertes relatives des verres. Ainsi, le verre B1664 (Corning) pour lequel les pertes sont importantes a été éliminé. Les pertes par propagation et par couplage dans les guides droits ont été mesurées sur la bande H et sur la bande \bar{K} [2-2,5 μm] (cette largeur est imposée par le filtre spectral utilisé). Une

TAB. 2.2 – Caractéristiques des verres et des guides en bande K réalisés par échange d'ions.

Verre/ ions échangés	Verre		Guide droit				Remarques
	absorption / (épaisseur) [dB/cm]		propagation [dB/cm]		couplage [dB]		
Bande	H	\widehat{K}^a	H	\overline{K}^b	H	\overline{K}^b	
Mentzel ^c K^+/Na^+	0,5 (1mm)	0,6 (1mm)	0,3	0,43	2,2	10	guide très elliptique
B270 Desag K^+/Na^+	0,09 (5mm)	1,0 (1mm)		0,79		1,8	guide non transparent sur toute la bande K ?
B1664 Corning K^+/Na^+		1,6 (2mm)					pas de guide réalisé
GO14 Ag^+/Na^+	0,35 (1,5mm)	0,6 (1,5mm)	0,1		0,2		technologie retenue

^a \widehat{K} signifie ici la bande spectrale [2,2-2,4 μm].

^b \overline{K} signifie ici la bande spectrale [2,0-2,5 μm].

^c Lame de microscope.

analyse des pertes des guides réalisés dans le verre B270 montre qu'après échange, les guides ne sont probablement pas transparents sur toute la bande spectrale \overline{K} . Le verre Mentzel présente des pertes par absorption faible mais les guides réalisés donnent de fortes pertes par couplage à cause de leurs cœurs elliptiques conséquence de l'échange au potassium. Le verre GO14 pour un échange à l'argent présente des pertes faibles et c'est ce verre qui a été retenu pour faire des guides en bande K . C'est aussi cet échange qui a été retenu pour réaliser la plupart des composants en bande H puisque pour cette technologie, les pertes de couplage et par propagation sont faibles (HAGUENAUER, 2001).

2.2.2 La technologie silice sur silicium

Etapes technologiques

La micro-électronique a été à l'origine du développement de la technologie de gravure de couches de silice dopée déposées sur un substrat de silicium (MOTTIER, 1997). La première voie technologique explorée (nitrure de silicium (Si_3N_4) déposé sur de la silice (SiO_2)) entraînait une forte différence d'indice ($\Delta n \simeq 0,5$) entre le cœur et les couches de recouvrement, ce qui permettait la fabrication de composants d'optique intégrée de très petites dimensions (lentille de Fresnel, miroirs, ...). Ces petites dimensions donnaient des guides très fortement confinés mais défavorisaient le couplage avec des fibres optiques. Ces guides présentaient une biréfringence élevée donc un comportement très différent entre les modes de propagation polarisés TE et TM. Pour résoudre le problème du couplage avec les fibres optiques, une deuxième technologie a été mise au point. Elle est basée sur la gravure d'une couche de silice dopée

au phosphore formant le cœur entourée d'autres couches de silice également dopées au phosphore mais plus faiblement. On atteint ainsi des différences d'indice allant de 0,015 à 0,003, similaires à celles rencontrées dans le cas des fibres. Les tailles des cœurs sont alors du même ordre que pour les fibres optiques et on obtient de très bons taux de couplage.

La figure 2.3 présente le processus de réalisation de ces guides. Ce processus est optimisé pour des guides monomodes à la longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$ (les indices sont aussi donnés à cette longueur d'onde) :

1. Sur un substrat de silicium sont déposées successivement deux couches de silice dopée au phosphore. La première couche dopée à 3% a un indice voisin de 1,465 et son épaisseur varie entre 12 et $15 \mu\text{m}$. La couche supérieure présente un dopage à 6% et une épaisseur de 4,5 à $5 \mu\text{m}$. Son indice est voisin de 1,475. C'est cette couche qui va constituer le cœur guidant. Après ce premier dépôt, les plaques subissent un recuit permettant une homogénéisation des deux couches et l'élimination partielle des molécules OH responsables de pics d'absorption dans l'infra-rouge. Le recuit permet également de réduire la rugosité des flancs des guides.
2. et 3. Un film mince (1 à $3 \mu\text{m}$) de résine photosensible est ensuite déposé sur toute la

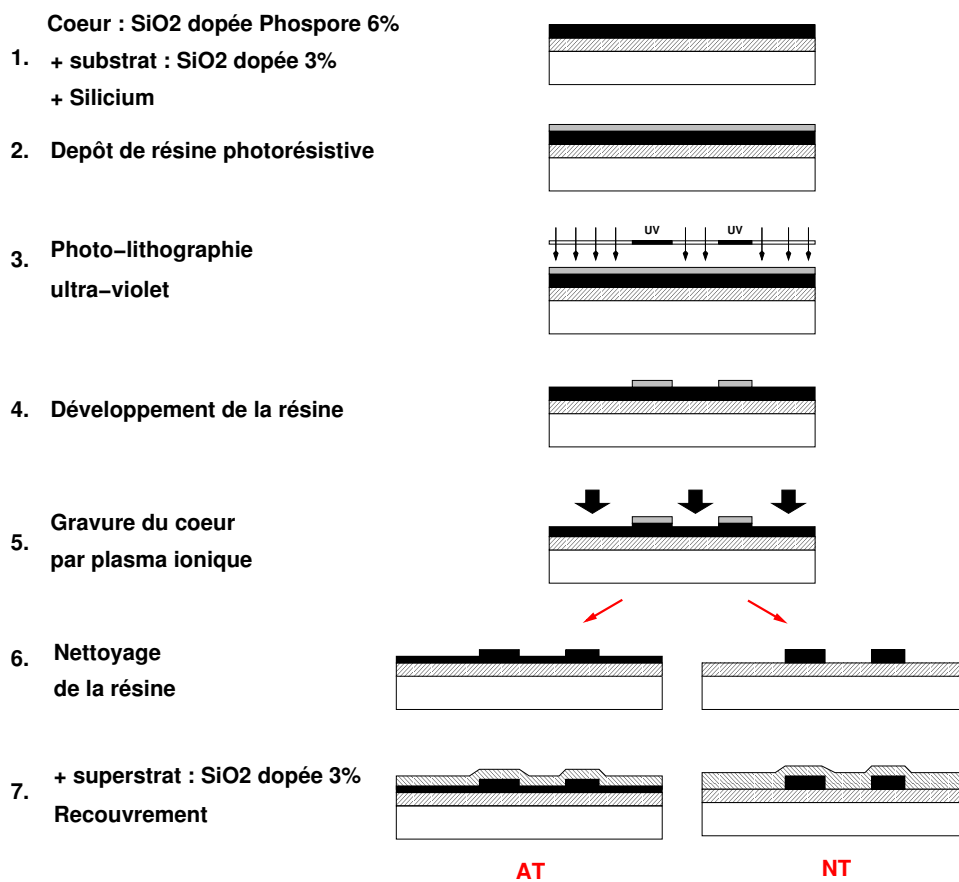


FIG. 2.3 – Etapes pour la réalisation de composants par gravure de couches de silice.

plaque et exposé à un rayonnement UV à travers le masque représentant le schéma des guides à réaliser. Le masque est ici opaque au niveau des emplacements des guides.

4. La résine est ensuite développée et ne subsiste qu'aux endroits où elle n'a pas été exposée aux UV, reproduisant ainsi fidèlement le dessin du masque.
5. Toute la plaque est alors soumise à l'action d'un plasma ionique qui va graver la couche supérieure de silice dopée aux endroits où il n'y a pas de résine. Ici, deux variantes de la technologie ont été mises en œuvre suivant la génération de composants. La première utilisée menait à une gravure partielle de la couche supérieure sur environ $3 \mu\text{m}$ laissant ainsi une couche identique au cœur de $2 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur toute la surface de la plaque (technologie AT, Ancienne Technologie). La deuxième version des composants réalisés utilisait une gravure complète de la zone de cœur (technologie NT, Nouvelle Technologie).
6. et 7. Une fois la gravure achevée, la résine est retirée et une nouvelle couche de silice faiblement dopée (3%) déposée sur la plaque, donnant le substrat.

Une nouvelle phase de recuit permet d'homogénéiser la dernière couche déposée.

Les phases de dépôt et de gravure déterminent l'épaisseur des guides. Leur largeur est donnée par le masque reproduit sur la plaque.

Adaptation à la bande K

Pour adapter cette technologie à la réalisation de guides monomodes en bande K , il faut augmenter la hauteur et la largeur du guide et/ou augmenter la différence d'indice (en changeant le taux de dopage). Ces changements sont plus lourds à gérer que pour la technologie d'échange d'ions car il faut reprendre tous les paramètres technologiques. La démarche a donc été de travailler avec les guides monomodes en bande H qui restent monomodes pour des longueurs d'onde supérieures.

Pour les mesures de perte, un composant réalisé avec la technologie AT et optimisé pour la bande H a été testé en bande K .

2.3 Composants testés

2.3.1 Technologie d'échange d'ions

Deux composants ont été réalisés par échange à l'argent par le GeO_2 , les paramètres d'échange utilisés pour les composants monomodes en bande H ont été adaptés pour que la longueur d'onde de coupure des guides soit plus élevée. Le masque utilisé pour réaliser ces composants comporte des guides droits et un recombinateur à jonction Y (figure 2.4). Ce recombinateur comporte une seule sortie interférométrique et lorsque les champs dans les deux bras d'entrées ne sont pas en phase, l'énergie qui n'est pas guidée dans la sortie interférométrique est rayonnée dans le substrat. Le recombinateur (voir figure 2.4) a deux

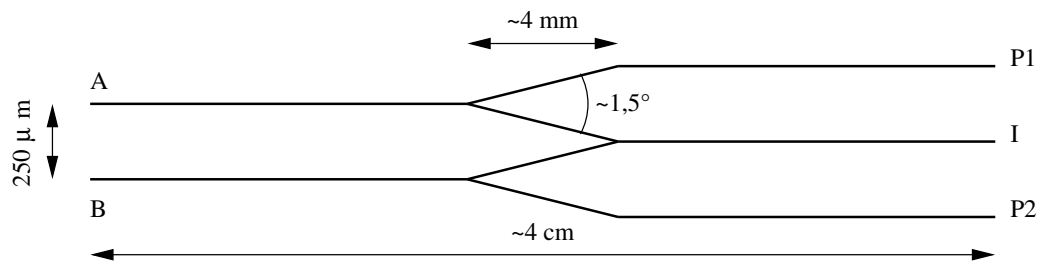


FIG. 2.4 – Schéma du recombineur 2T obtenu en technologie échange d'ions à l'argent (attention, le schéma n'est pas à l'échelle).

entrées (A et B) recombinaées avec une jonction Y (sortie I) et deux voies photométriques (voies P_1 et P_2). Le dessin de ce recombineur est le même que celui utilisé pour réaliser les recombineurs en bande H (voir HAGUENAUER (2001) partie 5.2.1). Ce recombineur n'a pas de courbure pour relier les différents guides mais comporte uniquement des guides droits. Cette absence de courbure ne change pas les fonctions optiques du recombineur mais va par contre induire des pertes en plus des pertes fonctionnelles au niveau des jonctions Y directes et inverses et au niveau des coudes.

2.3.2 Technologie silice sur silicium

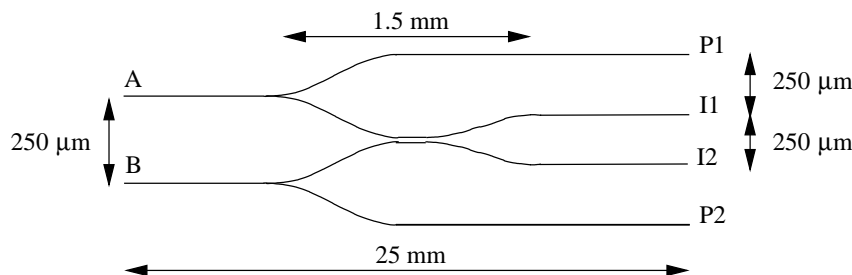


FIG. 2.5 – Schéma du recombineur 2T en technologie silice sur silicium (attention, le schéma n'est pas à l'échelle).

Pour cette technologie, j'ai testé en bande K le recombineur 2T optimisé pour la bande H qui a été utilisé sur l'interféromètre IOTA lors des observations de Novembre 2000 (HAGUENAUER, 2001). Il s'agit d'un recombineur à deux entrées avec un coupleur directionnel asymétrique comme fonction de recombinaison et deux voies photométriques (figure 2.5). Un coupleur directionnel est réalisé en rapprochant deux guides de telle sorte qu'il y ait échange d'énergie de l'un à l'autre. Le terme asymétrique vient de ce que le profil des deux guides est légèrement différent pour réduire les effets du chromatisme. Le composant a été utilisé avec sa connectique d'origine par fibre en silice à maintien de polarisation dont la longueur d'onde de coupure est de $1,3 \mu\text{m}$ (fibre à cœur elliptique HB1550 / Oxford Electronics).

2.4 Transmission des composants

Afin de valider ou d'améliorer une technologie d'optique intégrée, il faut connaître les pertes de propagation des guides d'onde. C'est un critères essentiel dans le cadre de l'application astrophysique puisque cela va déterminer les objets stellaires qui pourront être observés. Dans cette partie, je donne des méthodes de mesures ainsi que des résultats pour les deux technologies présentées ci-dessus. Pour la technologie d'échange d'ions, j'ai mesuré les pertes du verre non-échangé (partie 2.4.1). Puis, je présente les différentes méthodes pour mesurer des pertes de propagation dans des guides (partie 2.4.2) et je décris le banc de mesure utilisé (partie 2.4.3). J'applique ces moyens pour mesurer les pertes d'une fibre monomode en bande K (partie 2.4.4) et pour faire un bilan détaillé des pertes de recombinateurs (partie 2.4.5).

2.4.1 Perte du verre utilisé pour l'échange d'ions

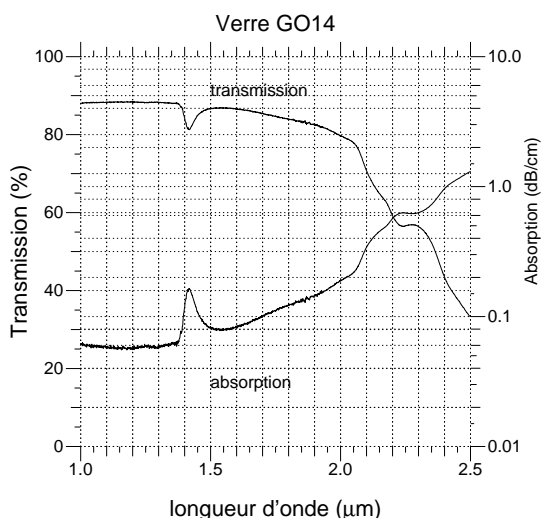


FIG. 2.6 – Transmission et pertes par absorption du verre GO14 utilisé pour l'échange d'ions à l'argent. Le bloc de verre fait 3,4 cm d'épaisseur. Le graphique donne la transmission brute du verre (non corrigée des pertes par réflexion) et les pertes par absorption.

Les verres de silice transmettent de l'UV jusqu'à environ 2,5 μm . La fenêtre de transmission du verre et les pertes dépendent de la composition du verre et donc de la façon de le produire (voir le chapitre 3 pour plus de détails). Dans notre cas, le verre GO14 utilisé est un verre de silice dont la composition a été optimisée pour que l'échange à l'argent soit chimiquement stable tout en assurant des pertes par absorption faible à 1,3 et à 1,55 μm . Dans cette partie, je mesure la fenêtre de transparence du verre ainsi que ses pertes par absorption.

On cherche à connaître les pertes par absorption sur des distances correspondantes aux longueurs de propagation des guides. Il est difficile de déduire les pertes par absorption lorsque la distance est trop différente de celle des guides car les erreurs de mesure sur les flux provoquent des erreurs très importantes sur les pertes. Les recombinateurs ont des longueurs de

propagation de l'ordre de quelques centimètres. J'ai donc mesuré la transmission d'un bloc de verre de 3,4 cm d'épaisseur (voir figure 2.6).

Pour obtenir les pertes, il faut tenir compte de la réflexion de Fresnel sur les deux faces. En réflexion normale (ce que l'on considère ici), ces pertes ne dépendent que de l'indice optique. La transmission totale est donnée par :

$$T = T_1.T_2.T_\alpha \quad (2.1)$$

$(1-T_1)$ et $(1-T_2)$ sont les pertes par réflexion aux deux interfaces et T_α est la transmission due au matériau seul. On ne tient pas compte des réflexions multiples dans le matériau car les faces sont rarement suffisamment parallèles pour assurer des réflexions multiples. De plus, il faudrait une résolution spectrale bien plus élevée (ici, de l'ordre de $10.10^{-6} \mu\text{m}$ pour une résolution de mesure de 1 nm) pour résoudre les franges d'interférence résultant de ces réflexions multiples. En réflexion normale, les pertes s'écrivent, avec n indice du verre :

$$P \simeq 1 - \left[\frac{4n}{(1+n)^2} \right]^2 \quad (2.2)$$

Pour évaluer ce terme, il faut connaître l'indice du verre en fonction de la longueur d'onde. En pratique, l'indice optique varie faiblement avec la longueur d'onde surtout en infrarouge proche et c'est d'autant plus vrai pour l'infrarouge thermique. Typiquement, l'indice de réfraction d'un verre de silice varie de 1,5% entre 1 et $2,5 \mu\text{m}$ de longueurs d'onde. De plus, on cherche seulement à avoir un ordre de grandeur sur les pertes. Ici, j'ai pris un indice du verre de 1,49 (KLOCEK, 1991). Les pertes P du matériau en dB/cm sont données par la relation, avec e épaisseur de l'échantillon en cm :

$$P = -\frac{10}{e}.\log_{10}(T_\alpha) \quad (2.3)$$

La figure 2.6 donne en fonction de la longueur d'onde, les pertes par absorption. Le tableau 2.3 donne les pertes moyennes sur les bandes atmosphériques H , K et K' .

TAB. 2.3 – Pertes moyennes du verre GO14 dans les différentes bandes atmosphériques. Pertes obtenues à partir des mesures sur un bloc d'épaisseur 3,4 cm.

Bande spectrale	pertes [dB/cm]
H	0,09
K [2-2,4 μm]	0,51
K' [2-2,3 μm]	0,43

On voit donc que le verre GO14 utilisé pour l'échange d'ions à l'argent transmet sur la bande K' avec des pertes de 0,5 dB/cm. Celles-ci, si elles sont supérieures aux pertes en bande H de 0,09 dB/cm, domaine de longueurs d'onde pour lequel l'échange a été optimisé, restent très correctes pour notre application.

2.4.2 Méthodes de mesure des pertes de propagation

Les pertes de propagation dans les guides ont une double origine : les pertes intrinsèques dues à la structure même du verre et les pertes extrinsèques dues aux défauts du verre (impuretés, inhomogénéités, ...) et aux défauts introduits lors de la fabrication du guide pendant les étapes de gravure (lithographie et/ou gravure des couches minces) et/ou pendant l'échange d'ions (précipitation, microfissures, contraintes mécaniques). Dans le chapitre 3, je détaillerai les origines des pertes dans les matériaux optiques.

Il existe plusieurs façons de mesurer les pertes, certaines sont destructives, d'autres non. Certaines méthodes permettent de mesurer l'ensemble des pertes et d'autres permettent de mesurer les pertes de propagation indépendamment des pertes de couplage (OKAMURA *et al.*, 1986; HICKERNELL *et al.*, 1988; HARUNA *et al.*, 1992). Trois méthodes sont plus particulièrement mises en oeuvre à l'IMEP.

Mesure de la diffusion

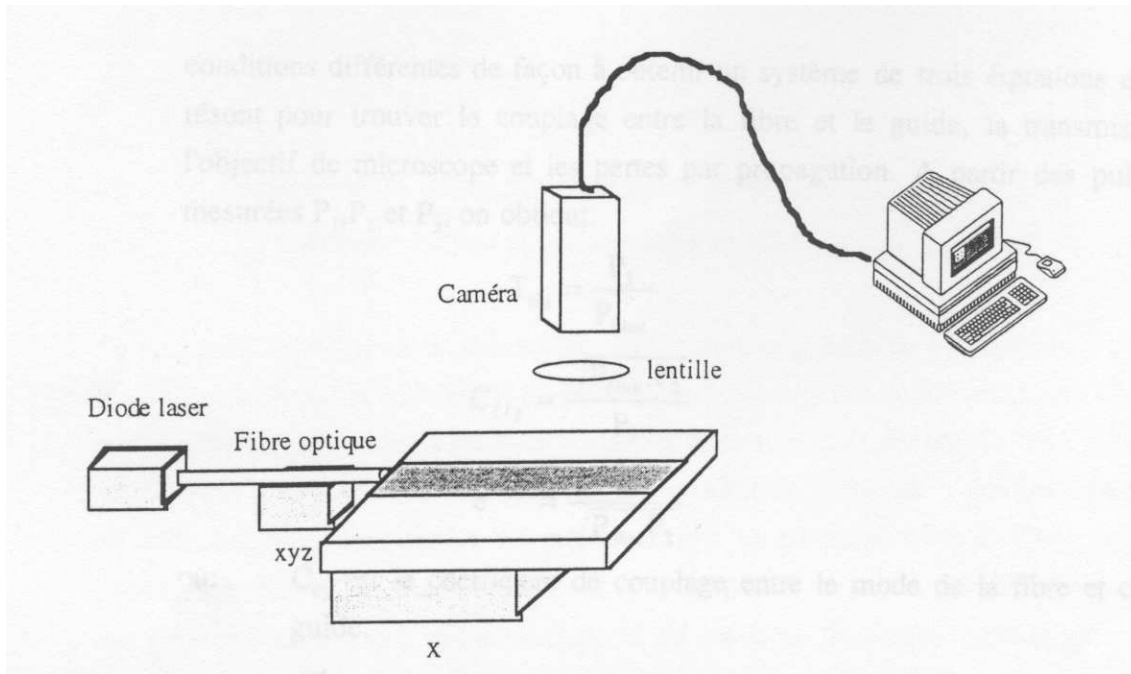


FIG. 2.7 – Banc de mesure des pertes de propagation utilisant la diffusion de Rayleigh.

Dans un guide d'onde, le faisceau guidé perd une faible partie de sa puissance à cause des inhomogénéités de l'indice de réfraction à l'échelle microscopique. Ce phénomène est appelé diffusion de Rayleigh. La puissance diffusée étant proportionnelle à la puissance guidée, en mesurant l'évolution de la puissance diffusée au cours de la propagation, on peut mesurer les pertes par propagation du guide. La figure 2.7 représente le schéma du banc de mesure : une caméra infrarouge détecte la lumière diffusée perpendiculairement à la surface du composant. Bien que potentiellement intéressante, cette méthode est délicate à mettre en oeuvre car il

faut mesurer une lumière diffusée, ce qui nécessite un système d'imagerie sensible, avec un grand champ de vue pour identifier la diminution du flux selon la longueur de propagation.

Méthode des recoupes successives ("cut-back")

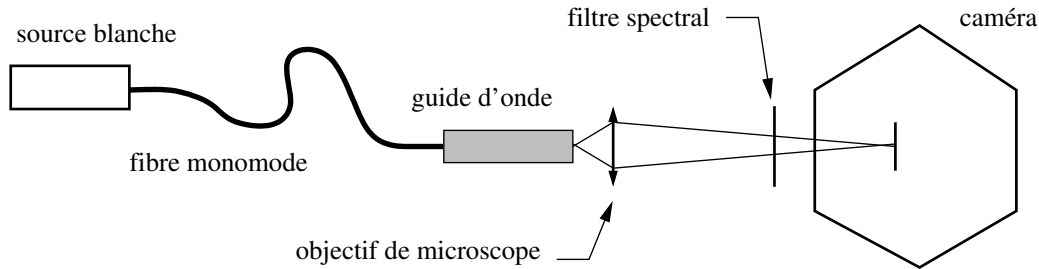


FIG. 2.8 – Banc de mesure des pertes de propagation utilisant la méthode des recoupes successives.

L'idée est de mesurer le flux en sortie du guide pour différentes longueurs de guide. Ce flux varie exponentiellement avec la longueur de propagation. Le coefficient de perte par propagation est donné par le paramètre de la décroissance exponentielle. Pour mesurer le flux en sortie de guide, on utilise le montage de la figure 2.8. Le flux en sortie de guide est mesuré avec une caméra ou avec un détecteur monopixel. En extrapolant les mesures pour une longueur de propagation nulle, on obtient les pertes de couplage à l'entrée et à la sortie du guide. Pour que cette mesure soit correcte, il faut que les couplages soient identiques pour chaque mesure. Cette méthode, bien que destructive, est la plus fiable pour déterminer les pertes de propagation.

Méthode par imagerie

Cette méthode non destructive utilise le même montage que celui donné sur la figure 2.8. Les pertes par couplage sont déduites en imageant les champs en sortie de fibre et de guide puis en calculant l'intégrale de recouvrement des deux champs (relation 1.65). Les pertes de propagation sont déduites du rapport des flux en sortie de guide et de fibre. Les nombreux alignements nécessaires pour utiliser cette méthode la rend délicate à mettre en oeuvre. Cependant, c'est la méthode retenue car je disposais de peu de guide qu'il n'était pas possible de couper.

2.4.3 Banc de mesure

Description du banc

Le banc, installé au LAOG, est décrit sur la figure 2.8. Les sources utilisées sont des lampes halogènes avec une optique d'injection dans la fibre optique (lampes Ocean Optics réf. LS1 et HL2000). La difficulté principale réside dans le fait que les sources sont conçues pour un éclairage dans le visible et que le flux en sortie de fibre est faible en bande H

et à plus forte raison en bande K , essentiellement parce que le verre de l'ampoule de la lampe et l'optique d'injection en verre de silice donnait des pertes importantes. Un filtre spectral passe-bande, placé devant la caméra, permet de faire des mesures sur la bande \overline{K} [2-2,5 μm]. La fibre d'injection doit être monomode sur la bande K (afin de pouvoir déterminer le couplage fibre / guide). J'ai utilisé une fibre en silice fabriquée par Oxford Electronics que j'ai caractérisée en perte sur la bande K (voir la partie 2.4.4). Différents objectifs de microscope ont été utilisés pour imager la sortie du guide et de la fibre. Des objectifs à faible grossissement (X6, X10) ont été utilisés pour mesurer les flux et un objectif X40 a été utilisé pour faire des champs proches et déterminer les couplages. La caméra utilisée est décrite ci-après.

Caméra LYRIC

L'acquisition des signaux est effectuée à l'aide d'un détecteur CMOS infrarouge en HgCdTe refroidie par azote liquide de 128 x 128 pixels (pixels de 45 μm de côté soit une matrice de 6x6 mm - FEAUTRIER *et al.* (1994)). Le détecteur est sensible entre 1 et 5 μm de longueurs d'onde avec une sensibilité maximale dans la bande [3-5 μm]. Lors de ces mesures, un filtre passe-bas dont la longueur d'onde de coupure est à 2,5 μm est placé à l'intérieur du cryostat devant le détecteur afin de limiter l'influence du fond thermique (la cible est sensible jusqu'à 5 μm). Ce filtre est en contact avec la platine froide afin d'être à la température de l'azote liquide pour ne pas générer lui-même de signal thermique. Pour sélectionner la bande spectrale de mesure, on place des filtres à l'extérieur de la caméra, devant le hublot en quartz (dans cette configuration, seules les bandes J , H et K étaient accessibles. Par la suite, la caméra a été améliorée, en particulier par l'adjonction de filtre dans les bandes H , K' , L et M internes à la caméra et donc refroidis à la température de l'azote liquide. Un PC sous Linux et une électronique dédiée permettent le contrôle de tous les paramètres de la caméra : temps d'acquisition, zone utile de la cible, nombre de pixels lus. Les données analogiques fournies par la caméra sont converties en données numériques par une carte CAN (Convertisseur Analogique Numérique) avant d'être transférées au PC. Deux modes d'acquisition sont possibles : image complète de la cible ou enregistrement de la valeur de pixels choisis (ou d'une fenêtre carrée autour d'eux). Ce dernier mode permet de réduire le temps nécessaire à l'enregistrement des données. L'électronique de lecture de la cible a été développée au LAOG et optimisée par rapport à la géométrie planaire des composants (sorties sur une seule ligne). On ne lit que les pixels utiles sur la cible, le reste des pixels de la cible n'étant alors tout simplement pas convertis. La fréquence d'échantillonnage des pixels est de 4 kHz pour la lecture des zones utiles, et le balayage du reste de la cible se fait à 40 kHz. Au cours de l'amélioration de la caméra, j'ai participé au développement du logiciel de contrôle, en particulier sur l'interface graphique qui a été rendu plus convivial.

Mise en oeuvre des mesures

Durant ces mesures en bande K , les difficultés majeures rencontrées ont été liées d'une part au travail avec un faible flux et d'autre part par le flux émis par l'environnement qui

devient non négligeable en bande K par rapport à la bande H .

Plutôt que de décrire en détails la procédure utilisée qui va toujours être spécifique à un problème donné, je vais donner les points auxquels il faut faire attention et les solutions apportées. Ainsi ces conseils permettront de mener d'autres campagnes de mesure en bande K et pour des longueurs d'onde plus élevées :

Rapport de flux : la plupart des mesures sont basées sur des rapports de flux en sortie de guide et en sortie de fibre. Il faut prendre garde à conserver le montage dans le même état entre ces mesures et en particulier ne pas toucher la configuration du système d'imagerie pour ne pas changer le grandissement optique et le couplage optique. De même, changer la courbure de la fibre d'injection modifie le flux en sortie à cause du changement des pertes par courbure. Bien que cet effet soit faible, il vaut éviter de trop toucher à la fibre.

Fond thermique : en bande K , le flux de photons généré par l'environnement produit un signal de l'ordre de quelques pourcents du flux utile, ce qui dégrade la précision des mesures. Pour limiter son influence, il importe de diminuer le nombre de sources de chaleur (lampe d'éclairage, système électronique, ...) et de conserver cet environnement identique durant un ensemble de mesures. Pour un détecteur comme Lyric, il faut soustraire au flux mesuré pour chacun des pixels, le flux obtenu sans la source de mesure (opération de soustraction du fond thermique). Ce flux est dû à l'émission thermique de l'environnement et à l'électronique du détecteur et de la caméra qui génère des charges électriques interprétées comme des photons par le système d'acquisition. Afin de s'affranchir de variations dans le temps des conditions de mesure, il importe de faire systématiquement un fond immédiatement après chaque acquisition. De plus, il ne faut pas changer la configuration du montage (par exemple, masquer le flux en sortie du composant ne suffit pas, il faut masquer le flux le plus en amont du montage optique, idéalement au niveau de la source, pour ne pas modifier l'émission thermique locale).

Couplage fibre/guide : pour ces mesures, le flux de la source est injecté par une fibre monomode. Du côté composant, la fibre est nue c'est-à-dire clivée, maintenue dans un mandrin et positionnée dans l'axe du guide avec une platine 5 axes (Newport). Pour que les mesures de pertes soient réalistes, le couplage doit être identique à chaque mesure. L'optimisation du couplage se fait d'abord visuellement en alignant fibre et guide puis en maximisant le flux en sortie de composant. Au cours de ces différents couplages, il faut veiller à ne pas dégrader l'état de la face de la fibre, ce qui changerait le flux en sortie.

Précision des mesures : afin de réduire ces erreurs de mesure, il faut répéter les mesures un grand nombre de fois sur un même guide. 5 à 10 mesures successives représentent un bon compromis entre l'élimination des variations de flux de la source et le temps à passer pour faire ces mesures (plus le temps de mesure est long et plus les conditions de mesure risquent d'évoluer). L'expérience a montré que la précision de mesure des flux est de l'ordre de quelques pourcents.

2.4.4 Fibre optique monomode en bande K

Caractéristiques de la fibre

Pour faire des mesures de pertes sur certains guides et composants en silice, j'ai utilisé une fibre monomode en bande K avec une longueur d'onde de coupure à $1,9 \mu\text{m}$ fabriquée par Oxford Electronic (voir le tableau 2.4 pour les caractéristiques de cette fibre) ². J'ai mené avec Karine Perraut une caractérisation des pertes par propagation de cette fibre en fonction de la longueur d'onde dans la bande K , cette fibre étant également destinée au recombinateur interférométrique AMBER. Je donne ici la méthode de mesure ainsi que les pertes mesurées, l'ensemble des résultats étant consignés dans PERRAUT & LAURENT (2000).

TAB. 2.4 – Caractéristiques de la fibre optique en silice monomode en bande K (Fabricant Oxford Electronics / Fournisseur Fibercore).

Longueur d'onde de coupure	$1,9 \mu\text{m}$
Ouverture numérique	0,13
Diamètre de mode $2\omega_0$	$11,1 \mu\text{m}$
Perte	$0,7 \text{ dB/m@ } 1,55 \mu\text{m}$
Diamètre gaine optique	$125 \mu\text{m}$
Diamètre gaine mécanique	$250 \mu\text{m}$
Matériau cœur	Silice dopée germanium
Matériau gaine optique	Silice dopée phosphore/fluor
Maintien de polarisation	élevé

Le monochromateur à réseau SPEX

Pour mesurer les pertes de cette fibre en fonction de la longueur d'onde ainsi que pour d'autres mesures décrites dans le chapitre 4, j'ai utilisé un monochromateur à réseau décrit ici. Il s'agit d'un monochromateur SPEX (SPEX 270M - Jobin-Yvon) couvrant le visible et le proche infrarouge. Il utilise deux réseaux de diffraction, l'un blazé à 1200 nm (120 traits/mm) et l'autre blazé à 2500 nm (150 traits/mm). 3 filtres interférentiels passe-haut ($\lambda_c=900, 1600, 2500 \text{ nm}$) permettent d'éviter le recouvrement des ordres de diffraction des réseaux. Le monochromateur est complété par un détecteur monopixel PbS (Oriel, réf. : 70131) dont la surface active fait $3 \times 1 \text{ mm}^2$, pour un domaine de sensibilité compris entre 1 et $3,2 \mu\text{m}$. L'ensemble est piloté par une détection synchrone (Oriel réf. : 70100) et un logiciel développé au LAOG sous LabView. Un nouveau système de pilotage est en cours de mise au point et permettra d'implanter des scripts pour automatiser certains types d'acquisition. Il utilise le concept ASCCI (Architecture Standard pour Contrôle/Commande Instrumental) ³. développé par Jean Be-rezne au LAOG pour les besoins de pilotage des instruments astrophysiques et de laboratoire.

²Nous remercions François Reynaud de l'IRCOM pour la fourniture de cette fibre.

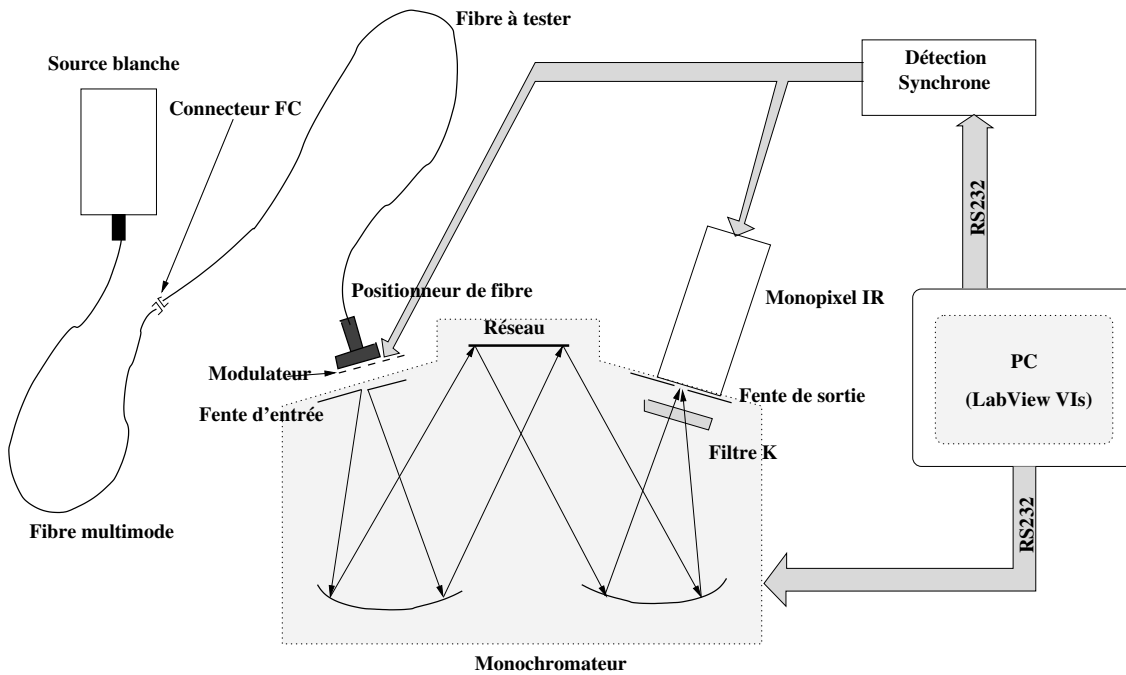


FIG. 2.9 – Schéma du banc pour mesurer les pertes par absorption de la fibre.

Au fur et à mesure des besoins, j'ai adapté ce monochromateur pour l'utiliser avec différentes sources et avec des fibres optiques nues ou connectorisées.

Procédure de mesure

La mesure des pertes par absorption de la fibre consiste à y injecter la lumière d'une source blanche (lampe halogène) à l'aide d'une fibre optique multimode et à analyser la lumière en sortie de la fibre en fonction de la longueur d'onde avec le monochromateur. Le détecteur est monté directement en sortie du monochromateur (figure 2.9).

Dans cette mesure, les difficultés sont de tenir compte de la transmission spectrale du banc de mesure et de s'affranchir des pertes par couplage entre les fibres multimode et monomode et celles à l'entrée du monochromateur. Pour s'affranchir de ces deux points, on utilise la méthode des recoupes successives (voir 2.4.2). Les pertes par absorption sont alors données par la relation :

$$P[\text{dB}/\text{m}] = -\frac{10}{(l_2 - l_1)[\text{m}]} \log_{10} \left[\frac{I(l_2)}{I(l_1)} \right] \quad (2.4)$$

avec $I(l_1)$ et $I(l_2)$ les intensités mesurées respectivement pour les longueurs de fibre l_1 et l_2 . Cette méthode suppose que le couplage est reproductible entre les différentes mesures ce qui a été vérifié sur des mesures successives.

La figure 2.10 (gauche) donne l'intensité en sortie de fibre pour deux longueurs de fibre (1 et 10 mètres) avec le spectre du banc de mesure obtenu lorsque la fibre multimode est directement

³<http://www-laog.obs.ujf-grenoble.fr/~berezne/ASCCI/Ascci.pdf>

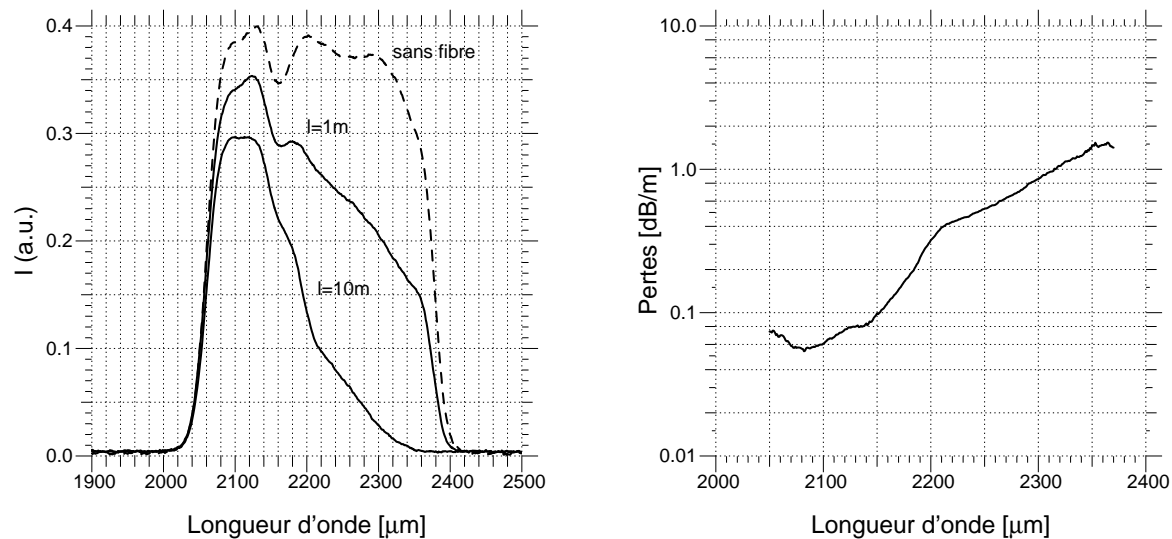


FIG. 2.10 – Gauche : Spectre en transmission de la fibre monomode en bande K pour 1 et 10 mètres de longueur. La courbe en pointillé correspond à la transmission spectrale du banc obtenu sans fibre. **Droite** : Pertes par absorption de la fibre déduites des spectres.

connectée en entrée du monochromateur. La mesure est faite avec un filtre passe-bande [2050-2370 nm] pour rejeter les hauts ordres de diffraction du réseau, seul filtre disponible au moment des mesures. Cette série de courbes donne une idée de la fenêtre de transmission des fibres en bande K . Les pertes sont calculées en fonction de la longueur d'onde sur la figure 2.10 (droite). Les pertes par absorption moyennées sur la bande [2050-2370 nm] sont donc de 0,3 dB/m. Si la fibre transmet bien sur toute la bande K , les pertes sont plus élevées pour les plus grandes longueurs d'onde de la bande parce que le matériau de la fibre est de la silice, faiblement transparent à ces longueurs d'onde.

2.4.5 Mesures de pertes sur composant

Les mesures de pertes sur des composants en optique intégrée servent d'une part à connaître la transmission globale du composant et donc à déterminer la magnitude limite des étoiles que l'on pourra observer. D'autre part, ces mesures sont nécessaires pour améliorer les performances des composants en déterminant les sources de pertes les plus importantes et celles que l'on peut réduire. On distingue les **pertes fonctionnelles**, celles qui sont dues aux fonctions optiques et que l'on ne peut réduire qu'en jouant sur le principe de la fonction optique, et les **pertes en excès** qui sont dues aux défauts de conception et de réalisation des composants. Ce sont surtout ces dernières pertes qu'il est important de quantifier pour améliorer les composants.

Composant en technologie échange d'ions

Les différentes sources de pertes sont (voir la figure 2.11) :

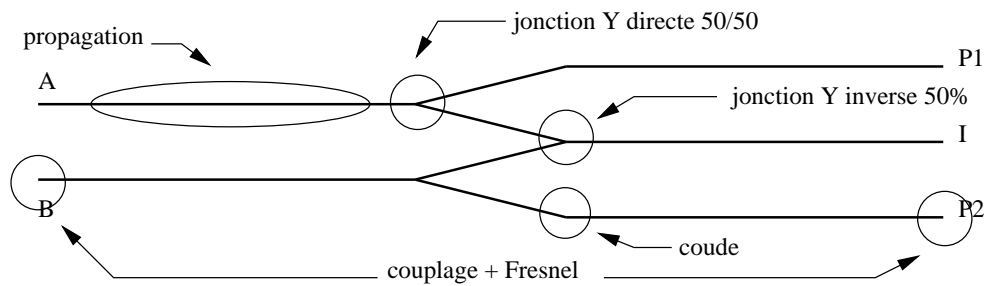


FIG. 2.11 – Sources de pertes dans un recombineur réalisé par échange d'ions.

Propagation : l'origine de ces pertes (P_{prop}) a été décrite précédemment. Pour réduire ces pertes, il faut travailler sur les paramètres de l'échange d'ions (choix du verre, des ions échangés et des paramètres technologiques). Les pertes de propagation ont été mesurées à 0,5 dB/cm et sont très proches des pertes par absorption du verre non échangé de 0,43 dB/cm. Ce n'est donc pas une source de perte que l'on pourra réduire.

Couplage : les pertes par couplage (P_{coupl}) sont obtenues à partir des champs proches de la fibre d'injection et du guide. La figure 2.12 donne les champs proches en sortie de guide (composant par échange d'ions) et de la fibre monomode en bande K . Les pertes de couplage sont des pertes en excès car elles peuvent être réduites en adaptant les dimensions des modes de la fibre et du guide (en adaptant la différence d'indice et le diamètre de cœur).

Fresnel : les pertes de Fresnel (P_{fr}) sont dues à la réflexion aux interfaces air-verre. Ces pertes peuvent être réduites en utilisant des liquides d'adaptation d'indice aux interfaces ou en utilisant des traitements anti-reflets.

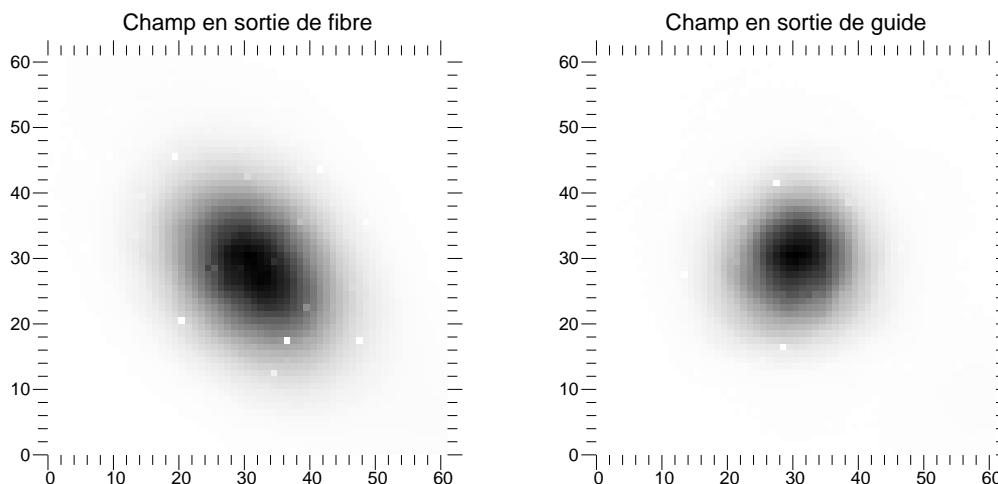


FIG. 2.12 – Champ proche en sortie de fibre (gauche) et en sortie de guide (droite) mesuré permettant le calcul du couplage. Le champ proche de la fibre est légèrement elliptique parce qu'elle est à maintien de polarisation.

Coude : un coude ou une courbure introduit des pertes d'autant plus faibles que le rayon de courbure est grand.

Jonction Y directe : une telle jonction sépare le flux incident de façon équivalente dans les deux bras de sorties, à condition que les guides soient monomodes. Les pertes en excès sont dues aux erreurs de reproduction de la pointe de l'Y.

Jonction Y inverse : la même jonction que celle décrite précédemment permet de recombinaison deux voies. Les pertes fonctionnelles (P_{comb}) de cette jonction sont de 50%, le flux non guidé étant rayonné dans le substrat.

Les équations de transmission du composant sont :

$$\begin{aligned} \frac{P_1}{A} &= \frac{P_2}{B} = (1 - P_{prop})(1 - P_{fr})(1 - P_{coupl})(1 - P_{func}) \cdot 0,5 \\ \frac{I}{A} &= \frac{I}{B} = (1 - P_{prop})(1 - P_{fr})(1 - P_{coupl})(1 - P_{func}) \cdot 0,5(1 - P_{comb}) \end{aligned} \quad (2.5)$$

On suppose que le composant a un comportement symétrique sur les voies A et B, c'est-à-dire que les termes de perte sont identiques sur ces deux voies. En injectant du flux dans les entrées A et B et en mesurant le flux dans les différentes voies de sorties, on peut déterminer les pertes en excès (P_{func}) des coudes et des jonctions Y. Les différents termes de pertes mesurés sur un recombineur optimisé pour la bande K sont donnés dans le tableau 2.5. La transmission mesurée en bandes H et K du recombineur ayant le même dessin mais avec des guides optimisés pour ces bandes est de 43% en H et de 35% en K. Les pertes de propagation, de 0,5 dB/cm en K sont plus élevées qu'en bande H mais sont compensées par les pertes de couplage plus faibles en K (à cause d'une meilleure adaptation des modes du guide et de la fibre).

Composant en technologie silice sur silicium

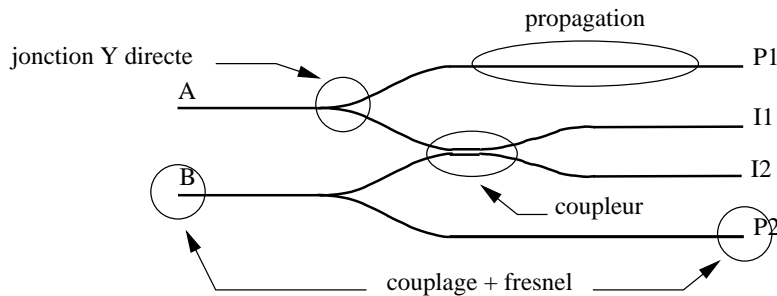


FIG. 2.13 – Sources de pertes dans un recombineur réalisé en technologie silice sur silicium.

Pour cette technologie, les différentes sources de perte sont pratiquement les mêmes. La différence essentielle vient du coupleur asymétrique utilisé pour la recombinaison interférométrique. Le coupleur est optimisé pour séparer le flux de façon égale entre les deux bras de sortie. Un tel coupleur a une réponse chromatique, c'est-à-dire que la séparation en flux est dépendante de la longueur d'onde. En jouant sur le dessin du coupleur (largeur et séparation

TAB. 2.5 – Estimation des différentes pertes optiques d’un recombineur dans la bande \overline{K} [2,0-2,5 μm]. La transmission expérimentale est la transmission mesurée $(P_1 + I)/A$ tandis que la transmission théorique est la même chose en supposant que les pertes en excès sont nulles (ce sont les pertes si le composant était parfaitement optimisé). Le nombre de photons détectés est la somme des photons dans toutes les sorties pour notre composant de 4 cm de long et pour 100 photons injectés dans chacune des entrées. Par comparaison, la dernière colonne donne les pertes obtenues en bande H pour un composant avec le même dessin mais pour un échange d’ions optimisé pour cette bande (HAGUENAUER *et al.*, 2000). Le composant avec son dessin optimisé a une transmission expérimentale de 54% en bande H (HAGUENAUER, 2001).

Bande	\overline{K}	H
Transmission expérimentale	35%	43%
Transmission théorique	40%	46%
Pertes de propagation	42% ^a	9% ^b
Perte de Fresnel	4%	4%
Perte de couplage	7%	20%
Perte de recombinaison ^c	50%	50%
Perte en excès	10%	10%
Nombre de photon en entrée	200	200
Nombre de photon détecté	70	86

^a $\sim 0,5$ dB/cm pour une longueur totale de 4 cm.

^b $\sim 0,1$ dB/cm pour une longueur totale de 4 cm.

^c 50% du flux pour une jonction Y inverse est diffusé dans le substrat (MALBET *et al.*, 1999).

des guides ainsi que la longueur de couplage), on peut rendre le coupleur achromatique sur une bande spectrale atmosphérique (SÉVERI *et al.*, 1999; GLUCK, 2001). Le composant étudié ici ayant été optimisé pour la bande H , la séparation en flux est déséquilibrée en bande K . Lors des mesures, je ne disposais pas de guides droits réalisés dans les mêmes conditions que le recombineur, il n’a donc pas été possible de déterminer les pertes de propagation et de couplage puis de déduire les autres termes de perte du recombineur. Le tableau 2.6 donne les pertes du composant fibré avec une fibre à maintien de polarisation avec une longueur d’onde de coupure à 1,3 μm . Les pertes de cette fibre peuvent être négligées devant les pertes du composant. La transmission est de 44% en bande H et de 16% en bande K . Une mesure de la transmission à 1,58 μm pour un composant issu d’une autre série avec un dessin identique mais non fibré donne une transmission de 78%. Cela tend à indiquer que le couplage fibre/guide n’est pas optimal (les pertes de la fibre sont plus petites que les pertes de couplage).

TAB. 2.6 – Pertes mesurées sur le recombineur en technologie silice sur silicium. Ces pertes concernent le composant fibré avec une fibre à maintien de polarisation dont la longueur d'onde de coupure est $1,3 \mu\text{m}$.

Bande spectrale	Transmission
H	0,44
\overline{K} [2-2,5 μm]	0,16

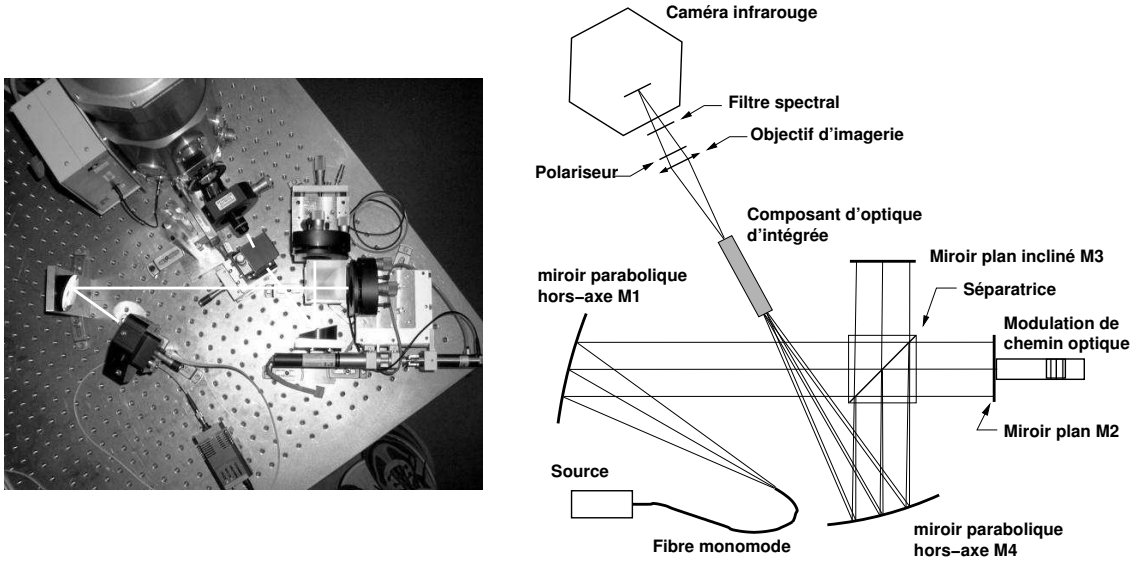


FIG. 2.14 – Schéma du banc d'injection directe utilisé pour mesurer le contraste des recombineurs.

2.5 Mesure de contraste

2.5.1 Principe et banc de mesure

Au LAOG, un banc, appelé banc d'injection directe, permet de mesurer le contraste interférométrique d'un composant. Ce banc a l'intérêt de ne pas nécessiter de nappe de fibre pour l'injection ce qui a permis de caractériser des recombineurs en bande K . La limitation vient de l'utilisation d'une source halogène fibrée ayant un faible flux en bande K (source décrite dans la partie 2.4.3) ainsi que d'un cube séparateur et d'un objectif d'imagerie non optimisés pour la bande K ce qui augmente les pertes. Le banc a été décrit en détail dans HAGUENAUER (2001) et je ne le décrirais que brièvement ici (figure 2.14). La lumière de la source fibrée (avec la fibre monomode en bande K décrite plus haut) collimatée par la parabole hors-axe M1 est séparée en deux faisceaux. Dans cet arrangement de Michelson, les deux faisceaux sont réfléchis par deux miroirs plans (M2 et M3). L'un des deux est incliné pour générer deux spots distincts qui sont focalisés sur les deux entrées du recombineur avec le miroir parabolique hors-axe M4. Le miroir M2 est monté sur un actuateur piézoélectrique pour moduler le chemin optique et balayer temporellement les interférogrammes. L'ensemble est placé en

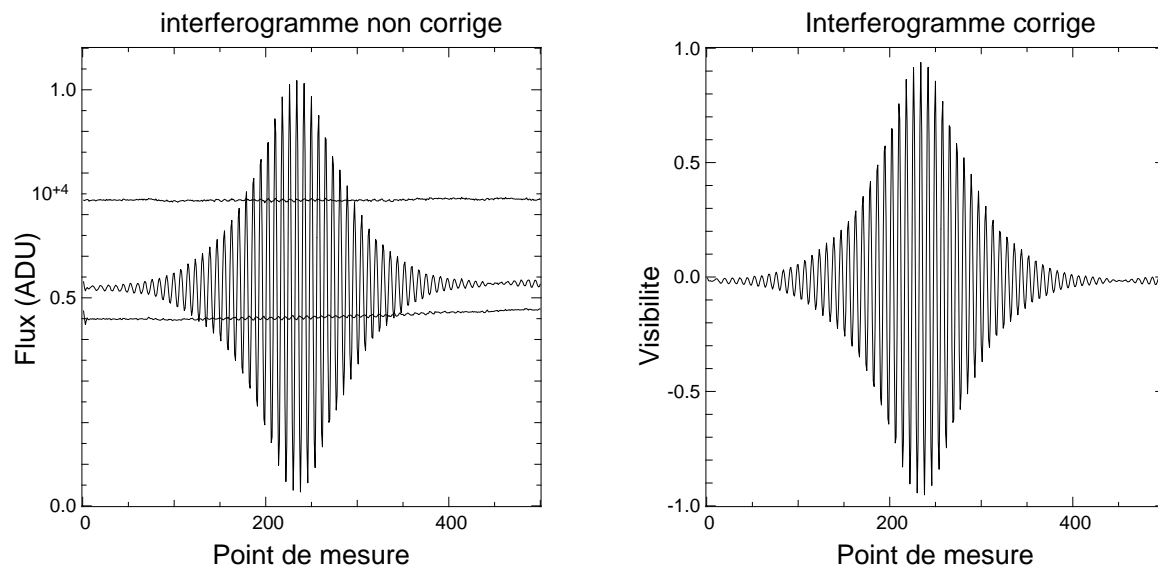


FIG. 2.15 – Interférogrammes obtenus en lumière blanche avec un recombineur dédié à la bande K . **Gauche** : Interférogramme non corrigé avec les deux voies photométriques. **Droite** : Interférogramme corrigé.

mode télécentrique afin que les deux faisceaux à l'entrée du composant soient parallèles. Le système d'acquisition utilise la caméra Lyric décrite précédemment avec le même filtre \hat{K} .

2.5.2 Mesures sur le composant par échange d'ions

Durant les acquisitions, les deux voies photométriques et la voie interférométrique sont enregistrées simultanément ce qui permet de compenser les variations photométriques comme décrit dans COUDE DU FORESTO *et al.* (1997). Un interférogramme typique avec les deux voies photométriques est donné pour le composant par échange d'ions sur la figure 2.15 (gauche). L'interférogramme corrigé est donné sur la figure de droite, la correction photométrique étant obtenue par la relation (BERGER *et al.*, 1999) :

$$I_c = \frac{I_0 - \alpha_1 P_1 - \alpha_2 P_2}{\sqrt{\alpha_1 P_1 \alpha_2 P_2}} \quad (2.6)$$

I_0 est le flux dans la voie interférométrique, P_1 et P_2 étant le flux dans les voies photométriques. α_1 et α_2 sont les coefficients de transmission dans les deux voies de l'interféromètre et sont obtenus en masquant alternativement les deux entrées. Des contrastes de plus de 95% ont été obtenus. La stabilité sur le contraste est meilleure que 0,5% sur 10 interférogrammes successifs. Le contraste est amélioré de 1 à 3% en polarisant linéairement la lumière incidente. L'analyse de la phase différentielle en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs interférogrammes montre que la dispersion chromatique n'est pas détectable avec la méthode détaillée dans HAGUENAUER *et al.* (2000). Cela confirme que les effets chromatiques et de polarisation sont suffisamment faibles pour ne pas dégrader le contraste instrumental du recombineur.

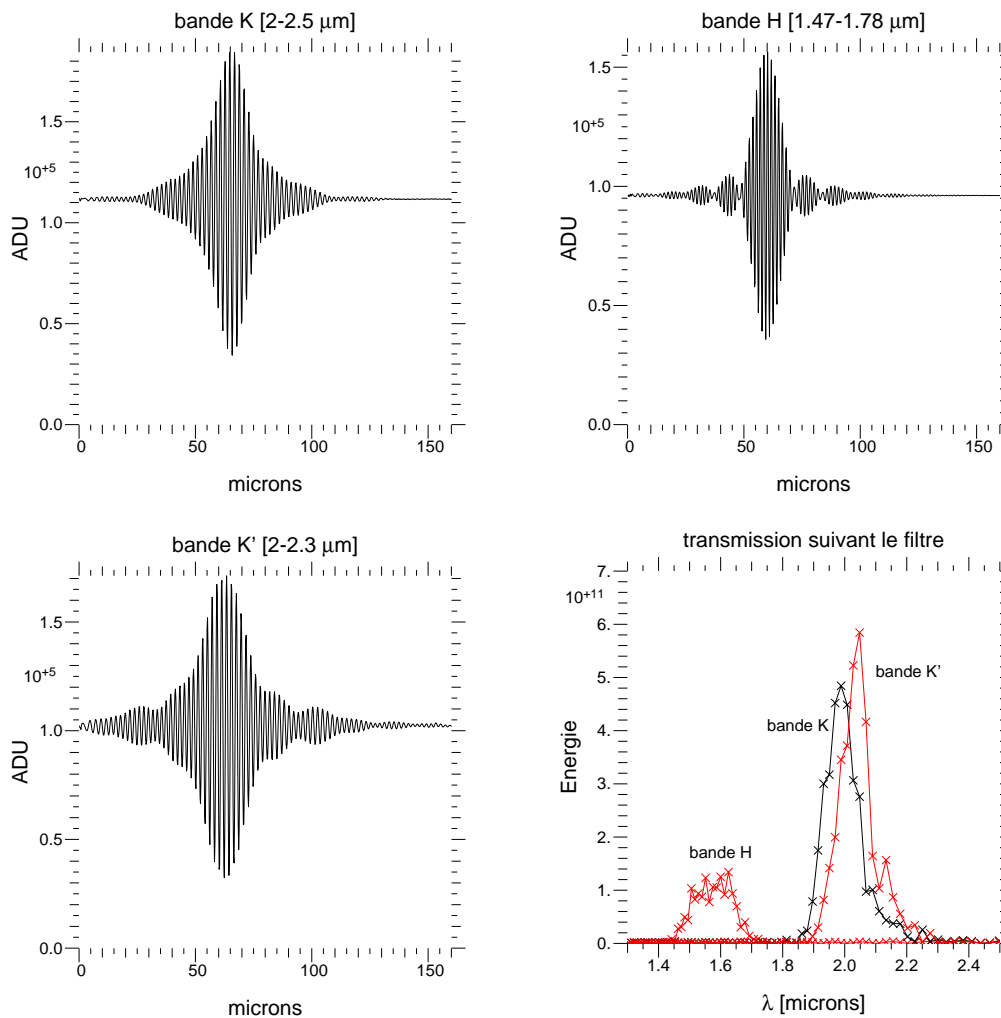


FIG. 2.16 – Interférogrammes obtenus avec le banc d’injection direct seul (sans composant de recombinaison) en bande *H*, *K* et *K'*. La Transformée de Fourier pour ces différents cas est donnée sur la figure en bas, à droite.

Le composant en technologie silice sur silicium n’a pas pu être caractérisé sur son contraste car étant fibré lors des mesures, il ne pouvait être utilisé sur le banc d’injection directe.

2.5.3 Transmission spectrale du banc

Le banc présente des pertes importantes en bande *K* à cause des éléments optiques en silice. De plus, le grand nombre de franges d’interférence dans les interférogrammes nous fait penser que la transmission spectrale ne couvre pas toute la bande spectrale [2-2,5 μm]. En effet, plus la largeur spectrale d’une source est élevée et plus le nombre de franges dans l’interférogramme diminue. Afin de savoir si cette limitation dans la transmission spectrale est due au banc ou au composant, j’ai mesuré la transmission spectrale du banc seul en utilisant le fait que c’est un interféromètre de Michelson. En superposant, les deux spots de sorties directement sur le détecteur et en modulant le chemin optique, on obtient des interférogrammes. A l’aide



FIG. 2.17 – L'interféromètre IOTA, Infrared and Optical Telescopes Array, avec ses trois télescopes disposés selon un L, est basé sur le Mont Hopkins, Arizona, USA.

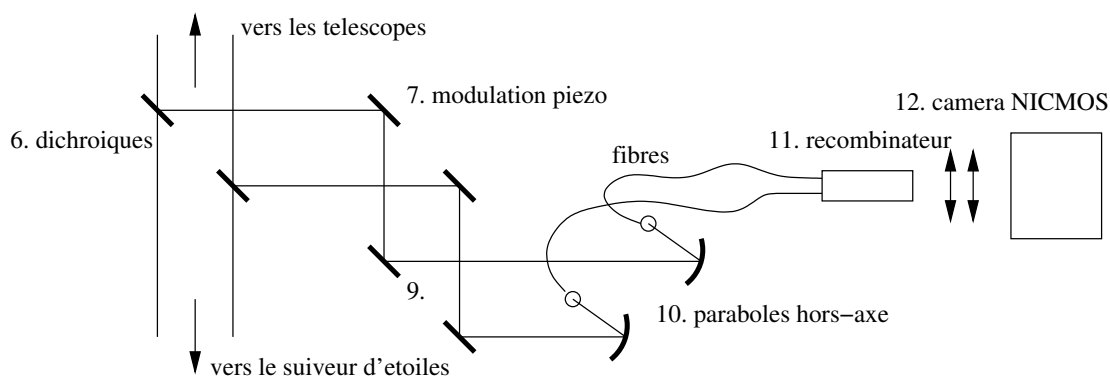


FIG. 2.18 – Schéma de l'interface entre IOTA et le recombineur en optique intégrée. Le flux de photons vient des télescopes (haut de la figure). Les dichroïques (6) séparent le flux infrarouge vers la table IONIC et le flux visible vers les senseurs de tip-tilt (vers le bas de la figure). Les faisceaux sont coudés deux fois (7) et (9), l'un de ces miroirs étant monté sur un actuateur piézoélectrique pour moduler la différence de chemin optique. Des paraboles hors-axe (10) injectent le flux dans des fibres optiques connectées sur le composant d'optique intégrée (11). Un système de doublets permet d'imager les sorties du composant sur la caméra NICMOS (12).

d'une transformée de Fourier, on détermine le spectre optique du banc. La figure 2.16 donne le spectre obtenu avec différents filtres. On voit immédiatement que le banc de mesure ne transmet pas au-delà de $2,2\ \mu\text{m}$ ce à quoi on s'attendait à cause de la mauvaise transmission des optiques en verre de silice.

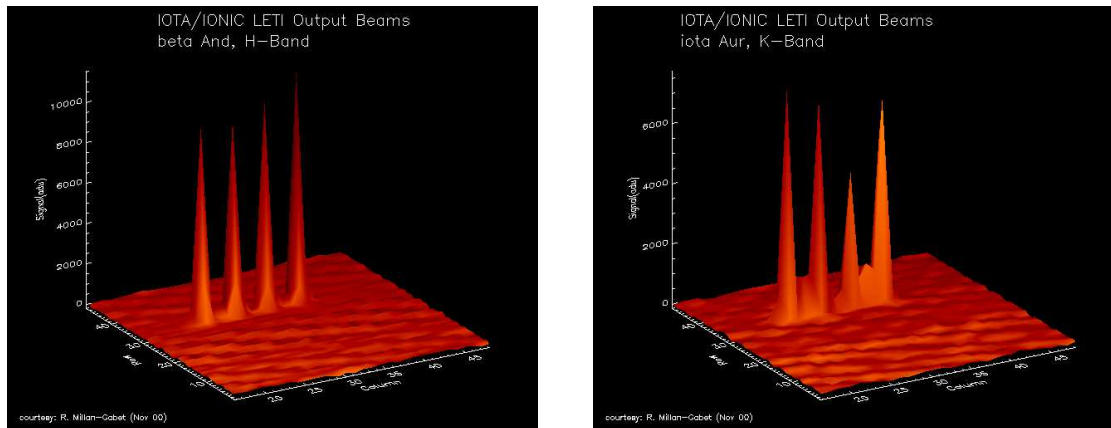


FIG. 2.19 – Images des 4 sorties du composant en technologie silice sur silicium obtenus en bandes H et K' . Les pics latéraux correspondent aux sorties photométriques ($P1$, $P2$) et les pics centraux correspondent aux sorties interférométriques ($I1$, $I2$) du coupleur directionnel. *Crédits : R. Millan-Gabet (Nov. 2000).*

2.6 Mesures sur le ciel en bande K sur l'interféromètre IOTA

Après avoir été testé en laboratoire, les recombineurs sont utilisés sur l'interféromètre IOTA pour obtenir des mesures de contraste et en déduire des informations sur la source astrophysique observée (voir chapitre 1, partie 1.2.1). Parmi les différents tests menés, un recombineur en technologie silice sur silicium a été testé en bande H et K' (voir la figure 2.5 pour le schéma du recombineur).

L'interféromètre IOTA (figure 2.17), Infrared and Optical Telescopes Array, comporte trois télescopes disposés selon un “L” avec des sidérostats de 45 cm de diamètre et est optimisé pour fonctionner en bande J , H et K' (TRAUB *et al.*, 2000). A l'époque des mesures, seuls deux télescopes pouvaient être recombinaés interférométriquement, la base disponible pouvant varier entre 5 et 38 mètres (TRAUB, 1998). L'interface optique entre l'interféromètre IOTA et le recombineur en optique intégrée est décrit en détail dans HAGUENAUER (2001). Je donne rapidement sur la figure 2.18 le schéma de l'interface optique. La figure 2.19 montre les sorties du composant, en bande H et K' , obtenues avec la caméra NICMOS d'IOTA. Ces images sont réalisées pour une différence de marche supérieure à la longueur de cohérence de la lumière et ne présentent donc pas d'interférences dans les voies interférométriques. En bande K , l'amplitude des pics des voies interférométriques est différente à cause du déséquilibre du coupleur en bande K que l'on a décrit plus haut.

Nous avons enregistré des franges sur ι Aur dans les deux bandes avec une base projetée de 25 mètres (figure 2.20). Chaque observation consiste en une mesure du fond suivie de 100 balayages effectués avec un actuateur piézo-électrique dans un des bras de l'interféromètre. L'acquisition simultanée des interférogrammes et des voies photométriques sont synchronisées avec le déplacement de l'actuateur. La procédure de réduction des données est détaillée dans BERGER *et al.* (2001b). Les visibilités brutes (V_{brute}) comme les erreurs correspondantes

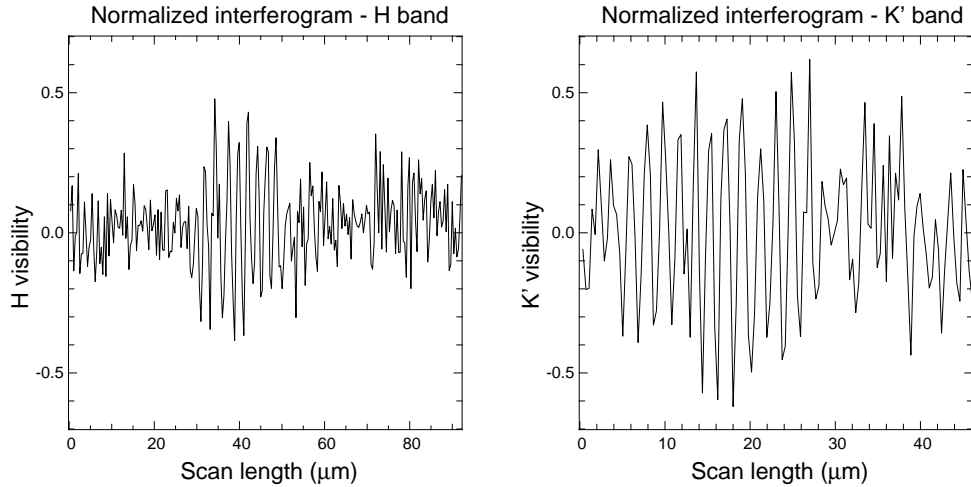


FIG. 2.20 – Interférogrammes normalisés typiques obtenus sur ι Aur avec un recombineur en technologie silice sur silicium sur l’interféromètre IOTA dans la bande H (gauche) et dans la bande K' (droite). La base projetée vaut 25 mètres.

sont les moyennes et les erreurs rms de 5 (3 en bande K') visibilités mesurées sur 5 (3 en bande K') paquets de 100 interférogrammes. Ces visibilités brutes, corrigées par les signaux photométriques, correspondent au produit de la visibilité de l’objet observé et de la visibilité de l’instrument IOTA et du recombineur en optique intégrée (Table 2.7). Comme nous n’avions pas de calibrateur, nous avons calculé la visibilité théorique de ι Aur à partir de la connaissance de son diamètre angulaire. En adoptant un diamètre angulaire de $6,3 \pm 0,6$ mas (DYCK *et al.*, 1998) en bandes H et K' , nous pouvons déduire que le contraste instrumental de IOTA et de du recombineur en optique intégrée : il est supérieur à 65% en bande K' et il est de l’ordre de 50% en bande H . Ces valeurs sont en accord avec le fait que le contraste instrumental est meilleur en bande K' qu’en bande H à cause des conditions de turbulence atmosphérique.

Source	ι Aur	
<i>bande</i>	K'	H
λ (μm)	2,16	1,65
B (m)	25,4	25,2
V_{brute}	$0,58 \pm 0,02$	$0,30 \pm 0,02$
$V_{iota+oi}$	0,65	0,50

TAB. 2.7 – Observations de ι Aur en bandes H et K' pour la base projetée B . La visibilité brute (V_{brute}), corrigée des fluctuations photométriques, correspond à la visibilité instrumentale de l’objet et de l’instrument. La visibilité instrumentale d’IOTA et du composant d’optique intégrée $V_{iota+oi}$ est déduite du diamètre angulaire de ι Aur. Entre les deux mesures, la base a changé à cause de la rotation de la Terre sur elle-même.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai caractérisé les pertes en bande K d'un recombineur à deux voies réalisé par échange d'ions à l'argent. Les pertes de propagation obtenues sont de 0,5 dB/cm (pour des pertes de 0,1 dB/cm en bande H). Ces pertes seront, à priori, difficile à diminuer car proche des pertes du verre non échangé. Le recombineur complet a une transmission de 35% en bande K (pour une transmission de 43% en bande H). Ces pertes peuvent être améliorées de quelques pourcents en travaillant sur le dessin du composant par l'ajout de courbures à la place des coudes et au niveau des jonctions Y. Ce recombineur interférométrique a un contraste stable meilleur que 95% qui peut être augmenté de 1 à 3% en travaillant en lumière polarisée. J'ai également caractérisé un recombineur optimisé pour la bande H et réalisé en technologie silice sur silicium. La transmission globale du composant est de 16% en bande K et de 44% en bande H .

Ces mesures de pertes sur des composants d'optique intégrée en bande K ont permis de mettre au point des méthodes de mesure tenant compte des problèmes liés à l'émission du fond thermique qui est plus importante au delà de $2\ \mu\text{m}$ de longueur d'onde, qu'en bande H . Ces méthodes pourront être appliquées pour des mesures similaires en infrarouge thermique.

Ce chapitre nous a permis de montrer que la technologie d'échange d'ions sur verre de silice et celle de gravure de couches minces de silice dopée pouvait être utilisées pour la réalisation de composants d'optique intégrée monomode en bande K et ce avec des performances similaires aux composants développés pour la bande H . Pour optimiser les performances en réduisant les pertes, le dessin du composant par échange d'ions doit être amélioré dans les coudes et dans les jonctions. Pour les composants en technologie silice sur silicium, il faut réaliser des guides d'onde dont la longueur d'onde de coupure soit au début de la bande K puis les caractériser pour confirmer les performances.

Afin de vérifier si une optimisation des pertes des composants est réellement nécessaire, il pourrait être intéressant de comparer ces performances avec celles mesurées, en bande K , pour le recombineur FLUOR ou VINCI utilisant des fibres monomodes en verre fluoré. A ma connaissance, de telles mesures n'ont pas été réalisées. Ces mesures pourraient être réalisées avec des méthodes similaires à celles présentées ici. Une comparaison valable doit être faites sur les pertes de propagation et sur les pertes des fonctions optiques. Pour les pertes de propagation, il faut tenir compte de la valeur de pertes par unité de longueur et de la longueur de propagation. Ces longueurs sont de l'ordre de quelques centimètres pour des guides d'onde et de plusieurs mètres pour des fibres, cette différence étant dues à un compromis entre les pertes de propagation et l'efficacité de filtrage modal.

2.8 Publication A&A

Cette publication présente l'ensemble des résultats exposés dans ce chapitre :

Laurent, E., Perraut, K., Benech, P., Berger, J. P., Gluck, S. et Haguenaer, P., Kern, P., Malbet, F. et Schanen, I., Integrated optics for astronomical interferometry. V. Extension to the K band. *Astronomy & Astrophysics*, **390**, (2002), pp. 1171-1176.

Elle est disponible à l'adresse :

<http://www.edpsciences.org/articles/aa/abs/2002/30/aah3377/aah3377.html>

A&A 390, 1171–1176 (2002)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20020404
 © ESO 2002

**Astronomy
&
Astrophysics**

Integrated optics for astronomical interferometry

V. Extension to the K band

E. Laurent^{1,2,3}, K. Rousselet-Perraut¹, P. Benech², J. P. Berger^{4,1}, S. Gluck⁵, P. Haguenaer¹, P. Kern¹, F. Malbet¹,
 and I. Schanen-Duport²

¹ Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

² Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique, BP 257, 38016 Grenoble Cedex 1, France

³ Alcatel Space Industries, BP 99, 06156 Cannes La Bocca Cedex, France

⁴ Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA

⁵ Laboratoire d'Electronique, de Technologie et de l'Information, 17 rue des Martyrs 38054 Grenoble Cedex 9, France

Received 20 December 2001 / Accepted 14 March 2002

Abstract. We report laboratory and on sky characterizations of planar integrated optics beam combiners in the K ($2.0\ \mu\text{m}$; $2.4\ \mu\text{m}$) and K' ($2.02\ \mu\text{m}$; $2.30\ \mu\text{m}$) bands. Because of the strong scientific interests of the K band, we have extended the integrated optics technologies available in the telecom range (i.e. at $0.8\ \mu\text{m}$, $1.3\ \mu\text{m}$ and $1.5\ \mu\text{m}$) to 2.0 – $2.5\ \mu\text{m}$. Ion exchange components optimized for these atmospheric bands provide stable contrasts higher than 95% with a laboratory white-light source and global throughputs of 35% in this spectral range. These results are completed with first stellar interferograms obtained with a silica-on-silicon two-way beam combiner on the IOTA interferometer. We characterized in the H and K bands the throughput of this beam combiner optimized for the H band ($1.47\ \mu\text{m}$; $1.78\ \mu\text{m}$). On-sky fringes obtained on ι Aur in the H and K' bands clearly demonstrate a high instrumental contrast (larger than 50%) in both bands. This shows that integrated optics works with high performance outside its usual wavelength domain and provides good solutions for astronomical interferometry in a large wavelength range. We have measured single-mode ranges over $1\ \mu\text{m}$ on our components which would allow to observe in two spectral bands simultaneously or to integrate both metrology reference and science signals in a single chip for astrometric applications.

Key words. techniques: interferometric

1. Introduction

Spatial filtering by guided optics is an important issue to drastically improve the accuracy of the visibility measurements. This principle is applied since 1991 (Coudé du Foresto et al. 1991) by several teams: fluoride directional couplers for the FLUOR beam combination on the IOTA interferometer (Perrin et al. 1999), a single fluoride-glass fiber for spatial filtering on the Palomar Testbed Interferometer (Colavita et al. 1999), or a fluoride fiber beam combiner for the VINCI commissioning instrument of the European Very Large Telescope Interferometer (Glindemann et al. 2001). These experiments operate around $2\ \mu\text{m}$ where scientific interests are strong and coupling efficiency is increased under turbulent atmospheric conditions with respect to shorter wavelengths (Coudé du Foresto et al. 2000).

Kern et al. (1996) has suggested to combine interferometric beams with planar integrated optics (IO) components to take benefit of spatial filtering, stability and compactness. Beam combiners have been manufactured by photolithographic

techniques: either by exchanging ions inside a planar glass substrate (Schanen-Duport et al. 1996) or by etching doped silica layers on a silicon substrate (Mottier 1996). Both technologies are industrially mature in the telecom and microsensor fields for the $0.8\ \mu\text{m}$, $1.3\ \mu\text{m}$ and $1.5\ \mu\text{m}$ wavelengths and can thus be directly used for astronomical applications in the I , J and H atmospheric bands. Several laboratory characterizations (Berger et al. 1999; Haguenaer et al. 2000; Severi et al. 2001) and first stellar observations (Berger et al. 2001) with two-telescope beam combiners have allowed to validate this approach in the atmospheric H band.

The lack of telecom or metrology application at $2\ \mu\text{m}$ does not lead to technological developments at these wavelengths. But our encouraging results in the H band and the intrinsic glass and silica throughputs up to $2.5\ \mu\text{m}$ lead us to develop integrated optics components dedicated to the K band. We manufacture two sets of ion-exchange beam-combiners whose exchange times are adapted to the K band (Sect. 2). Throughput (Sect. 3), single-mode behavior (Sect. 4) and laboratory interferometric characterizations (Sect. 5) of these optimized components are analyzed in details. This work is completed by the

Send offprint requests to: E. Laurent,
 e-mail: Emmanuel.Laurent@obs.ujf-grenoble.fr

first observations carried out in the H and K' bands on the IOTA interferometer with a silica-on-silicon beam combiner. The latter is optimized for the H band but given the intrinsic throughput of silica, we try in the technical run (Berger et al. 2001) to record flux and fringes in the K' band as a test in real conditions (Sect. 6). Perspectives for broad band single-mode components are finally discussed in Sect. 7.

2. Manufacturing K band components

2.1. Ion-exchange components

The manufacturing process of K band components by ion-exchange technology is the same as for H band (Malbet et al. 1999). The Na^+ ions of the glass substrate are exchanged, through a window, by diffusion process with Ag^+ ions of a molten salt. The local increase of the refractive index is around 0.01 (the refractive index of the used glass is 1.49 at $1.5 \mu\text{m}$). The window is made by classical photo-masking techniques.

The GeO^1 silica customized glass used for Na^+/Ag^+ ion-exchange is optimized for manufacturing waveguide at $1.55 \mu\text{m}$. The spectral transmission of this glass (Fig. 1) have an upper spectral limit around $2.7 \mu\text{m}$ due to OH absorption bands, as well known in fiber manufacturing. The mean intrinsic losses of this material in the K band is 0.5 dB/cm to be compared to 0.09 dB/cm in the H band.

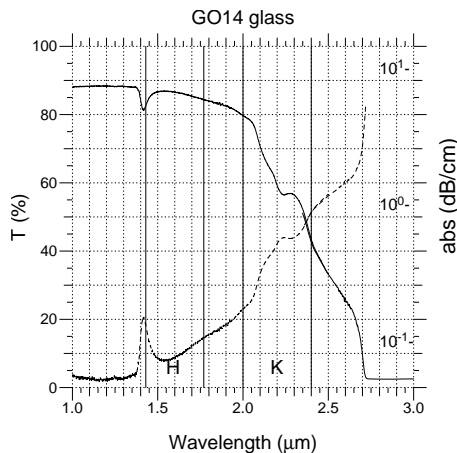


Fig. 1. Intrinsic transmission (where Fresnel losses have been divided) of a 3.4 cm thick glass substrate in the H and K bands (solid line and left axis) and the corresponding absorption curve (dashed and right logarithmic axis).

Manufacturing parameters of the H band component need to be adapted for the K band to obtain larger waveguides or to adapt the refractive index profile. For this first run we choose to increase the exchange time and to keep the exchange temperature unchanged. GeeO manufactured two sets of components with different exchange times.

Each set of components includes straight waveguides and beam combiners. The design of the two-telescope beam

combiners is identical to those characterized in the H band by Berger et al. (1999) and Haguenaer et al. (2000). They include a reverse Y -junction for beam combination and two photometric outputs to calibrate the intensity fluctuations (Fig. 2 left). We have not tested ion-exchange K band beam combiners on the sky because there were not available at the time of the observing run.

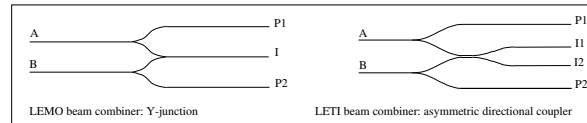


Fig. 2. Schematic view of beam combiners. The inputs are at left and the outputs are at right. I_x and P_x denote interferometric and photometric outputs respectively. Two beam combiners in two technologies are presented: the Y -junction in the ion-exchange LEMO technology (left) and the coupler in the LETI silica-on-silicon technology (right).

2.2. Silica-on-silicon components

Doped silica layers of various refractive index are etched in the areas defined by a mask, leading to index variations from 0.003 to 0.5 (Mottier 1996). Until now we have not modified the technological parameters but we used H band custom components in the K band since doped silica is transparent in this band. The two-telescope beam combiner tested on the sky includes an asymmetrical directional coupler for beam combination and two photometric outputs (Fig. 2 right). The waveguide widths ($\sim 5 \mu\text{m}$) in the coupling region are not the same in the two arms in order to adapt the coupling rate throughout a wide spectral range. To match technological parameters to manufacture K band components we could modify the width of the mask window, the layer thickness or the doped level.

3. Throughput measurements

3.1. Instrumental set-up and data reduction

A broad band light source is coupled through a K band astronomical filter in the component via a single-mode fiber (Fibercore polarization-maintaining silica fiber whose cut-off wavelength is close to $1.9 \mu\text{m}$).

The waveguide outputs are imaged with a microscope objective onto a camera. The flux normalization was achieved by measuring the power directly at the output of the fiber. By injecting in the different inputs, we could deduce the different loss origins. Propagation losses (P_{prop}) are deduced from measurements on straight waveguides. Fresnel losses (P_{fr}) due to glass/air reflections are calculated from the glass refractive index. Coupling losses (P_{coupl}) due to the difference between fiber and waveguide mode diameters are estimated by imaging these modes and by computing the maximal coupling.

¹ Company at Grenoble, France.

Table 1. Estimation of optical losses at different levels of the ion-exchange beam combiner in the *K* band ([1.98 μm ; 2.48 μm]). The number of detected and estimated output photons are given for our 4-cm component and for 100 photons in each input beam. For comparison, last column gives the losses obtained in the *H* band for the same Ag^+ design component (Haguenauer et al. 2000). The actual *H* band component have a better throughput with the design improvement on curvatures and *Y*-junction angles (unpublished measurements).

Band	<i>K</i>	<i>H</i>
Experimental throughput	35%	43%
Theoretical throughput	40%	46%
Propagation losses	42% ^a	9% ^b
Fresnel losses	4%	4%
Coupling losses	7%	20%
Combination losses ^c	50%	50%
Function losses	10%	10%
Number of input photons	200	200
Detected photons	70	86

^a ~0.5 dB/cm for a total length of 4 cm.

^b ~0.1 dB/cm for a total length of 4 cm.

^c 50% of the flux in a reverse *Y*-junction is radiated out (Malbet et al. 1999).

3.2. Ion-exchange components

The ion-exchange component design involves combination losses (P_{comb}) of 50% due to the reverse *Y*-junction. Functional losses (P_{func}) due to *Y*-junctions and bends are deduced from the transmission equation of the component:

$$T = (1 - P_{\text{prop}})(1 - P_{\text{fr}})(1 - P_{\text{coupl}})(1 - P_{\text{func}}) \quad (1)$$

$$*(0.5 + 0.5(1 - P_{\text{comb}})).$$

Theoretical throughputs assuming null functional losses are computed to give an upper limit of component throughputs. The throughput comparison between a *H* band optimized component and a *K* band one clearly shows that the main difference is the higher propagation losses in the *K* band (Table 1). In each band, propagation losses are close to the bulk losses (Sect. 2) and could not be improved except by changing the technology (changing the glass or the exchanged ions for example). So future improvements can be foreseen essentially at the design level, on curvatures and/or combination designs. These improvements do not depend on the spectral range and can directly be applied for the *K* band, which allows to contemplate future *K*-band two-telescope beam combiners with throughputs higher than 50%.

3.3. Silica-on-silicon components

The tested two-telescope component (Fig. 2 right) is connected with highly-birefringent fibers whose cut-off wavelength is around 1.3 μm since it is dedicated to the *H* band. The throughput of the fibered component is of 44% in the *H* band and of 16% in the *K'* band. Complementary measurements at 1.58 μm on other chips (with an identical design but without fiber

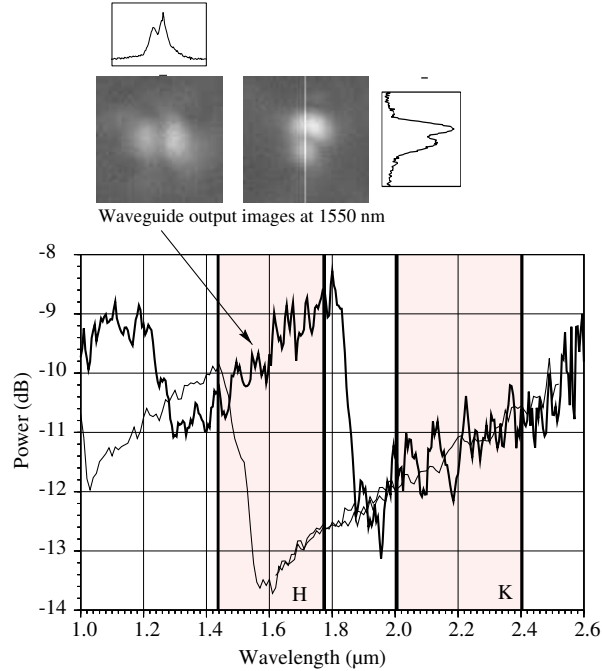


Fig. 3. Typical normalized spectra of the ion-exchange waveguides in the near-infrared. The spectra are computed with the relation $P = 10 \cdot \log_{10}(F_{\text{wg}}/F_{\text{mm}})$ where F_{wg} refers to the spectra with the waveguide and F_{mm} to the spectra with two multimode fibers only. The thinner curve refers to a waveguide with a single-mode limit at 1.55 μm and the thicker curve to a waveguide with a single-mode limit at 1.85 μm . This last waveguide is thus bimode at 1.55 μm , as illustrated by the waveguide output images (in the upper). These outputs are obtained by selectively exciting the second waveguide mode.

connectorization) lead to throughputs as high as 78%. This indicates that the fiber-component coupling is not optimal (fiber losses are much smaller than coupling losses). For the *K* band, technological parameters of the components have obviously to be adapted and dedicated *K* band fibers need to be used.

4. Single-mode range

One of the main interest of using guided optics in stellar interferometer is the spatial filtering which increases measurement accuracy (Coudé du Foresto et al. 1997). Spatial filtering is obtained thanks to single-mode propagation in waveguides whose behavior is intrinsically chromatic. A symmetrical waveguide is single-mode at all wavelengths higher than the cut-off one, provided that the material remains transparent. But in practice, the single-mode behavior with the wavelength is limited by waveguide geometrical imperfections and by the spreading out of the Gaussian mode as the wavelength increases.

We characterized the single-mode behavior of our ion-exchange components by exciting all the waveguide modes with a broad band source coupled to a multimode fiber and by spectrally analyzing the flux at the waveguide output coupled to another multimode fiber. We normalized the spectra with that obtained when the two multimode fibers are coupled (Fig. 3).

1174

E. Laurent et al.: Integrated optics for astronomical interferometry. V.

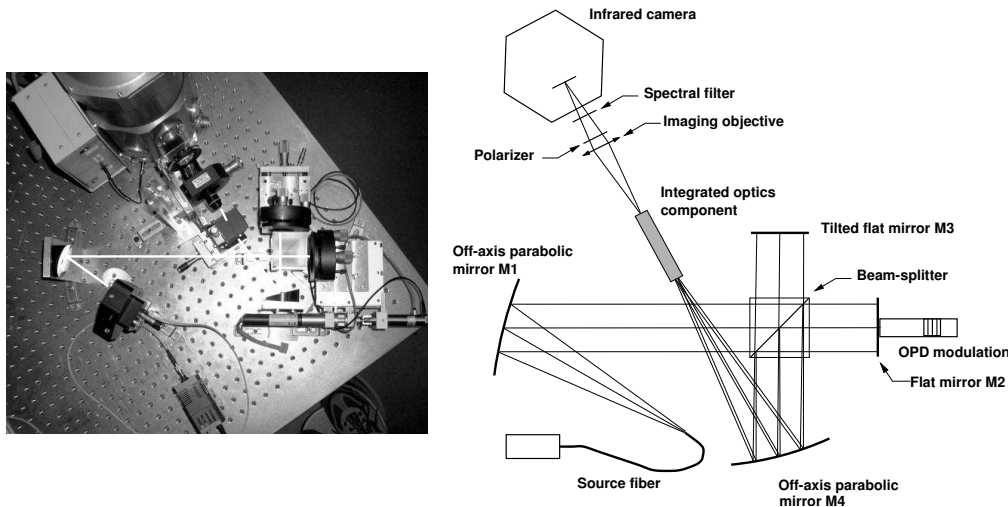


Fig. 4. Laboratory interferometric testbench for measuring instrumental contrasts of planar integrated optics two-telescope beam combiners (see text for details).

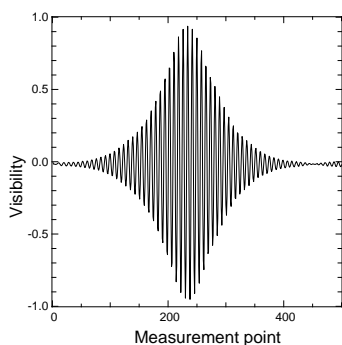


Fig. 5. Corrected white light interferogram at $2.0 \mu\text{m}$ obtained with a dedicated ion-exchange two-telescope beam combiner. The Gaussian fringe envelope is due to the spectral set-up throughput centered at 2030 nm with a $FWHM$ of 90 nm .

Each “bump” is the signature of the loss of one guided mode. One waveguide is single-mode from $1.85 \mu\text{m}$ to at least $2.6 \mu\text{m}$ (thick curve). The upper limit is imposed by the low global throughput of the measurement device and not by the waveguide itself. The next “bump” is the bi-mode/single-mode limit. The other waveguide is single-mode from $1.55 \mu\text{m}$ (thin curve). By adjusting the exchange time, we have well adapted the component single-mode range.

5. Contrast measurements with K -band dedicated ion-exchange components

We have set up a dedicated test bench to inject light into the two waveguides of the beam combiner without fibers. This allows to characterize the interferometric behavior of the component alone. Light provided by a fibered white light source and collimated by the off-axis parabola M1 is splitted in two beams (Fig. 4). In this Michelson arrangement, the 2 beams are reflected by 2 flat mirrors (M2 and M3). One of them is tilted to generate two distinct spots that are focused on the two

input waveguides of the IO component thanks to the M4 off-axis parabolic mirror. The M2 flat mirror is mounted on a piezo-electric actuator to modulate the optical path difference (OPD) for temporally scanning of the interferograms. The set-up is completely described in Haguenaer (2001). For our measurements, we use a K band astronomical filter and a K band single-mode fiber as source fiber (the same described in Sect. 3.1).

We use the same acquisition mode as Berger et al. (1999) and contrasts of 95% have been obtained on ion-exchange components (Fig. 5). The interferogram envelope is nearly Gaussian due to the spectral throughput of the set-up in the K band. A Fourier transform of interferograms performed without component shows us that the spectral throughput is a sharp Gaussian centered at 2030 nm with a $FWHM$ of 90 nm , which explains the large number of fringes. The set-up throughput does not cover all the K band probably because the optics (beam-splitter and imaging objective) are not optimized for the K band.

The contrast stability is better than $\pm 0.5\%$ over 10 successive interferograms. A contrast improvement of 1%–3% is measured with linearly polarized incident light. The analysis of the phase difference versus wavelength for several interferograms obtained with the piezoelectric OPD modulation shows that chromatic dispersion inside the ion-exchange component is not detectable with the method detailed by Haguenaer et al. (2000). This confirms that polarization and chromatic effects of the components are small enough to not dramatically degrade the instrumental contrast.

6. First results on the IOTA Interferometer with a silica-on-silicon component

Berger et al. (2001) reports the first interferometric observations of stars using integrated optics beam combiners on the IOTA interferometer (Traub 1998). IOTA is a two-telescope interferometer with a 38 meters maximum baseline, 45 cm

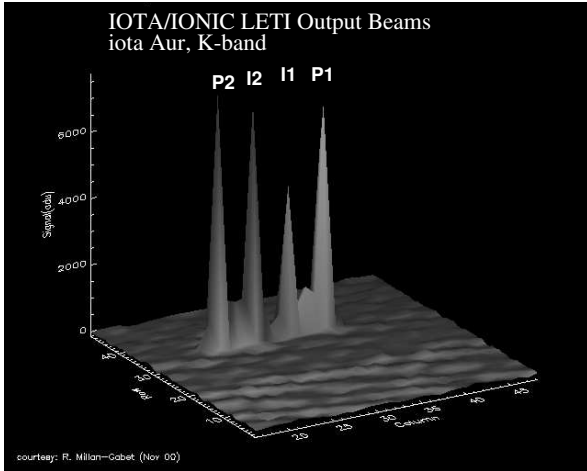


Fig. 6. Image of the four outputs of the silica-on-silicon two-way beam combiner obtained with the IOTA Nicmos camera in the K' band. The lateral spots correspond to the photometric outputs ($P1$, $P2$) and the central ones to the interferometric outputs ($I1$, $I2$) of the directional coupler. The structures that appear between the main spots are due to light propagation between substrate and core of the waveguides which are partially etched (Mottier 1996). *Courtesy: R. Millan-Gabet (Nov. 2000).*

collectors and optimized for the J , H and K' bands. During this run, we have tested the silica-on-silicon coupler in the H and K' bands. Figure 6 shows an image of the component outputs obtained with the IOTA Nicmos infrared camera in the K' band.

We recorded fringes on ι Aur in both bands at the projected baseline of 25 m (Fig. 7). Each observation consists of a background measurement and a set of 100 scans of the OPD performed with a piezo-actuated mirror in one interferometer arm. The simultaneous acquisitions of the interferograms and of the photometric signals are synchronized with the piezoelectric displacement. The data reduction procedure is detailed in Berger et al. (2001). The raw visibilities (V_{raw}) as well as their corresponding error are the averages and the standard deviations of five (three in K' band) visibilities measured on five (three in K' band) batches of 100 interferograms. These raw visibilities, corrected for photometric signals, correspond to the product of the object visibility and of the instrumental visibility of IOTA and IO component (Table 2). As we did not have a calibrator object to measure the latter, we computed the theoretical visibility of ι Aur from his known angular diameter. If we adopt a ι Aur angular diameter of 6.3 ± 0.6 mas (Dyck et al. 1998) in the H and K' bands, we can deduce the IOTA-IO instrumental contrast: it exceeds 65% in the K' band while it is of the order of 50% in the H band. These values agree well with the fact that instrumental contrast is more degraded by atmospheric turbulence in the H band than in the K one.

7. Discussion and conclusion

We have obtained first high-contrast white-light interferograms with two-way planar optics beam combiners operating

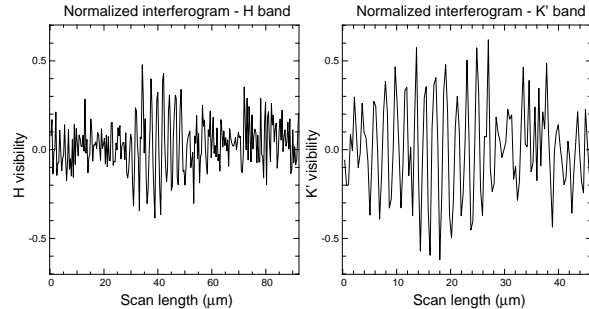


Fig. 7. Typical normalized interferograms obtained on ι Aur with a silica-on-silicon beam combiner with the IOTA Interferometer in the H band (left) and in the K' band (right). The projected baseline equals 25 m.

Table 2. ι Aur observations in H and K' bands at projected baselines B . Raw visibilities (V_{raw}), corrected from photometric signals, correspond to the object and the instrumental visibility. The instrumental visibility of IOTA and IO component $V_{\text{iota+io}}$ is deduced from the ι Aur angular diameter.

Source	ι Aur	
<i>band</i>	K'	H
λ (μm)	2.16	1.65
B (m)	25.4	25.2
V_{raw}	0.58 ± 0.02	0.30 ± 0.02
$V_{\text{iota+io}}$	0.65	0.50

in the K band. The high and stable contrasts as well as the satisfying optical throughput demonstrate that the available technologies of ion exchange and silica-on-silicon etching can be directly applied in the K band. For both techniques, technological parameters should nevertheless be optimized as we demonstrated with the ion-exchange component. These encouraging results are also confirmed by IOTA observations in the H and K' bands with the same silica-on-silicon single-mode beam combiner.

For both technologies, the throughputs could be improved on the fiber/guide coupling and on the beam combiner design. For wavelengths above $2.5 \mu\text{m}$ silica glass is not transparent and new technologies have to be investigated to manufacture single-mode waveguides (Laurent et al. 2000).

Single-mode ranges over 1000 nm have been measured on our components. Both technologies can thus provide very broad spectral band components, at least for operating in the H and K bands simultaneously. By changing the spectral filter, we could easily change the observation spectral band during the same night as clearly shown by Berger et al. (2001). We could also separate the spectral bands by using a bulk dichroic at the IO chip output or by using a dichroic function on the chip (Magerand et al. 1994; Mestric et al. 1996). For this purpose, using off-axis parabola for light injection in components is an attractive solution to overcome the limited single-mode range of the injection fibers. In addition to these spectral opportunities, broad single-mode ranges allow to foresee more complex components including on a single chip metrology reference and science signals for astrometry and fringe tracking devices.

1176

E. Laurent et al.: Integrated optics for astronomical interferometry. V.

Acknowledgements. This work was partially funded by the French spatial agency CNES and by the CNRS/INSU. The integrated optics components have been manufactured and/or fiber-connected by the GeeO company and by the CEA/LETI at Grenoble (France). The authors are grateful to the group of Pascale Berruyer (CEA/LETI/DTS) for the fruitful discussion on LETI technology. We would like to thank Jean-Emmanuel Broquin from IMEP for valuable discussions about single-mode waveguide behavior. The authors are also grateful to Robert Romestain of the LSP, Laboratoire de Spectrométrie Physique at Grenoble in France and to Michel Langlet of the LMGP, Laboratoire des Matériaux et Génie Physique at Grenoble in France for the access to the IR spectrometers. We also thanks Francois Reynaud at IRCOM, Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes in France for the Fibercore fiber and Rafael Millan-Gabet for the kind support at IOTA.

References

- Berger, J.-P., Rousselet-Perraut, K., Kern, P., et al. 1999, *A&AS*, 139, 173
- Berger, J.-P., Haguenaer, P., Kern, P., et al. 2001, *A&AS*, 376, L31
- Colavita, M. M., Wallace, J. K., Hines, B. E., et al. 1999, *ApJ*, 510, 505
- Coudé du Foresto, V., Faucherre, M., Hubin, N., & Gitton, P. 2000, *A&AS*, 145, 305
- Coudé du Foresto, V., Perrin, G., Ruilier, C., et al. 1998, *Proc. SPIE*, 3350, 856
- Coudé du Foresto, V., Ridgway, S., & Mariotti, J.-M. 1997, *A&AS*, 121, 379
- Coudé du Foresto, V., & Ridgway, S. 1991, *ESO Conf.* 15-18 Oct. 1991
- Dyck, H. M., Van Belle, G. T., & Thompson, R. R. 1998, *AJ*, 116, 981
- Glindemann, A., Bauvir, B., Delplancke, F., et al. 2001, *The Messenger*, 104, 2
- Haguenaer, P., Berger, J. P., Rousselet-Perraut, K., et al. 2000, *Appl. Opt.*, 39, 13, 2130
- Haguenaer, P. 2001, Ph.D. Thesis
- Kern, P., Malbet, F., Schanen-Duport, I., & Benech, P. 1996, in *Proc. AstroFib'96, Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, ed. P. Kern, & F. Malbet (Bastianelli-Guirimand, Grenoble), 195
- Laurent, E., Schanen, I., Malbet, F., & Taillades, G. 2000, *Proc. SPIE*, 4006, 1090
- Magerand, J., Grand, G., Pouteau, P., & Philippe, P. 1994, *Proc. SPIE*, 2213, 228
- Malbet, F., Kern, P., Schanen-Duport, I., et al. 1999, *A&AS*, 138, 135
- Mestric, R., Bissessur, H., Martin, B., & Pinquier, A. 1996, *IEEE Photonic Technol. Lett.*, 8, 5
- Mottier, P. 1996, in *Proc. AstroFib'96, Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, ed. P. Kern, & F. Malbet (Bastianelli-Guirimand, Grenoble), 63
- Ochsenbein, F., & Halbwachs, J. L. 1982, *A&AS*, 47, 523
- Perrin, G., Coudé du Foresto, V., Ridgway, S., et al. 1999, *A&A*, 345, 221
- Ridgway, S., Joyce, R., White, N., & Wing, R. 1980, *ApJ*, 235, 126
- Richichi, A., Ragland, S., Stecklum, B., & Leinert, C. 1998, *A&A*, 338, 527
- Schanen-Duport, I., Benech, P., Kern, P., & Malbet, F. 1996, in *Proc. AstroFib'96, Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, ed. P. Kern, & F. Malbet (Bastianelli-Guirimand, Grenoble), 99
- Severi, M., Haguenaer, P., Rousselet-Perraut, K., et al. 2001, *Appl. Optics*, submitted
- Traub, W. 1998, *Proc. SPIE*, 3350, 848

Chapitre 3

Optique intégrée pour l'infrarouge thermique : contraintes technologiques

Sommaire

3.1	Introduction	82
3.2	Dimensionnement des guides d'onde	83
3.2.1	Guides monomodes	83
3.2.2	Confinement du mode fondamental	85
3.2.3	Couplage en injection et en collection	86
3.2.4	Du guide droit ... au recombineur.	91
3.2.5	Bilan	92
3.3	Les matériaux	92
3.3.1	Les critères de choix	92
3.3.2	Les sources de perte optique	94
3.3.3	Les verres	96
3.3.4	Les matériaux cristallins	98
3.4	Les technologies des guides d'onde	100
3.4.1	Structure des guides	100
3.4.2	Sources de perte optique dans les guides droits	101
3.4.3	Les critères de choix	103
3.4.4	Les réalisations technologiques existantes	103
3.5	Conclusion : contraintes et solutions retenues	110

3.1 Introduction

Le chapitre précédent a permis de montrer que les technologies basées sur la silice (échange d'ions et gravure de couches minces), sont utilisables jusqu'à $2,5 \mu\text{m}$ avec de bonnes performances. Pour couvrir les longueurs d'onde plus élevées, la silice ne transmettant pas au-delà de $2,5 \mu\text{m}$, il faut changer de technologies d'optique intégrée. Ce changement implique d'identifier des matériaux adaptés et des technologies de réalisation de guides d'onde. Le dimensionnement de ces guides doit également être adapté aux longueurs d'onde de fonctionnement.

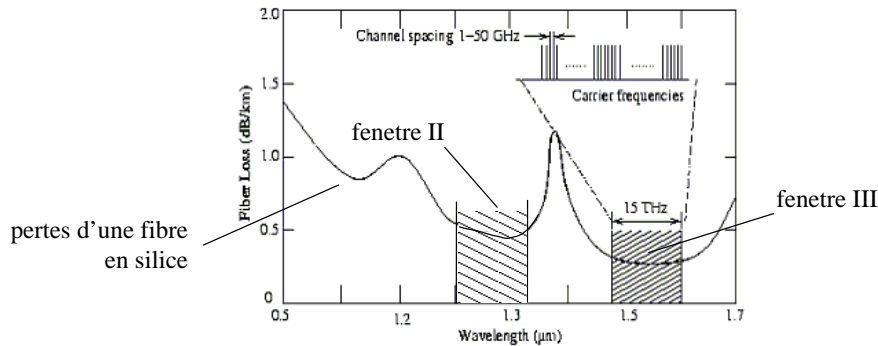


FIG. 3.1 – Pertes par absorption d'une fibre en silice et fenêtres de transmission utilisées par les télécommunications optiques. La fenetre II est centrée sur $1,3 \mu\text{m}$ où la dispersion des fibres optiques est minimum, la fenetre III est centrée sur $1,5 \mu\text{m}$ où les pertes des fibres sont minimums. *Extrait de AGRAWAL (1997).*

En dehors du changement de la longueur d'onde de travail, une contrainte forte est la largeur spectrale sur laquelle on veut utiliser un guide monomode. Jusqu'à présent, l'optique intégrée était utilisée en télécommunications optiques ou en métrologie avec des sources monochromatiques (laser) et le comportement avec la longueur d'onde a surtout été étudié du point de vue de la dispersion. L'augmentation de la bande passante des télécommunications nécessite d'utiliser des fibres optiques et des composants sur de larges gammes de longueur d'onde. Ces fenêtres dépendent des pertes de propagation des fibres et ont une largeur d'environ 100 nm. Elles sont centrées sur $1,3 \mu\text{m}$ et sur $1,5 \mu\text{m}$ (Figure 3.1). Pour remplir ces besoins, de nouveaux composants sont nécessaires comme des multiplexeurs / démultiplexeurs et des sources lasers adaptées. La contrainte sur la largeur spectrale est encore plus forte pour les applications astrophysiques. Les composants ont essentiellement été utilisés en bande *H* (qui correspond approximativement à la fenetre III) avec une largeur de 350 nm. Certains composants, comme les coupleurs, ont dû être étudiés pour que leur réponse soit achromatique sur toute cette fenetre (HAGUENAUER *et al.*, 2002; GLUCK, 2001). Pour les longueurs d'onde de l'infrarouge thermique, les bandes spectrales à considérer sont plus larges, la bande *L* faisant 800 nm de large et la bande *N* faisant 5000 nm. Le projet DARWIN couvre, quant à lui, une gamme de longueur d'onde s'étendant de 6 à $18 \mu\text{m}$ (voire même de 4 à $20 \mu\text{m}$). Le comportement monomode d'un guide en fonction de la longueur d'onde est donc un point clé

à analyser.

Je commencerai par discuter le dimensionnement des guides et des optiques de couplage en entrée et en sortie de guide pour assurer un fonctionnement monomode sur une large gamme de longueurs d'onde (partie 3.2). Je continuerai par une revue des matériaux optiques pour l'infrarouge thermique en identifiant leurs principales propriétés et en insistant sur les différentes sources de perte (partie 3.3). Puis, je m'intéresserai aux technologies permettant de réaliser des guides à partir de ces différents matériaux en donnant les sources de pertes. Pour ces différentes technologies, je ferai un état de l'art en donnant les caractéristiques des guides déjà réalisés par d'autres groupes de recherche (partie 3.4).

3.2 Dimensionnement des guides d'onde

3.2.1 Guides monomodes

Dans la partie 1.4 du chapitre 1, nous avons vu qu'un guide plan ou de largeur limitée ne va propager que son mode fondamental si la longueur d'onde est supérieure à la longueur d'onde de coupure. Celle-ci dépend de la structure du guide (plan ou canal), des dimensions et de son profil d'indice. Il s'agit de définir ici un ordre de grandeur sur les couples indices / dimension du cœur qu'il faut choisir pour être monomode à une longueur d'onde donnée. Ces ordres de grandeur vont contraindre les choix technologiques.

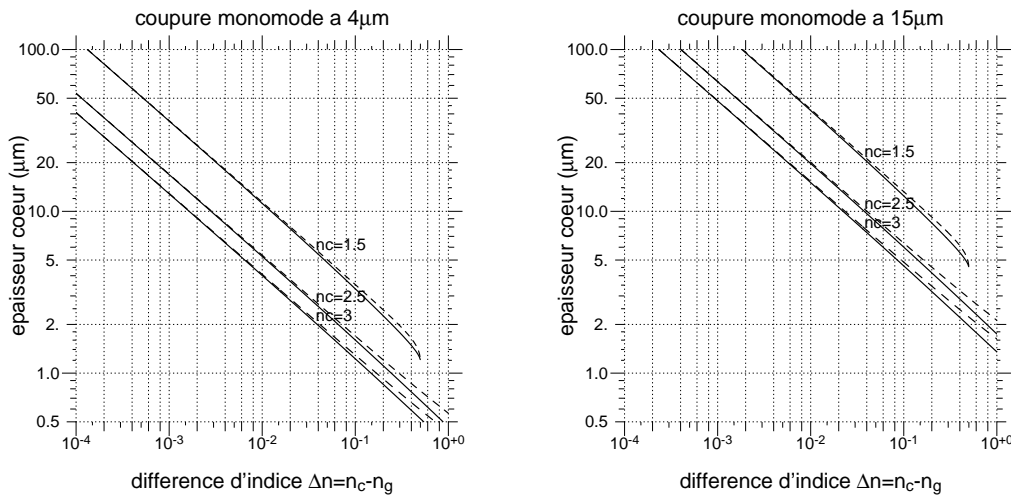


FIG. 3.2 – Graphiques permettant de dimensionner un **guide plan asymétrique** en fonction de la longueur d'onde de coupure. Les traits continus correspondent au mode TE et ceux en pointillés au mode TM. L'indice du cœur est n_c et la différence d'indice cœur/gaine est $\Delta n = n_c - n_g$. Le superstrat est de l'air ($n=1$).

Guides plans : Les cas les plus courants de guides plans sont les guides asymétriques avec de l'air comme superstrat et les guides plans symétriques (substrat et superstrat sont de même indice). J'ai tracé des abaques donnant, en fonction de la longueur d'onde de coupure voulue, l'épaisseur de la couche guidante et la différence d'indice cœur/gaine nécessaire.

Pour un guide plan asymétrique, la longueur d'onde de coupure est donnée par la relation (1.34). Le dimensionnement est très peu dépendant de la polarisation (mode TE ou TM). La figure 3.2 donne ce dimensionnement pour une longueur d'onde de coupure à 4 et 15 μm . Pour une différence d'indice élevée et/ou un cœur de faible épaisseur, il peut n'exister aucun mode dans le guide (MARCUSE, 1991).

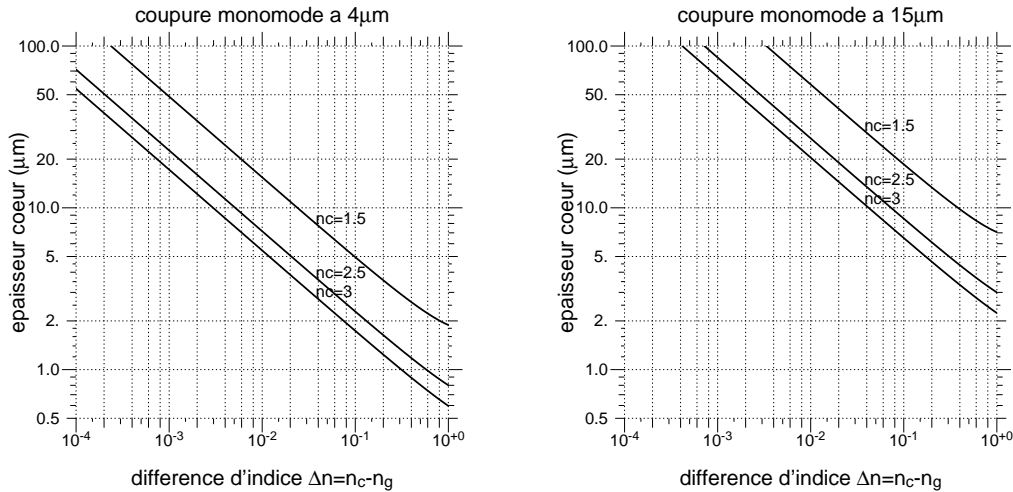


FIG. 3.3 – Graphiques permettant de dimensionner un **guide plan symétrique** en fonction de la longueur d'onde de coupure. L'indice du cœur est n_c et la différence d'indice cœur/gaine est $\Delta n = n_c - n_g$.

Pour un guide plan symétrique, il n'y a pas de distinction entre les modes TE et TM et le mode fondamental existe toujours dans la structure (voir la relation 1.36 et la figure 3.3).

Nous verrons plus loin que les technologies de micro-optique permettent d'obtenir une différence d'indice variant entre 10^{-4} et 10^{-1} (l'indice de réfraction des matériaux est compris entre 1 et 4). Ces graphiques illustrent que globalement plus la longueur d'onde de coupure est élevée et plus il faut augmenter la différence d'indice Δn cœur/gaine et/ou l'épaisseur de la couche guidante. Pour des guides plans monomodes à partir de 4 μm , il faut une épaisseur entre 1 et 20 μm pour une différence d'indice cœur/gaine entre 10^{-3} et 10^{-1} . Pour des guides plans monomodes à partir de 15 μm , il faut une épaisseur entre 5 et plus de 100 μm pour une gamme de différence d'indice cœur/gaine similaire. En procédant de même pour des **guides cylindriques à saut d'indice**, on aboutit aux mêmes ordres de grandeur (Figure 3.4).

Afin de faire le lien entre ces ordres de grandeur et ceux pour les longueurs d'onde du proche infrarouge, j'ai tracé un diagramme similaire pour la technologie d'échange d'ions mise en oeuvre à l'IMEP et pour la technologie silice sur silicium utilisée au LETI (Figure 3.5). J'ai supposé que la relation donnant la longueur d'onde de coupure pour un guide à saut d'indice s'appliquait pour un guide à gradient d'indice. La différence d'indice cœur/gaine est comprise entre $2 \cdot 10^{-3}$ et $2 \cdot 10^{-2}$ pour des guides de diamètre entre 3 et 8 μm . Ces dimensions sont compatibles avec les contraintes des micro-technologies et ont été choisies pour faciliter le couplage avec les fibres optiques.

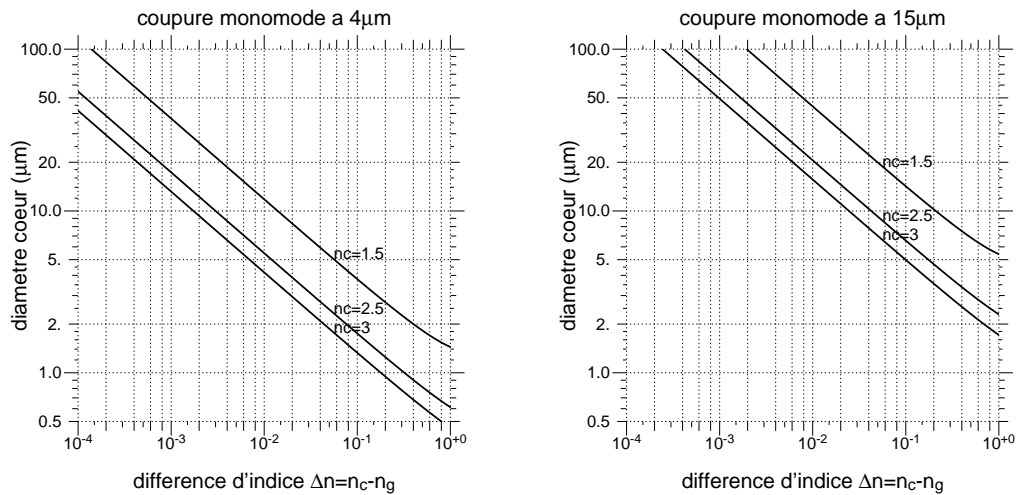


FIG. 3.4 – Graphiques permettant de dimensionner un **guide cylindrique à saut d'indice** en fonction de la longueur d'onde de coupure. L'indice du cœur est n_c et la différence d'indice cœur/gaine est $\Delta n = n_c - n_g$.

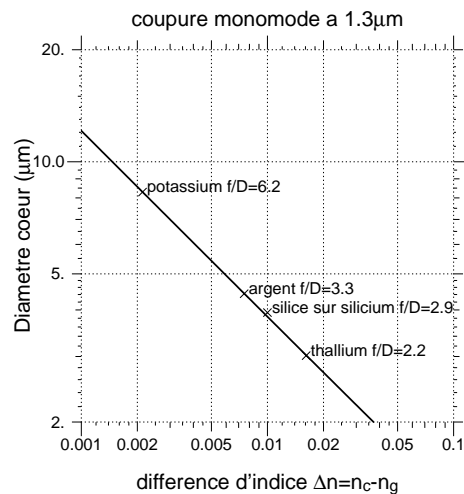


FIG. 3.5 – Graphique permettant de dimensionner des guides monomodes à partir de 1300 nm (trait plein). La différence d'indice et le diamètre du cœur sont déduits de mesures de l'ouverture numérique et de la longueur d'onde de coupure (BERGER, 1998). Les croix indiquent les différences d'indice typiques obtenus pour les technologies par échange d'ions (potassium, argent, thallium) et pour la technologie silice sur silicium. Les verres de silice et la silice en couche mince ont un indice de l'ordre de 1,5.

3.2.2 Confinement du mode fondamental

Dans la partie précédente, j'ai dimensionné le guide à la longueur d'onde de coupure monomode. A cette longueur d'onde, un peu plus de 80% de l'énergie du mode fondamental est dans le cœur. En augmentant la longueur d'onde, le mode va être de moins en moins confiné dans le cœur du guide en s'étalant dans la gaine (la figure 1.20 illustre pour différentes

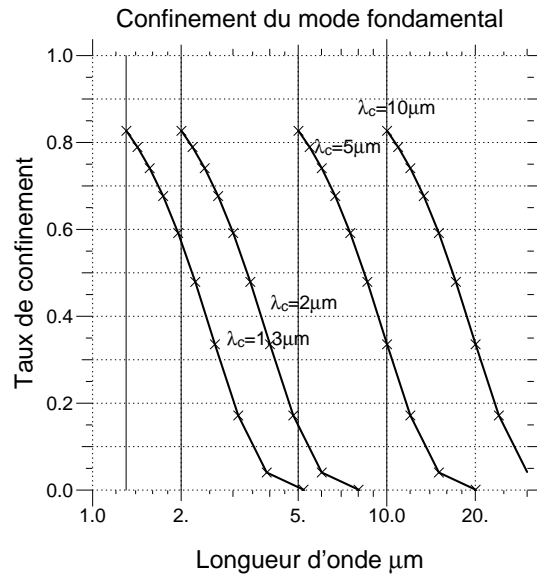


FIG. 3.6 – Taux de confinement du mode fondamental en fonction de la longueur d’onde. Chaque courbe correspond à un guide avec une longueur d’onde de coupure différente; $\lambda_c = 1,3, 2,0, 5,0$ et $10,0 \mu\text{m}$ (les trait verticaux positionnent ces longueurs d’onde).

fréquences normalisées, i.e. pour différentes longueurs d’onde, l’étalement du mode). Sur la figure 3.6, j’ai tracé, en fonction de la longueur d’onde, la proportion d’énergie du mode fondamental qui se trouve dans le cœur, pour des guides ayant différentes longueurs d’onde de coupure. L’expérience montre que lorsque la proportion d’énergie dans le cœur est inférieure à 60%, les imperfections et défauts du guide vont empêcher un guidage et l’énergie du mode fondamental va rapidement s’évacuer dans la gaine. On voit que pour un guide avec une longueur d’onde de coupure λ_c , la proportion d’énergie dans le cœur devient inférieure à 60% pour une longueur d’onde d’environ $1,5\lambda_c$. Cela définit un domaine de longueur d’onde sur lequel on pourra utiliser un guide d’onde monomode.

Cette longueur d’onde de coupure haute est assez indicative et dépend fortement de la structure de la gaine et de son épaisseur. Si une modélisation de la structure du guide peut permettre de déterminer cette limite, une mesure directe reste cependant nécessaire ce que je présenterais dans le chapitre 4.

3.2.3 Couplage en injection et en collection

Afin d’injecter le faisceau dans le guide et de collecter le flux en sortie, il faut dimensionner les optiques de couplage et les guides pour minimiser les pertes par couplage. Comme les dimensions du mode fondamental du guide et de la figure de diffraction dépendent fortement de la longueur d’onde, on peut s’attendre à ce que ces pertes de couplage soient dépendantes de la longueur d’onde. J’évaluerai donc sur quel domaine de longueur d’onde les pertes par couplage restent raisonnables.

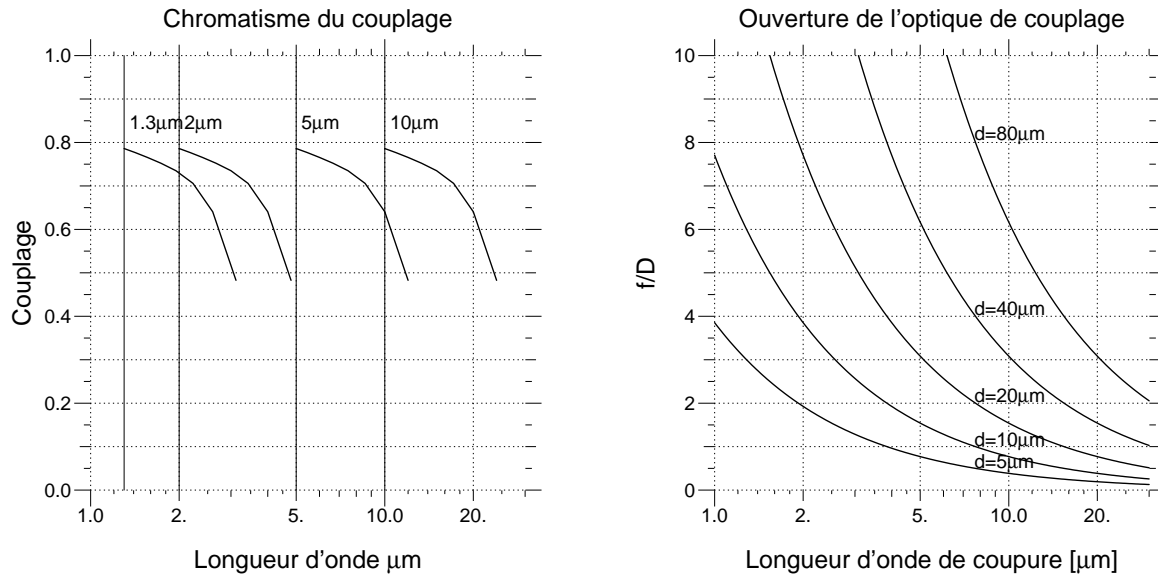


FIG. 3.7 – Gauche : Graphique donnant l'évolution avec la longueur d'onde du couplage entre le mode fondamental du guide et la tache d'Airy. Chaque courbe correspond à un guide pour lequel le couplage a été optimisé à sa longueur d'onde de couplage. Ici, le couplage a été optimisé à $\lambda_c = 1,3, 2,0, 5,0$ et $10,0 \mu\text{m}$ (les trait verticaux positionnent ces longueurs d'onde de couplage). **Droite** : Graphique donnant le nombre d'ouverture f/D de l'optique de couplage en fonction du diamètre du guide et de la longueur d'onde de couplage λ_c (le couplage est optimisé à cette même longueur d'onde).

Couplage en injection

Dans la partie 1.4.3, j'ai donné les principales relations décrivant le couplage en injection dans un guide circulaire. Ici, on cherche à évaluer le couplage entre un front d'onde plan et le mode fondamental du guide par le biais d'une optique (avec une pupille circulaire). Il s'agit du recouvrement entre une figure de diffraction d'Airy et un mode gaussien. Je me place ici dans le cadre d'une onde parfaitement plane ou suffisamment bien corrigée des effets de la turbulence atmosphérique par une optique adaptative. L'intérêt principal d'utiliser un filtrage modal est de réduire les effets des défauts de la surface d'onde sur la mesure de la visibilité d'un interférogramme (partie 1.2.1). Pour ce qui est des pertes par couplage avec une turbulence d'origine atmosphérique ou instrumentale, l'effet chromatique devient un effet du second ordre que je ne prendrais pas en compte ici, d'autres études ayant déjà été menées SHAKLAN & RODDIER (1988); RUILIER & CASSAING (2001); MENNESSON *et al.* (2002).

SHAKLAN & RODDIER (1988) et RUILIER (1998) ont évalué le couplage d'un front d'onde en sortie d'un télescope dans un guide d'onde et ont déterminé que celui-ci peut être optimisé à environ $\sim 81\%$ au mieux (relation 1.66). Ce qui nous intéresse maintenant est de déterminer l'évolution de ce couplage avec la longueur d'onde pour un guide donné et un système d'injection donné. Sur la figure 1.24, j'ai schématisé l'injection dans le guide. J'ai évalué l'évolution du couplage en fonction de la longueur d'onde en travaillant avec les formes exactes du mode fondamental (relations 1.53, 1.54). La figure 3.7 (gauche) donne, pour un guide ayant une

longueur d'onde de coupure λ_c et une optique d'injection optimisée à cette longueur d'onde, comment évolue le couplage sur le mode fondamental en fonction de la longueur d'onde. Ce graphique montre que le couplage reste achromatique, en tolérant une perte de couplage de 20% par rapport à la valeur maximale, sur un domaine spectral d'une octave (i.e., sur un domaine entre λ_c et $2.\lambda_c$)¹. Ainsi aux longueurs d'onde de l'infrarouge thermique, on peut obtenir un couplage achromatique sur 8000 nm (pour un guide monomode à partir de $8\ \mu\text{m}$).

Dans le dimensionnement de l'optique d'injection, il faut s'intéresser à son nombre d'ouverture. Sur le graphique 3.7 (droite), j'ai représenté le nombre d'ouverture de l'optique de couplage en fonction de la longueur d'onde de coupure λ_c à laquelle le couplage a été optimisé. L'approximation gaussienne peut être utilisée ici car on est à la coupure modale du guide. Le rapport f/D a été évalué pour différents diamètres de guide d'onde (la différence d'indice cœur/gaine du guide dépend de λ_c et du diamètre du guide). On voit que l'optique doit être de plus en plus ouverte lorsque, à diamètre de cœur fixe, on augmente la longueur d'onde de coupure. Pour les longueurs d'onde qui nous intéressent, les optiques seront nécessairement très ouvertes avec des rapports f/D inférieurs à 2,0 lorsque l'on va travailler avec des guides de diamètre de cœur inférieur à $40\ \mu\text{m}$.

Couplage en sortie de guide

En sortie de guide, le mode guidé diffracte comme nous l'avons vu dans la partie 1.4. Suivant le type de montage qui va utiliser le composant d'optique intégrée, le flux en sortie sera soit couplé sur le détecteur, soit couplé dans un montage optique. Dans tous les cas, il faut utiliser une optique entre la sortie des guides et le reste du montage (Figure 3.8).

Le nombre d'ouverture du faisceau en sortie de guide est donné par la relation 1.69. La figure 3.8 (en bas, à gauche) montre comment varie ce nombre d'ouverture en fonction de la longueur d'onde de coupure et du diamètre du guide. De manière similaire avec le couplage en injection, l'optique devra être de plus en plus ouverte lorsque, à diamètre de cœur fixe, on augmente la longueur d'onde de coupure. Pour diminuer cette contrainte sur l'ouverture de l'optique, il faut chercher à augmenter le diamètre du guide. Les deux graphiques (Figure 3.7-droite et figure 3.8) ne sont pas identiques car le couplage à l'injection se fait entre une tache d'Airy et un mode gaussien et suit la relation (1.66). Pour le couplage en sortie, on cherche à coupler un mode gaussien selon la relation (1.69). Les deux graphiques seraient identiques si l'on cherchait à injecter un faisceau gaussien dans le guide.

Couplage en sortie sans optique

Dans les cas où l'on cherche à mesurer le flux en sortie des guides, sans insérer un montage optique intermédiaire entre le composant et le détecteur, il est possible de se passer d'optique de relais (figure 3.9) comme mis en œuvre par BERTHET *et al.* (1997) et par CLAUSS &

¹le calcul présenté ici est différent de celui présenté dans MENNESSON *et al.* (2002), ce qui explique la différence entre les valeurs obtenues. Après discussion avec l'un des auteurs, C. Ruilier, les conditions d'optimisation du couplage sont différentes.

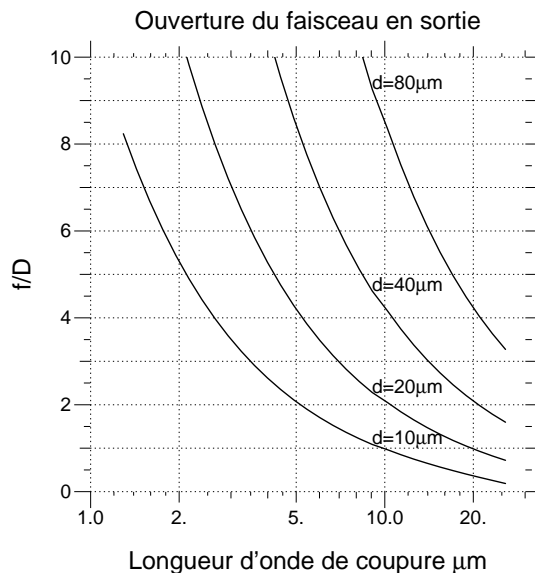
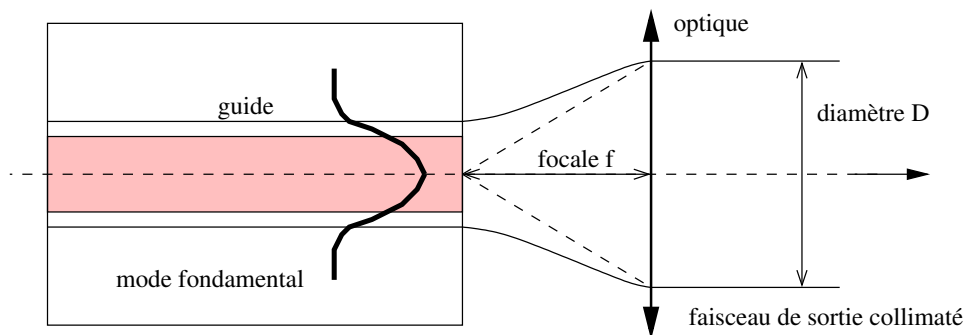


FIG. 3.8 – En haut : Schéma illustrant le couplage en sortie de guide avec une optique de volume. **En bas** : Graphique donnant le nombre d'ouverture f/D du faisceau en fonction de la longueur d'onde de coupure et de son diamètre de cœur. Ce nombre d'ouverture donne l'ouverture de l'optique qu'il faut utiliser.

PERSEGOL (1997). Idéalement, on pourrait hybrider le détecteur et les guides d'onde en les plaçant l'un contre l'autre sur un même substrat. C'est en pratique peu réaliste car de telles technologies sont difficiles à développer et le coût financier serait trop élevé pour un instrument unique. Une solution bien plus réaliste serait de rapprocher la surface du détecteur et celle du composant d'optique intégrée avec des platines micromécaniques "classiques". La difficulté vient de ce que l'on aura pas une distance détecteur / guide aussi petite que l'on veut (par exemple parce que le détecteur aura une fenêtre d'une certaine épaisseur ou qu'il y aura un encombrement mécanique du système de positionnement). Quelques ordres de grandeur permettent de définir la distance maximale que l'on peut tolérer.

L'enveloppe du mode fondamental en sortie de guide est donnée par la relation 1.67. La difficulté tient à ce que si un composant possède plusieurs guides de sorties (ce qui est souvent le cas), le flux en sortie d'un guide ne doit pas être détecté par un élément du détecteur

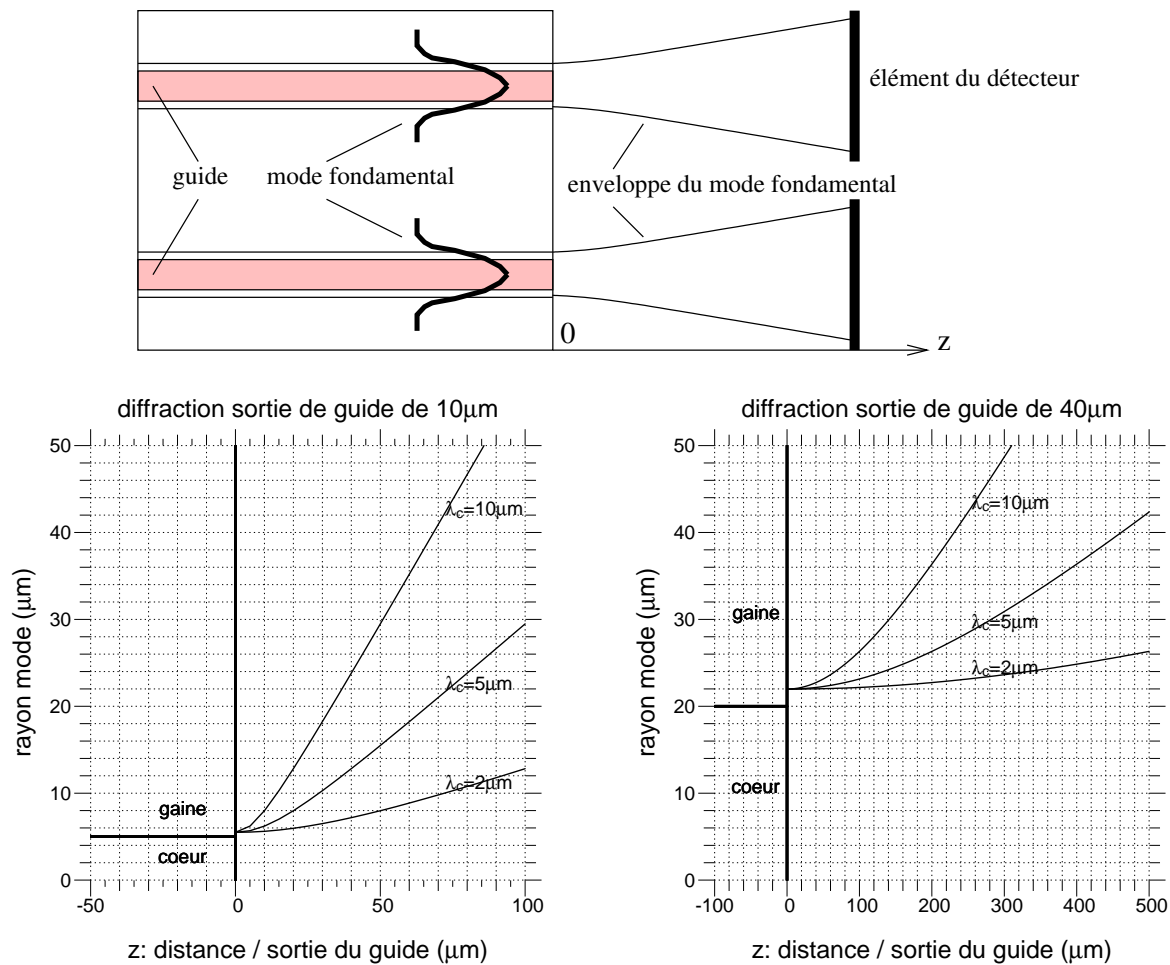


FIG. 3.9 – **En haut** : couplage du flux en sortie des guides directement sur les éléments du détecteur. La difficulté tient à ce que le flux issu d'un guide ne doit pas être couplé sur un élément voisin. **En bas** : enveloppe du mode fondamental en sortie de guide en fonction de la longueur d'onde de coupure λ_c et du diamètre du guide.

placé sur l'axe d'un guide voisin. Pour éviter ce couplage parasite, il faut dimensionner la géométrie de l'ensemble en jouant sur la forme de l'enveloppe de diffraction, sur la distance entre deux guides voisins, sur la distance guide/détecteur et sur la taille des éléments du détecteur. Les deux graphiques de la figure 3.9 donnent l'enveloppe de diffraction du mode fondamental pour deux diamètres de guide et pour différentes longueurs d'onde de coupure. En infrarouge proche, les détecteurs ont des éléments de l'ordre de 50 μm (voir la caméra LYRIC par exemple) alors qu'en infrarouge thermique la dimension typique est comprise entre 100 μm et 1 mm (voir par exemple les détecteurs d'Infrared Associates). En se plaçant dans un cas défavorable avec des guides de 10 μm de diamètre de cœur séparés les uns les autres de 100 μm à une longueur d'onde de 10 μm et avec un élément du détecteur de 100 μm , il faudrait une distance guide/détecteur de 50 μm pour éviter tout problème de couplage de flux. Une telle valeur a été obtenue par BERTHET *et al.* (1997) dans le cas de fibres optiques placées face à

un détecteur.

3.2.4 Du guide droit ... au recombineur.

Le guide droit permet de réaliser la fonction de base intéressant l'interférométrie stellaire : le filtrage modal. L'étape suivante sera la réalisation de fonctions optiques plus complexes en particulier la recombinaison interférométrique de faisceaux. Nous avons déjà vu les fonctions optiques élémentaires nécessaires : courbure, jonction Y directe et inverse, coupleur, croisement. Tout comme le dimensionnement des guides, le dimensionnement de ces fonctions optiques est dépendant de la longueur d'onde de travail et de la différence d'indice coeur/gaine. Les critères de conception sont, en plus de réaliser la fonction optique, que cette fonction soit achromatique sur une bande spectrale donnée et que les pertes fonctionnelles soient les plus faibles possibles. Je donne ici pour les principales fonctions optiques leurs dépendances géométriques avec la longueur d'onde et la différence d'indice :

Courbure : une courbure a des pertes de propagation qui vont augmenter inversement avec le rayon de courbure. Il existe également un rayon critique en dessous duquel le guidage du mode n'est plus assuré. On a intérêt à avoir un mode bien confiné (donc une différence d'indice élevée) pour diminuer ces pertes.

Jonction Y direct et inverse : une jonction Y a une réponse achromatique (séparation 50/50 du flux pour une jonction directe). La conception d'une jonction tient essentiellement à assurer un comportement monomode tout en minimisant les pertes, les paramètres sur lesquels on peut jouer étant l'angle entre les deux branches du Y et la forme de la pointe (KHALIL, 1993). Cet angle dépend de la différence d'indice : pour des différences faibles (typiquement $5 \cdot 10^{-3}$), l'angle reste faible, de l'ordre de $0,1^\circ$. Pour des différences d'indice de l'ordre de 10^{-1} , cet angle devient de l'ordre de quelques degrés.

Croisement : la conception consiste à diminuer l'échange d'énergie d'un guide à l'autre (cross-talk). Pour des différences d'indice faibles, l'angle entre les deux guides reste faible, de l'ordre de $10 - 12^\circ$. En augmentant, la différence d'indice, le mode d'un guide va de plus en plus diffracter en arrivant sur le croisement et pour éviter que cette énergie se couple sur l'autre guide, il faut augmenter l'angle de croisement (GÉRARD, 1994). Pour des différences d'indice de $0,1$, l'angle devient de l'ordre de $40 - 50^\circ$.

coupleur : un coupleur a une réponse chromatique puisque le taux de couplage dépend des dimensions de la structure (longueur de couplage, distance entre les guides, dimensions des modes, ...). La dépendance avec la différence d'indice nécessite des calculs et des simulations détaillées. Le point à relever est qu'il est difficile de réaliser un coupleur avec un rapport de flux qui soit constant sur une large gamme de longueur d'onde (voir par exemple l'étude de GLUCK (2001) pour la conception d'un coupleur achromatique sur la bande atmosphérique H).

Ces éléments sont à prendre en compte dans le choix des technologies de guide d'onde à la fois pour les matériaux (les substrats transparents en infrarouge thermique coutent chers et

ne sont pas nécessairement disponibles en grande dimension) et pour les technologies puisque la géométrie des fonctions dépend fortement de la différence d'indice cœur/gaine.

3.2.5 Bilan

Pour être monomode aux longueurs d'onde de l'infrarouge thermique, les structures guidantes doivent avoir une dimension transversale comprise entre 5 et 100 μm et une différence d'indice cœur/gaine entre 10^{-4} et 10^{-1} .

Les optiques de couplage (lentilles ou miroirs) ne peuvent avoir un nombre d'ouverture inférieure à 1 à cause des difficultés pour tailler leurs surfaces. Pour limiter les effets de la diffraction en sortie de guide et avoir une ouverture numérique faible, il vaut mieux préférer des guides de gros diamètre.

Un guide monomode ne pourra être utilisé, au mieux, que pour une longueur d'onde inférieure à deux fois sa longueur d'onde de coupure. Cette limite est imposée par les pertes de couplage à l'injection qui augmentent avec la longueur d'onde. Cette longueur d'onde limite peut être plus petite si le mode fondamental n'est plus suffisamment confiné dans le cœur en augmentant la longueur d'onde.

Nous verrons dans la suite de ce chapitre que les micro-technologies de l'optique intégrée permettent de réaliser des structures avec une dimension maximale de l'ordre d'une vingtaine de micromètres. Il va donc falloir faire un compromis entre des guides de faibles diamètres technologiquement réalisables et des guides de plus gros diamètres pour faciliter le couplage.

3.3 Les matériaux

Dans cette partie, je commence par donner les critères de choix des matériaux (partie 3.3.1). Puis, je détaillerai les sources de pertes (partie 3.3.2). Je finirai en donnant les matériaux utilisables en infrarouge thermique et en donnant ceux qui pourront être utilisés pour notre application (parties 3.3.3 et 3.3.4).

3.3.1 Les critères de choix

Pour choisir les matériaux avec lesquels on pourra réaliser des guides d'onde, plusieurs critères sont à prendre en compte :

- la **fenêtre de transparence** donne la bande de longueur d'onde sur lequel le matériau est transparent, c'est-à-dire les longueurs d'onde où les pertes sont faibles.
- les **pertes intrinsèques** dans la fenêtre de transparence. Ce sont les pertes liées à la structure même du matériau qui donnent les pertes minimum que l'on peut espérer obtenir. En pratique, ces pertes sont rarement atteintes. Il faut noter le cas particulier de la silice pour laquelle les processus de fabrication ont été améliorés pour finalement atteindre les pertes intrinsèques.

- les **pertes extrinsèques**. Ce sont les pertes réelles du matériau qui incluent les pertes intrinsèques et celles dues aux défauts et impuretés introduits lors de la fabrication.
- les **variations de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde** induisent des effets de dispersion chromatique. C'est un comportement qu'il faut prendre en compte mais qui n'est pas critique lors d'un premier choix de matériaux.
- la **qualité optique et mécanique** : cette appellation regroupe tout ce qui va affecter la qualité du matériau :
 - stabilité chimique : certains matériaux sont hygroscopiques (ils absorbent la vapeur d'eau) ou perdent leur tenue mécanique en présence de solutions (utilisées pour le polissage par exemple).
 - comportement mécanique : de nombreux matériaux infrarouges sont caractérisés par une dureté faible ce qui rend difficile leur polissage et les rend fragiles aux chocs.
 - stabilité thermique : face aux variations de température, le matériau doit garder sa structure mécanique et ses caractéristiques optiques.
 - homogénéité : il faut pouvoir garantir une homogénéité des caractéristiques optiques du matériau sur des surfaces au moins de l'ordre du cm^2 (surface nécessaire pour la réalisation de fonctions optiques complexes).
- **possibilité de réaliser des structures guidantes** : la plupart des matériaux peuvent permettre la réalisation de guide par des techniques de gravure de couches minces ou autres. La difficulté tient au savoir-faire qui existe concernant les techniques de réalisation et à la reproductibilité des processus en jeu.

Historiquement, les matériaux pour l'optique infrarouge ont souvent été développés pour les besoins des télécommunications par fibre optique qui cherchent à augmenter les distances de transmission. Les pertes de propagation sont alors des critères essentiels et plusieurs matériaux comme les verres de silice, les verres fluorés ou les verres de chalcogénure ont été très développés car on estimait que leurs pertes intrinsèques étaient très faibles. C'est seulement dans le cas de la silice que les pertes extrinsèques ont pu être réduites pour atteindre pratiquement les pertes intrinsèques, faisant de la silice un matériau de choix pour l'optique infrarouge proche. Pour de nombreux autres matériaux, les pertes intrinsèques sont estimées inférieures à celles de la silice de plusieurs ordres de grandeur mais n'ont jamais pu être atteintes en pratique. Les pertes extrinsèques restent supérieures à celles de la silice, ce qui fait que l'on s'est progressivement désintéressé de ces matériaux saufs pour des applications spécifiques.

Une autre motivation pour le développement de ces matériaux est l'imagerie infrarouge à destination des applications militaires. Par exemple, le verre de chalcogénure As_2S_3 a été développé dans les années 50 lorsque des systèmes de détection infrarouge ont été développés. De nos jours, une autre forme de verre de chalcogénure, les verres TeX (voir plus loin) sont développés pour réaliser des optiques infrarouges économiques à installer sur des caméras bolométriques, pour des applications de surveillance industrielle par exemple.

3.3.2 Les sources de perte optique

Les pertes optiques sont essentiellement liées à la structure chimique et électronique des matériaux. Ces matériaux se divisent essentiellement en deux catégories, les matériaux amorphes et les matériaux cristallins, cette différence définissant leurs propriétés optiques. Les **matériaux amorphes** sont caractérisés par une absence d'ordre cristallin à grande échelle mais peuvent avoir un tel ordre à petite échelle, typiquement sur des distances de quelques angströms à quelques dizaines d'angströms. Une importante classe des matériaux pour l'optique est constituée par les verres obtenus par solidification d'un liquide fondu. Les verres sont intrinsèquement isotropes. Les **matériaux cristallins** possèdent eux un ordre à grande échelle et ont des caractéristiques de symétrie et des propriétés dépendantes de la direction. Les cristaux sont obtenus à partir d'un liquide ou par croissance depuis une solution. Proche de cette catégorie, on trouve les matériaux polycristallins qui sont composés de petits cristaux individuels (typiquement de $50 \mu\text{m}$) reliés par des grains qui se comportent comme des défauts d'une structure cristalline à plus grande échelle.

Les **semi-conducteurs** sont parfois mis dans une catégorie à part. Ces matériaux ont des propriétés particulières, lors de leur interaction avec des photons, à cause de leur structure électronique. Ces propriétés jouent un rôle important dans le domaine des détecteurs ou des matériaux actifs. Pour notre application d'optique passive, c'est surtout la propriété cristalline de la structure qui joue un rôle. Néanmoins, je continuerai à utiliser les notions de matériau cristallin et de semi-conducteur, ces notions étant fréquentes dans la littérature et dus à l'influence du milieu de la microélectronique.

La distinction cristallin / amorphe ne concerne pas les éléments atomiques ou les composés utilisés dans le matériau mais beaucoup plus la disposition de ces éléments. Ainsi, on peut avoir du ZnSe sous une forme amorphe pour former un verre optique transparent dans l'infrarouge ou sous une forme cristalline pour former un semi-conducteur.

Les pertes optiques des matériaux sont déterminées par trois propriétés physiques de base : les transitions électroniques, les vibrations du réseau et les effets des porteurs libres (TROPF *et al.*, 1995). L'importance de ces processus dépend du matériau et de la région de longueur d'onde considérée (Figure 3.10) :

- Les **transitions électroniques** jouent un grand rôle dans les pertes par absorption pour tous les matériaux. Ces transitions sont dues à la structure des bandes électroniques du matériau. Les bandes d'absorption se manifestent aux courtes longueurs d'onde et sont appelées parfois bandes d'Urbach (la partie de la bande pour les faibles absorptions est aussi nommée "weak tail").
- Les **vibrations du réseau ou phonons** jouent un grand rôle dans les isolants et les semi-conducteurs. Le réseau cristallin vibre selon des modes optiques en créant des phonons. Il existe des vibrations à des fréquences supérieures et inférieures (harmoniques) à celles des phonons que l'on nomme **multiphonons**. Plus le matériau a une structure désordonnée et plus les modes optiques produisent des bandes d'absorption larges, ce qui est le cas des verres, et va se faire ressentir lorsqu'il y a des défauts dans les matériaux

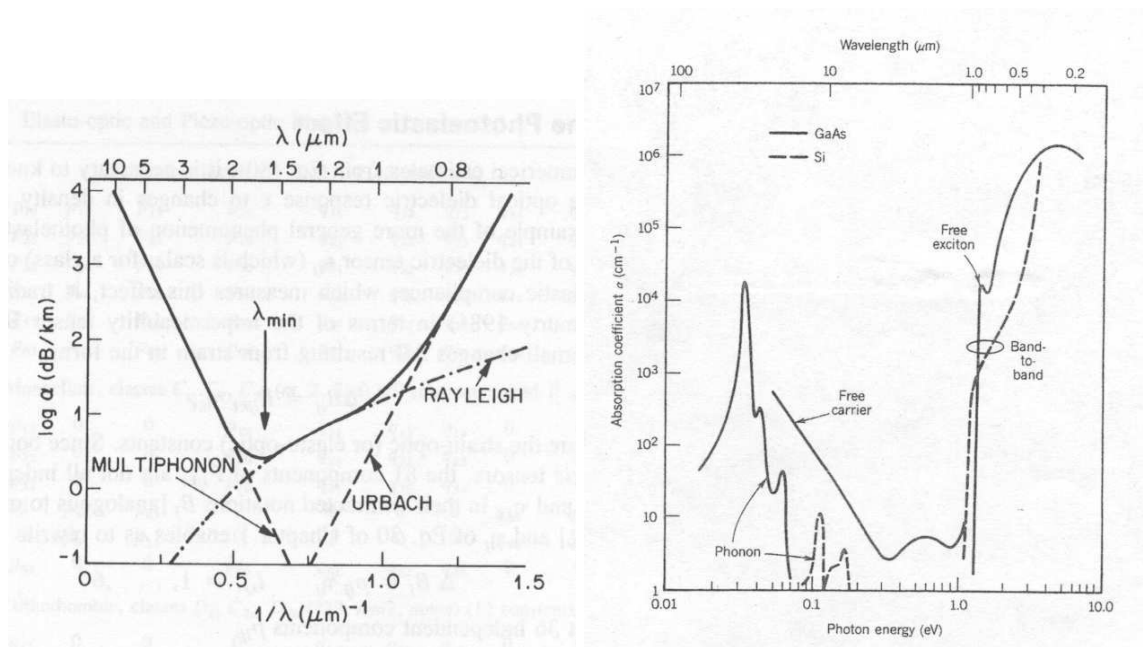


FIG. 3.10 – Illustration des différentes sources de pertes dans les matériaux optiques. **A gauche** : pertes de propagation pour un verre non-oxyde (*Extrait de KLOCEK (1991)*). **A droite** : coefficient d'absorption optique en fonction de la longueur d'onde pour les semi-conducteurs GaAs et Si (*Extrait de SALEH & TEICH (1991)*).

cristallins et polycristallins. Ces absorptions se manifestent vers les grandes longueurs d'onde.

- Les **porteurs libres** sont des électrons ou des trous libres dans la structure des semi-conducteurs. Pour les isolants ou les semi-conducteurs avec une bande d'énergie interdite supérieure à 0,5 eV, l'effet des porteurs libres est faible sur l'absorption. Pour des semi-conducteurs avec un petit gap, leur transparence est très affectée par les effets de ces porteurs libres.
- Les **pertes par diffusion** par le mécanisme de Rayleigh sont des pertes qui sont prédominantes dans la zone de transparence du matériau (Figure 3.10 gauche). Pour un matériau donné, ces pertes sont inversement proportionnelles à λ^4 .
- Les **pertes extrinsèques** se manifestent surtout sur le domaine de transparence du matériau entre les absorptions dues aux transitions électroniques et aux vibrations de résonnance. Elles sont causées par des variations locales de la densité, des défauts, ou des grains pour les solides polycristallins. Ces défauts provoquent des pertes par *diffusion de Mie* (BORN & WOLF, 1999) qui diminue lorsque la longueur d'onde augmente. Ce sont ces pertes qui affectent beaucoup les performances réelles des matériaux pour l'infrarouge thermique en augmentant les pertes par absorption de plusieurs ordres de grandeur par rapport aux pertes intrinsèques.

Pour que les matériaux transmettent dans l'infrarouge thermique, les bandes d'absorption

dues aux phonons doivent être repoussées vers les grandes longueurs d'onde (ou les faibles fréquences de vibration). En cherchant à diminuer ces fréquences de vibration, on va privilégier des matériaux avec des énergies de phonons faibles. La structure cristalline aura globalement une énergie de liaison faible, ce qui explique que les matériaux transparents en infrarouge thermique ont généralement une mauvaise tenue mécanique, sont mous et cassants.

Après avoir décrit les principales propriétés optiques des matériaux, je vais présenter les matériaux amorphes et cristallins pour sélectionner ceux utilisables en optique intégrée. Cette présentation est en partie issue de TROPF *et al.* (1996), de KLOCEK (1991), de WOLFE (1996) et de (HANS & NEUROTH, 1995, chapitre 8). J'invite le lecteur à consulter ces ouvrages pour plus de détails.

3.3.3 Les verres

Pour un matériau amorphe, la transparence est limitée aux petites longueurs d'onde par les transitions électroniques et aux grandes longueurs d'onde par les phonons (voir l'exemple de la silice sur la figure 3.10 (gauche)). Globalement, pour augmenter la fenêtre de transmission vers les grandes longueurs d'onde, il faut diminuer la fréquence de vibration des phonons et donc utiliser des atomes avec des masses plus importantes (Figure 3.11).

Pour les **verres d'oxydes**, les formateurs de réseau sont des oxydes du type B_2O_3 , SiO_2 , P_2O_5 , GeO_2 , ... L'absorption intrinsèque de ces oxydes se situe dans l'infrarouge entre 6 et $25 \mu m$ et c'est pourquoi ils ne transmettent bien qu'en infrarouge proche. La silice est un exemple de verre d'oxyde qui a été étudié depuis de nombreuses années pour son exceptionnelle transparence dans le visible et surtout dans l'infrarouge proche. Le minimum de perte est de 0,16 dB/km à $1,55 \mu m$ et est pratiquement atteint pour des fibres optiques. Comme on l'a vu dans le chapitre 2, les verres de silice transmettent jusqu'à environ $2,5 \mu m$, la cause majeure d'absorption étant due à la vibration des liaisons OH (Oxygène-Hydrogène). La silice fondue synthétisée industriellement permet d'éliminer une grande partie des liaisons et d'augmenter la fenêtre de transmission jusqu'à $4 \mu m$.

Pour augmenter encore la fenêtre de transmission vers les grandes longueurs d'onde, il faut éliminer l'utilisation de l'oxygène dans les formateurs de réseau.

On trouve alors les **verres non-oxydes**. Les **verres d'halogénure** contiennent des éléments du groupe VII (halogène) de la table des éléments périodiques (F, Cl, Br, I). Les vibrations fondamentales de ces atomes se situent pour des longueurs d'onde entre 15 et $45 \mu m$. Les longueurs d'onde de vibration sont plus grandes car les halogénures sont des atomes plus lourds. Ainsi, le chlore augmente la fenêtre de transmission vers $13 \mu m$, le brome vers $20 \mu m$ et l'iode vers $30 \mu m$.

Les premiers verres non-oxydes étudiés sont par exemple les verres BeF_2 ou $ZnCl_2$ qui sont très hygroscopiques, le verre BeF_2 étant de plus toxique. On trouve aussi des halogénures métalliques ($CdCl_2$, CdI_2 , ...) qui sont chimiquement peu stables. Différentes recherches ont conduit à la réalisation de verre HMF (Heavy Metal Fluoride) basé sur le fluorozirconate (ZrF_4). D'intensives recherches ont été menées sur ces verres car leurs pertes intrinsèques sont

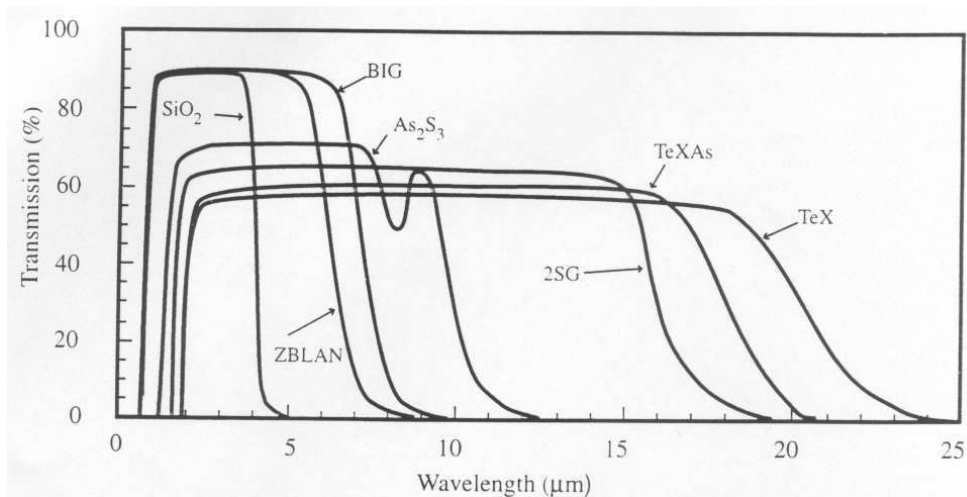


FIG. 3.11 – Fenêtre de transparence des principaux types de verre. *Extrait de LUCAS (1999).*

estimées autour de 10^{-2} - 10^{-3} dB/km vers 2-3 μm soit 10 à 100 fois plus faibles que les pertes intrinsèques de la silice (0,16 dB/km à 1,55 μm). Ces travaux ont abouti aux verres fluorés ZBLAN (POULAIN, 1975; JOSS, 1997) avec des pertes extrinsèques de 1 dB/cm. Le ZBLAN est constitué de 5 composés fluorés suivant la composition $\text{Zr}_{55}\text{Ba}_{18}\text{La}_6\text{Al}_4\text{Na}_{17}$. Ses pertes sont très supérieures aux pertes intrinsèques à cause des nombreux défauts résiduels tels que des cristallites, des bulles, des inclusions ou des impuretés. On trouve également des verres dit BIG et ZBLA de structure proche des verres ZBLAN (JOSS, 1997). Des essais ont été menés pour synthétiser des verres et des fibres en microgravité, ce qui évite la cristallisation et donc réduits ces pertes (TUCKER *et al.*, 1997).

Pour les **verres de chalcogénure**, les atomes d'oxygène sont remplacés par des éléments du groupe VI du type soufre (S), sélénium (Se) et tellure (Te). L'utilisation de soufre permet d'augmenter la fenêtre de transparence jusqu'à 12 μm , le sélénium jusqu'à 15 μm et le tellure jusqu'à 20 μm (KOKORINA, 1996). Les principales bandes d'absorption sont dues aux liaisons OH et H₂S. Ces verres ont été très étudiés il y a une quinzaine d'années car leurs pertes intrinsèques sont estimées inférieures à celles de la silice et rendaient possible la réalisation de fibres optiques avec de très faibles pertes (KOKORINA, 1996). Malheureusement, les nombreux défauts résiduels (cristallites, impuretés, ...) n'ont pas permis d'atteindre les pertes actuelles de la silice. Ces matériaux continuent à être étudiés pour leurs nombreuses propriétés optiques. Ces verres ont récemment eu un regain d'intérêt pour la réalisation "économique" d'optique transparente en infrarouge thermique.

On trouve enfin des **verres de chalco-halogénure** qui appartiennent à la famille des chalcogénures et à celle des halogènes (I, Br, ...). Ces verres sont généralement instables mais des recherches ont abouti à un verre d'halogénure stable à base de tellure. Ces verres du type TeX ont été développés par l'unité "Verres et Céramiques" de l'Université de Rennes puis par la société Vertex (ZHANG *et al.*, 1989; LUCAS & ZHANG, 1990). On trouve les verres

TeX lourds du type Te-Br-Se ou du type Te-I-Se qui transmettent jusqu'à $20\ \mu\text{m}$. On trouve également les verres TeX contenant du Soufre ou du Chlore qui transmettent jusqu'à $13\ \mu\text{m}$.

Parmi tous ces verres, on retient ceux qui sont les plus stables (ce sont aussi ceux qui sont disponibles commercialement). Parmi les verres d'halogénure, ceux de type ZBLAN sont les meilleurs candidats avec toutefois une transparence jusqu'à $6\text{-}7\ \mu\text{m}$, ce qui peut être limitant pour certaines applications. Les nombreux verres de chalcogénure disponibles constituent de bons candidats transmettant sur la plus grande partie de la fenêtre de l'infrarouge thermique. Néanmoins, pour couvrir les plus hautes longueurs d'onde de cette fenêtre, au-delà de $16\ \mu\text{m}$, il sera nécessaire d'utiliser des verres de chalc-halogénure qui sont moins bien maîtrisés que les verres de chalcogénure.

3.3.4 Les matériaux cristallins

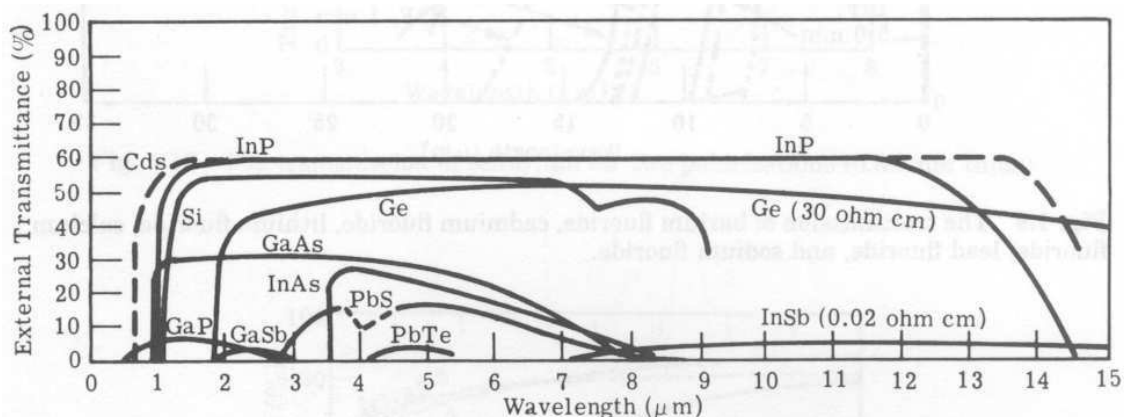


FIG. 3.12 – Fenêtre de transparence des principaux matériaux semi-conducteurs. L'épaisseur des échantillons n'est pas connue. *Extrait de WOLFE (1996).*

Les **halogénures alcalins** ont été les premiers matériaux infrarouges utilisés. Ils contiennent des halogènes (F, Cl, Br, I) en combinaison avec un alcalin (Li, Na, K, ...). Les matériaux les plus communs sont LiF, NaCl, KCl, KBr, KI, CsBr et CsI avec une fenêtre de transparence qui commence à $1\ \mu\text{m}$ et s'étend jusqu'à 15 à $50\ \mu\text{m}$ (seul le LiF ne transmet pas au-delà de $5\text{-}6\ \mu\text{m}$). Tous ces matériaux sont mous, fragiles et solubles dans l'eau et dans d'autres solvants. Ils sont maintenant utilisés en optique infrarouge uniquement pour des applications spécifiques (en laboratoire par exemple).

Les **alcalino-terreux fluorés** les plus courants sont MgF_2 , CaF_2 , SrF_2 , BaF_2 , PbF_2 , CdF_2 . Ils sont très utilisés en optique ultraviolette et infrarouge à cause de leur dureté, de leur stabilité et de leur faible solubilité dans l'eau. Leur fenêtre de transmission s'étend globalement jusqu'à $10\ \mu\text{m}$.

Les **oxydes** sont une catégorie de matériaux cristallins très stables. On trouve le saphir (Al_2O_3), ALON ($\text{Al}_{23}\text{O}_{27}\text{N}_5$), le quartz (SiO_2 qui est une autre forme de la silice), le béryllium (BeO), le zirconium (ZrO_2). A cause de leur structure d'oxyde, ces matériaux ont une fenêtre

de transmission limitée à 5-7 μm . Le diamant (forme particulière du carbone) présente une transparence aux longueurs d'onde visibles et à partir de 6,5 μm jusqu'à plus de 100 μm . Sa très grande dureté le rend difficile à polir et à utiliser sous une forme massive. Il est plutôt utilisé en couche mince pour protéger des surfaces optiques bien que le dépôt soit difficile.

Les **semi-conducteurs élémentaires** sont surtout des éléments du groupe IV, les plus utilisés étant le silicium (Si) et le germanium (Ge) (voir la fenêtre de transparence du silicium sur la figure 3.10). Le silicium présente des pertes par absorption dues aux phonons entre 7 et 14 μm de longueur d'onde ce qui limite sa fenêtre de transparence entre 1 et 7 μm avec des pertes extrinsèques très faibles, de l'ordre de 0,1 dB/cm.

Les **semi-conducteurs binaires** sont formés d'un élément du groupe III comme l'aluminium (Al), le gallium (Ga), l'indium (In) et d'un élément du groupe V comme le phosphore (P), l'arsenic (As) ou l'antimoine (Sb).

Les **semi-conducteurs ternaires** sont composés de deux éléments du groupe III (B, Al, Ga) avec un élément du groupe V (N, P, As) ou d'un élément du groupe III avec deux éléments du groupe V. Pour ces types de semi-conducteurs, les seuls matériaux optiques sont basés sur le gallium. Le plus utilisé est le GaAs avec une fenêtre de transmission de 0,9 à 17 μm . Il est très résistant avec un faible coefficient d'expansion thermique pour une disponibilité en surface importante pour un coût faible (à cause de son utilisation importante en microélectronique).

Les **semi-conducteurs quaternaires** sont composés de deux éléments du groupe III avec deux éléments du groupe V. De la même façon que pour les composés ternaires, les propriétés de ces composés dépendent des proportions relatives des différents éléments.

Les **semi-conducteurs binaires ou ternaires du groupe II-VI** sont composés d'éléments du groupe II (Zn, Cd, Pb, Hg) et du groupe VI (S, Se, Te). Ces matériaux transmettent loin vers les grandes longueurs d'onde à cause de leurs liaisons de faible énergie et des atomes lourds ce qui produit des fréquences de vibrations faibles. Les matériaux les plus usuels sont le ZnS et le ZnSe avec une fenêtre de transparence respectivement de [5-14 μm] et de [0,8-16 μm] puis le CdS, le CdSe, le PbTe ainsi que HgTe et CdTe. Le ZnS est transparent sur la fenêtre [0,5-5 μm] avec des pertes importantes. Le composé ternaire basé sur HgCdTe a une fenêtre de transparence large, de 0,5 μm à plus de 20 μm . Son utilisation est très connue dans le domaine des détecteurs infrarouges et c'est en diminuant la proportion de mercure que l'on obtient un matériau transparent.

Les **semi-conducteurs dopés** sont obtenus en ajoutant des impuretés ou des dopants afin de changer la concentration des porteurs mobiles. Si les dopants ont un excès d'électrons de valence, on a des électrons mobiles en trop et le semi-conducteur est de type n . Des atomes du groupe V (par ex. P ou As) peuvent remplacer des atomes du groupe IV d'un semi-conducteur. Des atomes du groupe VI (par ex. Se ou Te) peuvent remplacer des atomes du groupe V d'un semi-conducteur du groupe III-V. Si les dopants ont un déficit d'électron de valence, on a des trous en trop et un semi-conducteur de type p . Des atomes du groupe IV d'un semi-conducteur peuvent être remplacés par des atomes du groupe III (B ou In) ou des atomes du groupe III peuvent être remplacés par des atomes du groupe II (Zn ou Cd).

Les semi-conducteurs non-dopés sont aussi appelés des matériaux intrinsèques et les semi-conducteurs dopés sont appelés des matériaux extrinsèques. Lorsque le dopage p ou n est élevé, on parle de semi-conducteur dopés p^+ ou n^+ .

Parmi ces matériaux cristallins, ce sont surtout les formes de semi-conducteurs qui seront utilisées comme matériaux infrarouges. Les autres matériaux cristallins sont difficilement utilisables soit à cause de leur faible stabilité chimique, soit à cause de leur fenêtre de transparence trop faible.

3.4 Les technologies des guides d'onde

Après avoir listé les matériaux utilisables ainsi que leurs propriétés, je vais donner les contraintes technologiques pour la réalisation de guides d'onde. Je commence par donner les différentes structures de guides d'onde que l'on peut trouver (partie 3.4.1). Après avoir listé les sources de pertes dans les guides (partie 3.4.2), je donnerai les critères de choix d'un couple matériau / technologie utilisable pour faire des guides (partie 3.4.3). Je finirai par donner un ensemble de solutions avec les performances mesurées ou espérées (partie 3.4.4).

3.4.1 Structure des guides

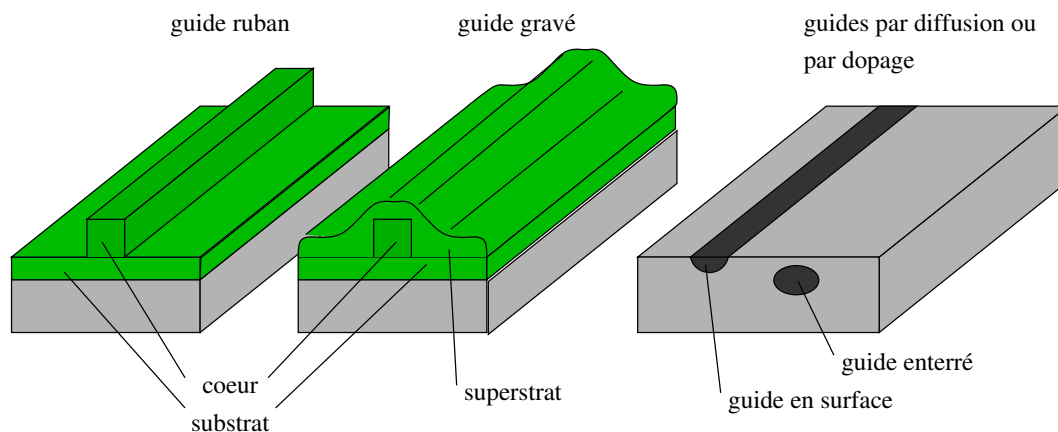


FIG. 3.13 – Illustration des principales structures de guide d'onde. Les deux figures de gauche correspondent à des technologies de gravure de couches minces. La figure de droite correspond à des technologies dans des verres massifs.

Jusqu'à présent, nous avons considéré des guides avec des structures "parfaites" et des substrats optiques de dimensions infinies. En pratique, il faut tenir compte de la dimension limitée du substrat optique et la réalisation des structures amène toujours des dysmétries en posant des limites technologiques. On peut distinguer les technologies en deux grandes classes, celles basées sur le dépôt et la gravure de couches minces et celles basées sur la modification locale dans le volume de matériaux massifs. La figure 3.13 donne des exemples de structures de guide d'onde.

Pour les **technologies à base de couches minces**, comme la technologie silice sur silicium utilisée en bande H et K , la méthode consiste à déposer des couches minces de matériaux sur un substrat et à graver chimiquement ou mécaniquement la couche guidante pour assurer un confinement latéral de la lumière. L'intérêt de cette technologie est de permettre un bon contrôle dimensionnel des structures et donc de réaliser certaines fonctions comme le coupleur asymétrique. Par contre, il est difficile d'obtenir des couches d'épaisseur importantes, cette limite étant très dépendante de la méthode de dépôt et des matériaux (pour la silice, une épaisseur de $30\ \mu\text{m}$ représente le maximum de ce que l'on sait déposer). Cette limitation est due aux contraintes mécaniques et thermiques qui vont apparaître durant la croissance de la couche mince. Ces contraintes génèrent des tensions internes qui peuvent fissurer la couche et empêcher une bonne adhérence des couches entre elles. Pour réduire les contraintes internes, il est souvent procédé à un recuit des dépôts avant et après la gravure. Ces recuits permettent également d'homogénéiser les structures de la couche et de réduire les pertes par rugosités à l'interface cœur/gaine. Lors de leur croissance, les couches minces présentent des structures avec des axes privilégiés (croissance selon des structures colonnaires par ex.) qui vont induire des comportements fortement biréfringents.

Pour les **technologies à base de matériaux massifs**, comme la technologie d'échange d'ions dans des verres de silice, c'est la modification locale de la structure du matériau qui permet de réaliser une structure guidante. L'intérêt de ces méthodes est d'obtenir des profils à gradient d'indice donnant des pertes de propagation faible. Pour la plupart des technologies, les guides sont réalisés en ajoutant ou en échangeant des éléments à travers la surface (échange d'ions, dopage d'impuretés) ou par un processus d'interaction optique. Les processus d'échange à travers une surface impliquent que la profondeur de pénétration augmente comme la racine carrée du temps. C'est une limite lorsque l'on va chercher à augmenter le diamètre des guides. D'autre part, cela implique que les guides présentent souvent deux axes de symétrie, l'un parallèle et l'autre perpendiculaire à la surface du substrat. Dans certains cas, on peut enterrer le guide comme pour la technique d'échange d'ions, ce qui permet en plus de rendre le cœur du guide circulaire.

Lors du choix des technologies de guide d'onde, nous verrons plus en détail différentes méthodes de réalisation de guide avec leurs contraintes. Ces différentes contraintes vont faire que l'on a plutôt intérêt à réaliser des guides d'onde de petit diamètre, de l'ordre de 5 à $20\ \mu\text{m}$ ce qui va nous conduire à choisir des différences d'indice entre 5.10^{-3} et 10^{-1} (partie 3.2.1).

3.4.2 Sources de perte optique dans les guides droits

Pour des structures guidantes, en plus des pertes dues au matériau constituant le guide, des pertes supplémentaires seront introduites à cause de la structure du guide d'onde et de ses défauts :

- **Pertes à l'interface cœur/gaine** : les discontinuités aux interfaces cœur/gaine du guide et les variations du profil du cœur (en dimension et en forme) sont des défauts dont la dimension typique est supérieure à la longueur d'onde. Les pertes qui en résultent

suivent la loi de diffusion de Mie. Dans l'infrarouge thermique, la longueur d'onde est environ 10 fois plus importante que dans l'infrarouge proche, ce qui relâche les contraintes sur la taille des défauts et sur les variations de profil des guides.

- **Pertes par réflexion (Fresnel)** : ce sont les pertes par réflexion aux interfaces guide / air, à l'entrée et à la sortie. Ces pertes, indépendantes de la longueur de guidage, de l'ordre de 7% en infrarouge proche, deviennent élevées en infrarouge thermique car les indices des matériaux infrarouges peuvent être très supérieurs à 1,5. Ces pertes peuvent être réduites par un traitement anti-reflet sur la face des guides. En supposant que l'on travaille en incidence normale et que l'indice de réfraction n du coeur et de la gaine sont voisins (si ce n'est pas le cas, on prend l'indice du coeur comme indice car la majeure partie de l'énergie y est concentrée), les pertes de Fresnel en entrée et en sortie de guide s'écrivent :

$$P \simeq 1 - \left[\frac{4n}{(1+n)^2} \right]^2 \quad (3.1)$$

Sur la figure 3.14, j'ai donné ces pertes en dB en fonction de l'indice de réfraction n du matériau (voir l'annexe 5.5 pour une correspondance entre les pertes en dB et la transmission).

- **Pertes par diffusion** dues à l'état de surface des faces d'entrées et de sorties des guides. Ces pertes sont difficiles à quantifier car dépendantes du mode d'obtention de ces faces (clivage, sciage ou polissage suivant le matériau).

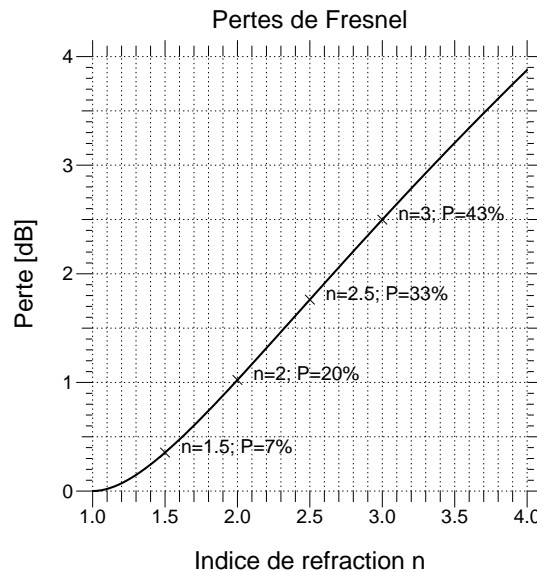


FIG. 3.14 – Pertes de Fresnel à l'entrée et à la sortie du guide en dB, le milieu extérieur étant de l'air ($n = 1$). Ces pertes sont calculées en supposant une incidence normale. Les pertes en % sont indiquées pour quelques valeurs de l'indice de réfraction.

3.4.3 Les critères de choix

Dans la partie précédente sur les matériaux (partie 3.3), j'ai parcouru l'ensemble des matériaux transparents dans l'infrarouge thermique, ce qui a permis de faire un premier choix. Il s'agit maintenant d'y associer les technologies permettant de réaliser des guides d'onde. Les critères de choix vont donc concerner les couples matériaux / technologies et sont les suivants :

- possibilité de réaliser des fonctions de l'optique intégrée, ou au minimum la fonction de filtrage modal.
- la fenêtre de transparence des guides d'onde doit couvrir au moins une partie de la bande $[2-20 \mu\text{m}]$ (dans le cadre de la mission Darwin).
- les pertes de propagation doivent être *raisonnablement* faibles pour des guides mono-modes. Il est difficile de fixer une limite maximum de perte puisque les pertes réelles sont très dépendantes de l'effort technologique fourni pour les réduire. Cependant, pour fixer un ordre de grandeur, des pertes inférieures à 1 dB/cm représentent des performances très acceptables en rendant possible la réalisation de composants.
- les matériaux et technologies doivent être au moins partiellement maîtrisés par un laboratoire ou par un groupe de recherche. La réalisation de guide d'onde passe par plusieurs étapes : connaissance et maîtrise du matériau, réalisation de guides plans (multi-mode puis mono-mode) et de guides canaux et finalement réalisation de fonctions optiques évoluées. A chaque étape, des caractérisations optiques sont nécessaires pour quantifier les pertes et le comportement modal en infrarouge proche et thermique.

Ce dernier critère est sûrement le plus critique. En effet, si une technologie permet de réaliser des guides d'onde avec de bonnes performances en perte mais que la connaissance et les moyens de réalisation ne sont plus accessibles ou que les laboratoires ne veulent pas rendre cette technologie accessible, la solution n'est plus acceptable pour notre application. Il faut, en effet, une motivation et un savoir-faire très important pour développer et mettre au point les processus de réalisation.

3.4.4 Les réalisations technologiques existantes

Je vais maintenant présenter les technologies permettant de réaliser des guides d'onde en m'intéressant essentiellement à celles qui ont déjà permis la réalisation de guide. Pour chacune de ces solutions, je donnerai la fenêtre de transparence accessible, l'état de l'art sur les guides plans et canaux et leurs pertes mesurées ou estimées. Pour avoir une vue d'ensemble, j'ai regroupé dans le tableau (3.1) toutes ces solutions. Je finirai en donnant les solutions que j'ai choisi d'étudier en détail dans le chapitre 5.

Solutions à base de verre

La silice est un verre d'oxyde. Il ne permet pas de réaliser des guides d'onde transmettant au-delà de $2,5 \mu\text{m}$ comme je l'ai montré dans le chapitre 2. Les technologies d'optique intégrée sur silice ont bénéficié massivement des développements des fibres optiques en silice et per-

TAB. 3.1 – Bilan des technologies existantes ou envisageables pour la réalisation de guides monomodes en infrarouge thermique. Les technologies à base de silice ont été ajoutées pour référence. Voir le texte pour plus de détails.

Matériaux et Technologie		Fenêtre de transmission du matériau	Pertes moy. du matériau	Différence d'indice	Etat des technologies des guides d'onde
Silice verre d'oxyde	dépôt PECVD + gravure	$\leq 2,5 \mu\text{m}$		0,5 (OIS1) 0,003 à 0,015 (OIS2)	guides monomodes et composants réalisés pertes guides : 0,1-0,2 dB/cm
Verre de silice verre d'oxyde	échange d'ions	$\leq 2,5 \mu\text{m}$	0,05-0,7 dB/cm suivant λ	0,009 à 0,1 suivant échange	guides monomodes et composants réalisés pertes guides : 0,2-0,5 dB/cm
Verres germanates GeO_2 verre d'oxyde	Echange d'ions	jusqu'à $5\text{-}6 \mu\text{m}$		10^{-2} à 10^{-3}	guides plans monomodes à $3,39 \mu\text{m}$ pertes de $\sim 0,2$ dB/cm
Verres fluorés verre d'halogénure	Echange d'ions	ZBLAN ($\leq 7 \mu\text{m}$) BIG-Na ($\leq 7 \mu\text{m}$)			guides droits monomodes à $1,55 \mu\text{m}$ pertes : ~ 3 dB/cm
		couche mince de PZG			essais de guides multimodes
Verres de chalcogénure	couches minces photo-exposition ...	de 1 à $20 \mu\text{m}$ suivant compos.		$5 \cdot 10^{-1}$ à 10^{-4}	guides plans et canaux monomodes $P < 0,5$ dB/cm en IR proche
Verres de chalco-halogénure		$> 20 \mu\text{m}$			pas de réalisation de guides
AgClBr (alcalin)	diffusion d'ions Br^-	$> 30 \mu\text{m}$		$\simeq 0,1$	guides plans avec des pertes < 4 dB/cm à $10 \mu\text{m}$
Silicium semicond. gr. IV	dopage à travers un masque	$1\text{-}7 \mu\text{m}$	0,1 dB/cm (NIR)	dépend du taux de dopage	guides droits mono. ~ 1 dB/cm à quelle λ ? savoir faire important
		Silicium poreux	$1\text{-}7 \mu\text{m}$	faible jusqu'à 0,1	structures guidantes réalisées $P \simeq 0,1$ dB/cm en NIR
SiGe semicond. gr. IV	MBE, VCD, ... + gravure	$[1,2 \mu\text{m} - ?]$		dépend de la prop. Si/ Ge	guides droits mono. avec 0,5 à 5 dB/cm intérêt récent par l'optoélectronique
ZnS / ZnSe / Ge semicond. gr. II-VI et IV	dépôt par PVD	IR thermique		élevée	peu de guides réalisés Ge/ZnS ou Ge/ZnSe ou ZnS/ZnSe
GaAs / AlGaAs semicond. gr. III-V	gravure ou dopage	$1\text{-}17 \mu\text{m}$ (GaAs)		dépend de la prop. de Al ou de P	guides droits réalisés $P = 0,2\text{-}1$ dB/cm ($1 \mu\text{m}$) & $1\text{-}1,5$ dB/cm ($10 \mu\text{m}$)
$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / CdTe semicond. gr. II-VI	couche mince + gravure	0,5 à plus de $20 \mu\text{m}$		dépend de la prop. de Hg	guides plans réalisés $P \leq 0,5$ dB/cm à $10,6 \mu\text{m}$
Irradiation laser	prop. de non-linéarité	transparence du verre			guides droits mono- et multi-modes réalisés
Guides creux	gravure et métallisation				guides droits et fibres multi-modes réalisés ($P \simeq 1$ dB/m)
BIP		dépendante du matériaux	élevée		peu de réalisation pertes par couplage élevées

mettent de réaliser des guides avec des pertes inférieures à 0,1 dB/cm en infrarouge proche. Il faut noter qu'entre les fibres optiques et les guides d'onde, les pertes de propagation sont dans un rapport de 5 ordres de grandeur. Cela est dû à ce que la technologie d'optique intégrée est moins développée que celle des fibres et que les distances de propagation plus faibles ne nécessitent pas de chercher à réduire davantage les pertes.

Les verres germanates L'oxyde formateur de réseau est le GeO_2 . Quelques études ont été menées pour la réalisation de guides par échange d'ions pour l'infrarouge proche. DIANOV (1982) et DEVYATIKH & AL. (1980) ont regardé l'utilisation de verre germanate pour la fabrication de guide autour de 1,7 à 1,8 μm . YAKHKIND & AL. (1980, 1982) ont étudié la dépendance du gradient d'indice obtenu en fonction de la concentration pour des échanges dans des verres $\text{GeO}_2\text{-Li}_2\text{O-Al}_2\text{O}_3$. Des différences d'indice élevées ont été obtenues. ANDRIANOV *et al.* (1993) présentent la fabrication et la réalisation de guides planaires monomodes à 3,39 μm avec des pertes linéiques de 0,2 dB/cm.

Les verres fluorés (famille des halogénures) Les verres fluorés présentent une plage de transmission allant jusqu'à 5-6 μm . Des guides droits ont été réalisés par échange d'ion à l'IMEP (BROQUIN, 1997; BROQUIN *et al.*, 1997). La motivation de cette étude était la réalisation de guides dopés avec des terres rares pour réaliser des guides amplificateurs. Des guides monomodes à 1,55 μm ont été réalisés avec des pertes élevées de l'ordre de 3 dB/cm à cause d'effets de corrosion chimique. Des couches minces de *PZG* (composé de PbF_2 , ZnF_2 et de GaF_3) peuvent également être utilisés pour réaliser des guides d'ondes avec des méthodes de gravure standards. BROQUIN *et al.* (1997) rapportent la réalisation de guides droits sur des substrats de *ZBLAN*.

Les verres de chalcogénure Ces verres permettent de couvrir pratiquement toute la gamme de longueur d'onde de l'infrarouge. Les technologies de réalisation des guides d'onde sont nombreuses. On trouve des technologies "classiques" basées sur l'utilisation des couches minces (NIKONOROV *et al.*, 1994). Il existe des technologies basées sur les propriétés photo-induites des verres de chalcogénure (VIENS *et al.*, 1999) et sur la diffusion thermique d'argent (KOLOBOV & ELLIOTT, 1991). Pour ces technologies, des guides plans et de largeurs limitées ont été réalisés. Ces technologies ont été retenues et je détaillerai leurs performances dans le chapitre 5.

Les verres de chalco-halogénure sont dérivés de la famille des verres de chalcogénure et offrent l'avantage de transmettre plus loin en longueur d'onde et donc de couvrir le haut de la fenêtre de transmission [2-20 μm]. Il n'y a pas eu, à ma connaissance, de réalisation de guides d'onde mais seulement de fibres multi-modes et quelques essais de fibres mono-modes (HOCDE *et al.*, 1998). Cependant ces verres sont disponibles sous une forme massive et de couches minces et devraient permettre de réaliser des guides par des technologies similaires à celles utilisées pour les verres de chalcogénure (ZHANG *et al.*, 1989).

Solutions à base de matériaux cristallins

Les alcalins Parmi les alcalins, peu de matériaux ont été utilisés pour la réalisation de guide d'onde plan ou canaux. L'exception concerne l'AgCl/AgClBr qui transmettent jusqu'à plus de $20\ \mu\text{m}$ et a permis la réalisation de guides plans par diffusion thermique d'ions Br^- dans un substrat d'AgCl (DEKEL & KATZIR, 2002; DEKEL *et al.*, 2001). Des pertes de propagation ont été mesurées à $3,7\ \text{dB/cm}$ à $10\ \mu\text{m}$. (les pertes intrinsèques sont estimées autour de $3.10^{-3}\ \text{dB/cm}$).

Le silicium Plusieurs techniques développées pour l'industrie micro-électronique sont directement applicables en optique. La fenêtre de transmission du silicium s'étend de 1 à $7\ \mu\text{m}$. Pour les grandes longueurs d'onde, la fenêtre de transmission est limitée par les pertes dues aux phonons (voir figure 3.10). Son indice de réfraction vaut en moyenne $3,4$ en infrarouge thermique.

La croissance par epitaxie de silicium amorphe ou polycristallin obtenu par CVD ("Chemical Vapor Deposition") donne des couches d'exceptionnelle qualité optique. L'indice de réfraction diminue en introduisant des dopants (bore, phosphore, arsenic, ...) dans le silicium. Ces dopants font malheureusement augmenter l'absorption à cause de la présence des porteurs libres (MOSS *et al.*, 1973). Les pertes par absorption du silicium pur sont de l'ordre de $0,1\ \text{dB/cm}$ tandis que l'ajout de dopant fait augmenter cette valeur entre 1 et $10\ \text{dB/cm}$ (SCHUPPERT *et al.*, 1996; COCORULLO *et al.*, 2001). Travailler à des taux de dopage faibles (typiquement $< 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$) permet de conserver de faibles pertes dans la gaine mais nécessite un guide de gros diamètre avec un mode peu confiné. En augmentant la différence d'indice (i.e. en augmentant le dopage de la gaine), on confine mieux le mode dans le guide et la proportion de l'énergie dans la gaine est réduite. Il existe donc un compromis à trouver entre le taux de dopage de la gaine et les pertes du guide. Des guides droits avec des pertes par propagation de l'ordre de $1\ \text{dB/cm}$ dans l'infrarouge proche ont été réalisés (SCHUPPERT *et al.*, 1996; COCORULLO *et al.*, 2001).

Deux méthodes sont utilisées pour incorporer des dopants dans le silicium. La diffusion thermique et l'implantation ionique à travers un masque. L'implantation ionique permet de doper un substrat sur toute son épaisseur ce que ne permet pas la diffusion, limitée à un dopage sur quelques micromètres d'épaisseur. Les deux méthodes nécessitent un recuit thermique après dopage.

Le silicium poreux constitue une alternative à la réalisation de guides à partir de silicium. L'idée est de créer une nanostructuration dans le réseau cristallin avec une attaque électrochimique particulière. En modulant les conditions d'attaques, on module l'indice optique. Ce matériau a été très étudié ces 10 dernières années pour différentes propriétés optiques. J'ai retenu cette solution pour sa facilité de mise en œuvre, son abondante documentation sur le sujet et le fait qu'un laboratoire de Grenoble, le LSP, Laboratoire de Spectrométrie Physique, maîtrise ce procédé. Les détails de cette technologie seront donnés dans le chapitre 5.

SiGe Le germanium est très utilisé en microélectronique comme substrat et en optique comme fenêtre pour la gamme de longueur d'onde de 2 à 14 μm . Il est étudié ces dernières années pour la réalisation de composants opto-électroniques et éventuellement pour remplacer les substrats de GaAs en microélectronique. L'ajout de germanium au silicium permet, en modulant la stoechiométrie, de moduler l'indice de réfraction de la couche mince de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.

Ces couches peuvent être obtenues par de multiples méthodes. On trouve par exemple la croissance MBE (Molecular Beam Epitaxy) (SPLETT *et al.*, 1990; SCHUPPERT *et al.*, 1996), la croissance CVD (Chemical Vapor Deposition) (SPLETT *et al.*, 1990; SCHUPPERT *et al.*, 1996; POGOSSIAN *et al.*, 1999), la diffusion de germanium dans un substrat de silicium (SCHUPPERT *et al.*, 1996) ou un procédé dit LOCOS, qui fait appel à une oxydation locale d'une couche de silicium (PEARSON *et al.*, 2001). La transmission du SiGe est bien connue dans l'infrarouge proche mais très peu aux longueurs d'onde au-delà de 2 μm . Le silicium et le germanium étant des semiconducteurs du même groupe, il n'y a pas de porteurs libres dans les couches de SiGe, ce qui élimine une source de perte optique.

Les différentes méthodes de dépôt de couche mince et de gravure permettent d'obtenir des guides avec des pertes entre 0,3 et 5 dB/cm. Citons en particulier la méthode CVD qui a donné des guides droits avec des pertes de 0,6 dB/cm à 1,3 μm (PESARCIK *et al.*, 1992) et la méthode par diffusion qui a donné des pertes inférieures à 0,5 dB/cm à 1,3 μm (SCHUPPERT *et al.*, 1996).

Ces pertes faibles en infrarouge proche font que le SiGe est une solution très attractive à condition que les pertes restent faibles en infrarouge thermique. La plupart des technologies de guide font appel à des couches tampons ou des couches d'encapsulation en nitrure de silicium ou en silice. Ces matériaux sont absorbant en infrarouge thermique et vont provoquer des pertes de propagation très élevées. Il est donc nécessaire d'adapter les processus technologiques pour réaliser des guides avec des pertes raisonnables. C'est un cas qui arrive malheureusement souvent mais compréhensible puisque la plupart des technologies de l'optoélectronique sont destinées au Télécommunications et sont donc adaptées aux longueurs d'onde de l'infrarouge proche.

GaAs L'arsenure de gallium a un domaine de transmission de 1 à 17 μm . En modulant sa composition chimique par ajout d'aluminium, on peut moduler l'indice de réfraction. Des guides canaux ont réalisés avec des pertes entre 0,2 et 1 dB/cm à 1 μm de longueur d'onde (HEATON *et al.*, 1999). Des guides plans ont été réalisés par dopage de substrat de GaAs avec du phosphore et des pertes de 1 à 2 dB/cm ont été mesurées à 10,6 μm (CHEO *et al.*, 1973; CHANG *et al.*, 1975).

ZnS, ZnSe, Ge Les couches minces sont déposées par des méthodes de type PVD ("Physical Vapor Deposition") standards (pulvérisation radio-fréquence, pulvérisation par faisceau d'ion, évaporation thermique, ...). Les guides sont réalisés avec une couche guidante en *Ge* et une gaine en *ZnS* ou en *ZnSe* ou bien par une combinaison *ZnS/ZnSe*. Le LETI maîtrise le

dépôt de ces matériaux en couches minces pour des applications de filtres optiques (RUXEL, 1996; NOUVELOT, 1993). Peu de guides d'onde ont été réalisés et le domaine de transmission spectral accessible ainsi que les pertes par propagation sont mal connues. HIMEL *et al.* (1987) rapporte la réalisation de guides plans en ZnS avec des pertes de 8 dB/cm en infrarouge proche.

HgCdTe Ces semiconducteurs ternaires utilisent des éléments des groupes II et VI et sont classiquement utilisés pour la fabrication de détecteurs infrarouges. Dans ce cas, la concentration en mercure est assez élevé. En diminuant cette quantité, AZEMA *et al.* (1986) et BROSSAT *et al.* (1986) ont rapporté que le même type de matériau permet de réaliser des guides à faible perte pour l'infrarouge thermique. Un guide planaire réalisé sur un substrat de CdTe a donné des pertes inférieures à 0,5 dB/cm à 10,6 μm . AZEMA *et al.* (1990) rapporte également la fabrication de guides plans à base de HgZnTe en faisant varier la concentration de Zinc. Aucun guide de largeur limitée n'a été réalisé mais de nombreuses techniques de gravure ont été développées pour les matrices de détecteur en HgCdTe. C'est par contre une technologie lourde à mettre en oeuvre et développée quasi-exclusivement pour un usage militaire et donc pour lesquelles les informations techniques sont difficilement accessibles.

Les solutions "exotiques"

L'irradiation laser Cette méthode consiste à irradier un matériau avec un rayonnement laser femtoseconde. En focalisant le faisceau dans le volume du matériau et en le déplaçant, on peut directement "écrire" des guides d'onde. Les principes mis en oeuvre ne sont pas complètement compris mais semblent faire appel à des comportements non-linéaires des matériaux. L'idée qu'il faut retenir est qu'une irradiation femtoseconde permet d'amener de très grandes densités d'énergie dans le matériau en le densifiant ce qui augmente localement son indice de réfraction.

Des guides ont déjà été réalisés dans de nombreux types de verre comme les verres de silice (WILL *et al.*, 2002), les verres germanates (SI *et al.*, 1999), les verres fluorés ZBLAN (DAVIS *et al.*, 1996; MIURA *et al.*, 1999) et dans des verres de chalcogénure (MIURA *et al.*, 1997). L'inconnue réside dans les pertes de ces guides d'onde pour lesquels ce sont surtout les procédés et les profils d'indice qui ont été étudiés. C'est le point crucial car l'augmentation de l'indice de réfraction est obtenu en perturbant la structure du verre ce qui peut dégrader les pertes de propagation. Cette méthode a été identifiée tardivement dans ce travail et n'a pas été étudiée plus en détails. Elle est cependant à retenir en gardant à l'esprit que c'est les pertes de propagation qu'il faut étudier en priorité pour valider l'intérêt de cette méthode. De plus, le laboratoire TSI, Traitement du Signal et Instrumentation, de l'Université de Saint-Etienne possède un équipement de laser femtoseconde.

Les guides creux Cette solution vient de la technologie développée pour les longueurs d'onde millimétriques et centimétriques. Dans ces guides, la propagation se passe dans l'air

(ou le vide) par réflexion sur les parois métalliques du guide (VERMEULEN *et al.*, 1991). Il n'y a donc pas propagation par réflexion totale comme pour les guides à saut d'indice mais on conserve un comportement modal avec l'existence de modes discrets dans la structure. Ces modes se propagent avec des pertes de propagation qui sont d'autant plus élevée que le mode considéré est d'ordre élevé. La fonction de filtrage modal est donc conservée en dimensionnant judicieusement les guides pour que les modes autres que le fondamental soient rejetés par absorption au cours de la propagation. Ce dimensionnement dépend donc étroitement du coefficient d'absorption des couches métalliques. Les pertes élevées peuvent être compensées par la possibilité de réalisation de fonctions optiques sur de très courtes distances. Les pertes de propagation sont de l'ordre de 1 dB/m pour des guides multimodes avec un diamètre d de cœur de l'ordre de 500 μm (HARRINGTON, 2000a). La source de perte la plus importante est liée au diamètre du cœur. Les pertes de ces guides sont proportionnelles à l'inverse de d^3 , ce qui en extrapolant les pertes des guides multimodes à celles de guides monomodes, donnent des pertes de l'ordre de 10 à 20 dB/cm.

Technologiquement, il existe plusieurs possibilités pour réaliser des structures creuses métalliques et notamment toutes les techniques dérivées des MOEMS ("Micro Opto-Electro Mechanical Systems") permettant d'usiner du silicium (MCMULLIN & AL., 1993) ou des matériaux plastiques (INBERG *et al.*, 2000). Des fibres optiques et des guides d'onde multimodes ont été réalisés avec des structures à base de silice ou de plastiques et métallisés à l'intérieur avec des couches d'argent ou de ZnS (GIBSON & HARRINGTON, 1999; HARRINGTON *et al.*, 1997). Ces fibres servent au transport de faisceaux lasers de puissance (laser CO & CO₂) sur de courte distance (MATSUURA *et al.*, 1990). DROUET D'AUBIGNY *et al.* (2001, 2000) a étudié un procédé de gravure chimique de substrat de silicium, sous l'assistance d'un faisceau laser. Il a pu être réalisé des structures guidantes pour des fréquences de l'ordre du TéraHerz (longueur d'onde de 300 μm). Cette solution ne pose pas de problèmes technologiques majeurs. Cette solution avait initialement été mise de côté à cause des importantes pertes de propagation estimées pour des structures monomodes. Cependant, le fait que le filtrage modal et autres fonctions optiques puissent être réalisées sur de très courtes distances minimise le problème de pertes de propagation élevées. Cela nécessite des simulations numériques pour optimiser les structures des guides et minimiser leurs pertes. C'est une solution très intéressante pour couvrir la gamme des très grandes longueurs d'onde, au-delà de 10 μm .

Les guides à Bande Interdite Photonique (BIP) Ces structures guidantes sont connues depuis plus de dix ans mais ce n'est que récemment, avec l'utilisation des microtechnologies, que des structures optiques ont pu être réalisées aux longueurs d'onde du proche infrarouge et du visible (CASSAGNE, 1998, par exemple). Ces structures utilisent des principes de diffraction et peuvent être considérés comme des extensions à deux et trois dimensions des réseaux de diffraction utilisés en optique. De telles structures périodiques à deux et trois dimensions suscitent un très grand intérêt pour la possibilité de réaliser des fonctions optiques complètement nouvelles avec des densités d'intégration très élevées. En particulier, il est possible de

réaliser des guides monomodes sur des gammes de longueur d'onde bien plus élevées que celles des guides à saut d'indice. Ainsi des fibres monomodes entre 337 nm et plus de 1550 nm ont été réalisées (BIRKS *et al.*, 1997; KNIGHT *et al.*, 1998). Ce type de fibre est envisagée pour faire du filtrage modal pour la mission Darwin (WALLNER *et al.*, 2002). Une autre propriété motivant les recherches est le contrôle de la dispersion chromatique (FERRANDO *et al.*, 2000, par exemple). Cependant, la réalisation de structures périodiques à trois dimensions est délicate. Les structures actuellement réalisées sont périodiques selon deux dimensions avec Le confinement selon la direction verticale étant obtenu classiquement par saut d'indice (SMITH *et al.*, 2000). Quelques structures fonctionnant en infrarouge thermique ont été étudiées et réalisées (LIN *et al.*, 1998). Un inconvénient rédhibitoire de telles structures est leurs pertes par couplage très élevées. En effet, la période typique de ces structures est de l'ordre de la longueur d'onde ce qui donne des structures extrêmement diffractantes et des couplages difficiles. Cette solution n'a pas été retenue pour cette raison. De plus, peu de structures ont été actuellement réalisées et ceci presque uniquement pour l'infrarouge proche. Néanmoins, c'est un domaine en pleine évolution qu'il convient de surveiller.

3.5 Conclusion : contraintes et solutions retenues

Une étude du dimensionnement des guides a montré que si un guide est théoriquement monomode pour toutes les longueurs d'onde au-delà de sa longueur d'onde de coupure, les pertes de couplage et les limites du confinement du mode fondamental limite ce domaine. En pratique, un guide ne pourra être utilisé au mieux que jusqu'à une longueur d'onde deux fois supérieure à sa longueur d'onde de coupure.

Du point de vue technologique, il faudra faire un compromis entre :

- des guides de gros diamètre de cœur pour limiter les effets de la diffraction et faciliter le couplage en injection et en sortie de guide,
- des cœurs de petits diamètres pour réduire les contraintes de réalisation technologique.

L'étude des matériaux et des technologies d'optique intégrée montre que si de nombreuses solutions sont envisageables, très peu de ces solutions ont été caractérisées aux longueurs d'onde de l'infrarouge thermique. Parmi les différentes solutions identifiées, j'ai retenu :

- Parmi les technologies à base de verre (matériaux amorphes), ce sont les **verres de chalcogénure et de chalco-halogénure** qui permettent de couvrir toute la gamme de longueur d'onde de l'infrarouge thermique avec différentes possibilités pour réaliser des guides d'onde.
- Parmi les matériaux cristallins, ce sont des solutions à base de **silicium** qui sont les plus pertinentes parce que ce sont des technologies largement étudiées pour l'optique intégrée mais aussi pour d'autres domaines comme la microélectronique. Parmi les technologies de couches minces, la solution de **SiGe en couches minces** sera étudié plus en détail. Le **silicium poreux** permet de réaliser des guides d'onde avec des diamètres de cœur élevés (supérieurs à la limite imposée par les couches minces).

- Deux autres solutions se sont révélées tardivement intéressantes et n'ont pas été étudié plus en détails. Il s'agit de la technologie des **guides creux métalliques** qui devraient permettre une fenêtre de transmission très large. Par contre, leur performances en monomode dans le domaine infrarouge est mal connu et nécessite une étude approfondie. La deuxième solution est l'**irradiation laser femtoseconde** qui est, a priori, applicable pour de nombreux matériaux vitreux.

Pour déterminer les performances de ces différentes solutions et les valider (ou les éliminer), il faut réaliser des guides puis les dimensionner pour être monomode et enfin évaluer leurs performances. L'objet des deux derniers chapitres est d'initier ces réalisations et leurs caractérisations.

Chapitre 4

Caractérisation modale des guides d'onde

Sommaire

4.1	Introduction	114
4.2	Mesurer la plage de monomodicité	115
4.3	Principes de la méthode de transmission spectrale	117
4.3.1	Description des spectres	117
4.3.2	Guides droits	122
4.3.3	Bilan	122
4.4	Bancs de mesure en proche et moyen IR	123
4.4.1	Banc de mesure en proche IR	123
4.4.2	Banc de mesure en moyen IR	124
4.5	Applications sur des exemples de guide	129
4.5.1	Guides en technologie échange d'ions	129
4.5.2	Guides en technologie de gravure de silice	132
4.5.3	Application aux fibres optiques	135
4.6	Banc pour l'infrarouge thermique.	136
4.6.1	Etude du problème	136
4.6.2	Utilisation du banc d'injection direct	139
4.6.3	Description de l'objectif à miroir	142
4.6.4	Fond thermique et sensibilité	144
4.6.5	Utilisation d'un FTS : concept d'un banc	146
4.7	Conclusion	148

4.1 Introduction

En interférométrie stellaire, il est essentiel que les champs lors de la recombinaison soient monomodes soit pour maximiser le contraste des interférogrammes pour un recombinateur interférométrique soit pour augmenter le taux de réjection d'un interféromètre en frange noire. Lorsque l'on couple une onde plane avec des défauts de phase dans un guide d'onde circulaire monomode, nous avons vu que, dans le meilleur des cas, seul 80% de l'énergie contenue dans cette onde se couple sur le mode fondamental du guide. L'énergie restante qui n'est pas couplée sur le mode fondamental du guide est couplée sur les modes rayonnés. L'énergie de ces modes est éliminée au cours de la propagation mais une partie peut se retrouver en sortie de guide (partie 1.4.1). Cette énergie résiduelle provoque une diminution du contraste des franges lorsque l'on utilise les guides dans un recombinateur interférométrique ou une diminution du taux de réjection pour un mode en frange noire (MÈGE, 2002).

On peut donc distinguer deux aspects lorsque l'on veut réaliser un filtrage modal. D'une part, le guide doit être monomode et d'autre part, l'énergie qui n'est pas couplée sur le mode fondamental doit être suffisamment bien évacuée.

Dans le chapitre 3, j'ai évalué les contraintes pour dimensionner un guide d'onde monomode. Ce dimensionnement reste théorique et les contraintes technologiques font qu'il est difficile de déterminer exactement le domaine de longueurs d'onde sur lequel un guide assure un guidage monomode. Les défauts de réalisation et la structure réelle du guide font qu'il faut disposer d'un moyen de mesurer ce domaine de longueurs d'onde. C'est l'objet de ce chapitre.

L'étude du devenir de l'énergie couplée sur les modes rayonnés du guide est plus délicate. Le but pourrait être de mesurer une efficacité de filtrage modal qui serait le pourcentage d'énergie couplée sur les modes rayonnées qui se retrouve en sortie de guide. Des simulations numériques ont permis de vérifier quel pourcentage de cette énergie se retrouve en sortie d'un guide d'onde ou d'une fibre en fonction de la longueur de guidage (LEPROUX *et al.*, 2002). Des modèles semi-analytiques permettent de déterminer les coefficients de couplage sur les modes rayonnés et l'influence sur le contraste des franges ou sur le taux de réjection (MÈGE *et al.*, 2002). Au-delà des calculs et des simulations, la mesure de l'efficacité de filtrage modal est délicate car il faut réussir à distinguer en sortie du guide l'énergie du mode guidé de l'énergie des modes rayonnés. Une méthode directe pourrait être faites par analyse de la forme du front d'onde en sortie de guide. Dans le cadre du mode en frange noire, cette méthode impose de mesurer la forme du front d'onde avec une précision de $\lambda/6000$ rms (OLLIVIER & MARIOTTI, 1997), ce qui paraît peu réaliste surtout en considérant une mesure en infrarouge thermique. Une méthode indirecte consiste à mesurer le contraste instrumental d'un recombinateur ce qui est l'un des objectifs des démonstrateurs de mode en frange noire comme le banc MAI2 (BARILLOT, 2002). Cette méthode fournira une limite inférieure sur le taux de filtrage d'un guide monomode car le contraste instrumental mesuré inclut l'influence de tous les systèmes d'injection de la lumière.

Avant de pouvoir mesurer une telle efficacité de filtrage modal, il faut déterminer le do-

maine de longueurs d'onde sur lequel le guide est monomode, ce qui est l'objectif de ce chapitre. Pour déterminer le domaine de longueurs d'onde sur lequel le guide est monomode, il existe un banc de mesure à l'IMEP. Celui-ci fonctionne jusqu'à $1,65 \mu\text{m}$, ce qui est suffisant pour des composants prévus pour la bande H , même si cela ne couvre pas l'ensemble de cette bande. Je me suis donc attaché à mettre en place différents bancs de mesure pour étendre le domaine spectral de mesure et à exploiter ces bancs.

Après avoir décrit les différentes méthodes permettant d'évaluer si un guide d'onde est monomode ou non et à quelle longueur d'onde (partie 4.2), je donnerai les principes de la méthode que j'ai retenue, basée sur la mesure de la transmission spectrale de guide (partie 4.3). Ensuite, je décrirai les bancs que j'ai mis en œuvre pour l'infrarouge proche (partie 4.4), puis je donnerais des mesures effectuées sur ces bancs pour différents types de guide (partie 4.5), ce qui permettra de montrer les potentialités de cette méthode et de donner des résultats sur différentes technologies de guide d'onde. Je finirai ce chapitre en présentant d'autres bancs pour étendre le domaine de longueurs d'onde de mesure (partie 4.6).

4.2 Mesurer la plage de monomodicité

Dans la partie 1.4, j'ai expliqué que les guides d'onde ont un comportement chromatique et qu'ils sont monomodes sur une certaine plage de longueurs d'onde. On cherche à déterminer la plage de longueur d'onde sur laquelle il y a guidage uniquement du mode fondamental. Cette plage est limitée vers les courtes longueurs d'onde par la coupure monomode/bimode et vers les grandes longueurs d'onde soit par la longueur d'onde de coupure du mode fondamental (pour un guide plan asymétrique par exemple), soit parce que les disymétries du guide vont provoquer l'échappement du mode.

Calcul des longueurs d'onde de coupure Diverses méthodes calculatoires (méthodes analytiques ou simulations numériques) permettent de déterminer cette plage de longueur d'onde (partie 1.4). Le point commun de ces méthodes est de nécessiter de connaître la géométrie du guide et son profil d'indice. Cette méthode s'applique relativement bien pour des guides à saut d'indice pour lesquels le profil peut se mesurer avec un MEB (Microscope Electronique à Balayage). L'indice des différentes couches peut se mesurer avec différentes méthodes (voir chapitre 5, partie 5.2.3).

Cependant, ces méthodes ne peuvent pas toujours tenir compte de la structure réelle du guide (de la gaine en particulier) ou des défauts de réalisation du guide. Pour les guides avec un profil à gradient d'indice (guide diffusé), il est plus difficile de déterminer ces longueurs d'onde de coupure. Il est nécessaire de faire des mesures pour vérifier que la propagation est monomode.

Mesures des longueurs d'onde de coupure Plusieurs méthodes sont utilisées essentiellement par l'industrie des Télécommunications optiques pour déterminer si une fibre est

monomode ou non à une longueur d'onde donnée. Dans le tableau 4.1, j'ai donné l'ensemble des méthodes utilisées pour déterminer si une fibre est monomode. Je ne vais pas les décrire plus en détails ici. En fait, aucune de ces méthodes ne nous convient car elles permettent de déterminer si un guide ou une fibre est monomode à une longueur d'onde donnée mais pas de déterminer la plage de longueurs d'onde sur laquelle la propagation est monomode. Une solution intermédiaire serait de faire la mesure à différentes longueurs d'onde ce qui peut prendre du temps.

TAB. 4.1 – Résumé des techniques de mesure de la longueur d'onde de coupure des modes.

Méthode	Description	Réf. biblio
Imagerie du champ proche	Vérification de la forme du champ en sortie de guide par imagerie monochromatique. Délicat à mettre en œuvre pour déterminer la longueur d'onde de coupure du guide	MURAKAMI <i>et al.</i> (1979)
Pertes par courbure	Utilise le fait que plus l'ordre du mode est élevé, plus les pertes de propagation augmentent rapidement avec la courbure. Difficilement compatible avec des guides.	KATSUYAMA <i>et al.</i> (1976)
Mesure du degré de cohérence du champ	Mesure de la cohérence du champ en sortie de fibre avec un interféromètre à retournement de pupille. montage complexe.	SPANO <i>et al.</i> (1983)
Analyse du champ lointain	Analyse du champ lointain en sortie de la fibre. Les modes propagés sont déduits d'après leur profil azimuthal.	PAGNOUX <i>et al.</i> (1994) PAGNOUX <i>et al.</i> (1997)
Excitation sélective des modes	Utilisation d'un jeu de lame à retard de phase pour exciter des modes donnés de la fibre. Imagerie monochromatique	DI BIN <i>et al.</i> (1997) SIMOS & DI BIN (2002)

La transmission spectrale de guide Une méthode de mesure permet de déterminer directement les longueurs d'onde de coupure du guide. L'idée est d'injecter un faisceau multimode dans le guide afin d'exciter tous les modes du guide qui peuvent y exister. On travaille de plus avec une lumière spectralement large (source blanche). Le flux de lumière en sortie du guide est analysé en fonction de la longueur d'onde. Plus la longueur d'onde augmente et plus le nombre de modes qui peut se propager diminue, ce qui se traduit sur le spectre en transmission du guide par de brusques chutes de flux à chaque fois qu'un mode n'est plus guidé.

Cette méthode, peu utilisée dans le milieu de l'optique intégrée, a été étudiée au Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) - Californie (MCCONAGHY *et al.*, 1995) et à l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL) - Suisse (LANG *et al.*, 1994). La technique a été mise au point indépendamment à l'IMEP et étudiée par JACQUIN (1997) puis par PHAN HUY (2002). Elle est maintenant systématiquement appliquée aux guides par échange d'ions pour mesurer la longueur d'onde de coupure.

Pour mesurer la plage de longueurs d'onde où la propagation est monomode, j'ai retenu cette méthode combinée avec des méthodes analytiques pour calculer, lorsque c'est possible, les longueurs d'onde de coupure. Dans la suite de ce chapitre, je vais décrire plus en détail les principes de cette méthode, puis je décrirai les bancs de mesure que j'ai mis en œuvre. Je donnerai également des exemples de mesure pour des guides monomodes en infrarouge proche étudiés au chapitre 2.

4.3 Principes de la méthode de transmission spectrale

4.3.1 Description des spectres

Principe et Problématique

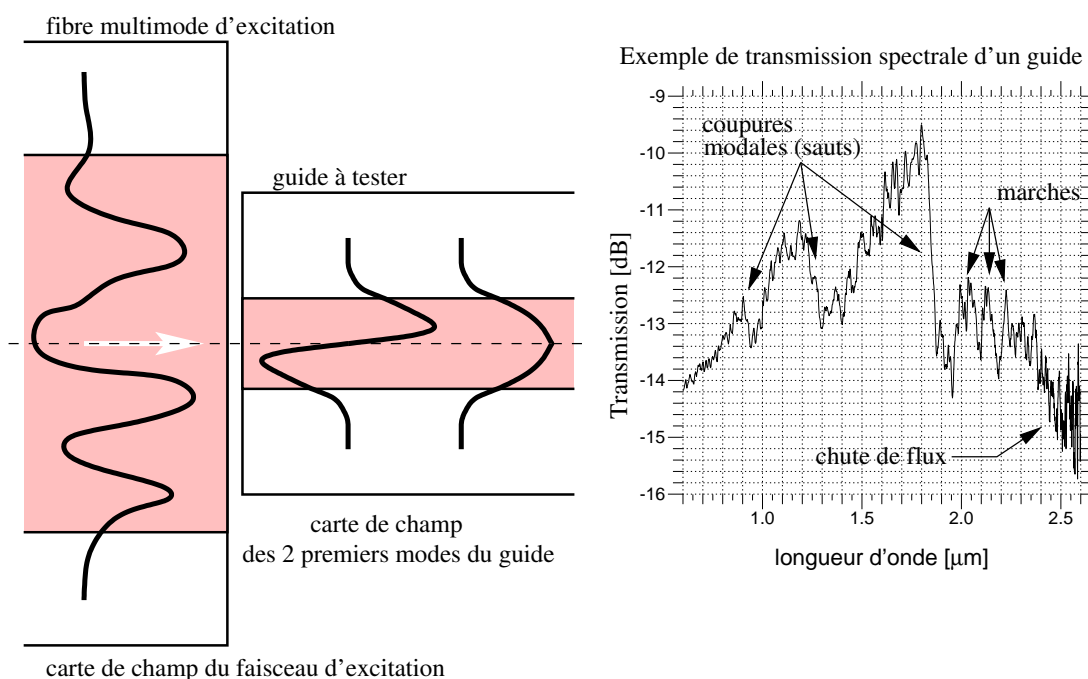


FIG. 4.1 – Principe de la mesure de la transmission spectrale d'un guide d'onde. La fibre d'injection propage de nombreux modes en lumière polychromatique. Ces modes viennent se coupler sur les modes du guide à tester qui, aux longueurs d'onde d'étude, ne propage que quelques modes. La lumière en sortie du guide est analysée spectralement. On obtient alors un spectre en transmission, figure de droite (échelle logarithmique). Il s'agit ici du spectre en transmission d'un guide canal obtenu par échange d'ions sur verre. Voir le texte pour plus de détails.

Le principe consiste à exciter tous les modes du guide d'onde à étudier. On utilise une fibre optique multimode dont la carte de champ comporte suffisamment de modes pour être sûr d'exciter tous les modes du guide (Figure 4.1). Dans ce travail, je ne parlerai que d'excitation par une fibre multimode mais les principes et comportements restent valables avec un autre type d'excitation, par exemple un faisceau libre (onde plane, sphérique, ...). L'essentiel est

d'avoir une carte de champ telle qu'elle excite tous les modes du guide. Comme on cherche à étudier le comportement en fonction de la longueur d'onde, on utilise une source spectrale blanche (lampe halogène par exemple pour le domaine de l'infrarouge proche) et on analyse spectralement la lumière en sortie du guide. Cette lumière peut être collectée par une autre fibre multimode ou par un système optique (objectif).

La figure 4.1 (droite) donne un exemple de la transmission spectrale d'un guide canal obtenu par échange d'ions. Cette courbe est caractérisée par des sauts qui sont les coupures modales du guide. Elle traduit directement le fait que lorsque la longueur d'onde augmente, le nombre de mode guidé diminue, chaque perte d'un mode guidé donnant globalement une perte d'énergie en sortie (partie 1.4.1).

Pour relier le comportement modal des guides avec ce type de spectre, il faut passer par des simulations numériques. Ce travail a fait l'objet du stage de DEA de PHAN HUY (2002) dont je vais résumer ici les principales étapes et conclusions.

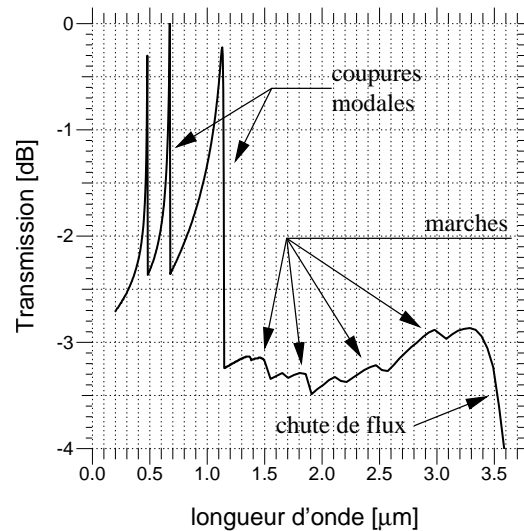


FIG. 4.2 – Exemple de spectre en transmission d'un guide plan à saut d'indice obtenu par simulation BPM.

Simulations numériques

Les fibres optiques multimodes standards propagent un grand nombre de mode, typiquement plus de 500 en infrarouge proche. Les différents modes de la fibre vont se coupler sur les modes guidés et sur les modes rayonnés du guide à étudier. Nous voulons connaître l'énergie qui se couple sur les différents modes guidés du guide. L'expression générale de ce couplage entre le champ de chaque mode de la fibre et le champ de chaque mode du guide est donnée par l'intégrale de recouvrement (relation 1.62 du chapitre 1). Ces coefficients de couplage doivent être évalués pour tous les modes en fonction de la longueur d'onde. Vu le grand nombre de coefficients à calculer, des méthodes numériques sont nécessaires. La méthode retenue est basée sur la BPM (Chapitre 1). Après évaluation de ces coefficients de couplage en fonction

de la longueur d'onde, on peut tracer la réponse spectrale du guide. La figure 4.2 donne un exemple de spectre en transmission calculé pour un guide plan à saut d'indice. On y reconnaît le phénomène de sauts qui correspond aux coupures modales. On y voit aussi des marches dont on expliquera plus loin l'origine. Suivant les cas, on représentera les spectres avec une échelle en abscisse linéaire ou logarithmique ($T = -10 \cdot \log_{10}(I)$ avec I, intensité transmise).

Interprétation en terme de couplage et d'indice effectif

Afin de comprendre les différents phénomènes qui interviennent, nous allons nous intéresser uniquement au couplage entre le mode fondamental de la fibre d'excitation et le mode fondamental d'un guide plan. Le raisonnement peut être étendu au couplage entre modes d'ordre plus élevés, comme cela a été confirmé par des simulations numériques utilisant suffisamment de modes de la fibre et du guide pour décrire un comportement réaliste (voir le rapport de PHAN HUY (2002) pour plus de détails sur ces calculs numériques).

Le mode fondamental du guide plan et celui de la fibre sont décrit par les équations 1.24 du chapitre 1. L'idée est de voir comment évolue avec la longueur d'onde le couplage entre ces deux modes (équation 1.62). La série de courbes sur la figure 4.3 donne l'évolution de la forme des deux modes quand la longueur d'onde augmente. Pour des longueurs d'onde petites, le mode du guide est très confiné dans le guide plan et la majeure partie de son énergie se trouve dans la couche guidante (Figure 4.3-a). La valeur du couplage est essentiellement due à la forme du champ du mode du guide. Quand la longueur d'onde augmente, ce mode va s'étaler dans le guide et une part de plus en plus importante de son énergie va se retrouver dans la partie évanescente. Davantage d'énergie du mode fondamental de la fibre va pouvoir se coupler sur le mode du guide et le couplage augmente (Figure 4.3-b et -c). Un autre point de vue est de dire qu'en augmentant la longueur d'onde, l'indice effectif du mode fondamental du guide, proche de l'indice de la couche guidante lorsque le mode est confiné, devient proche de l'indice du substrat. La différence entre l'indice effectif du mode et celui de la gaine diminuant le mode devient moins confiné. En continuant à augmenter la longueur d'onde, le mode *fuit* dans le substrat et le couplage diminue après être passé par un maximum (Figure 4.3-d).

Cette évolution du couplage est plus directement représenté sur la figure (4.4). En augmentant la longueur d'onde, le couplage augmente pour passer par un maximum à $1,85 \mu\text{m}$, puis pour décroître brutalement vers $2,0 \mu\text{m}$. Cette décroissance traduit le fait que le mode *fuit* dans le substrat et que le couplage avec le mode fondamental du guide devient inefficace.

Le raisonnement présenté ici est valable pour les couplages entre modes d'ordre plus élevé. A la longueur d'onde de coupure du mode de guide considéré, le mode va s'étaler très vite dans le substrat et le couplage va décroître brutalement. A cette longueur d'onde, l'indice effectif du mode vaut l'indice du substrat (le mode n'existe plus dans le guide). On est alors à la coupure du mode du guide qui se traduit par un saut sur le spectre (Figure 4.2).

Le **phénomène des marches** (Figure 4.1) relève d'une interprétation similaire. En effet, les modes d'ordre supérieur du champ d'excitation ont plusieurs lobes et l'optimum de couplage aura lieu à des longueurs d'onde différentes. Par exemple, la figure 4.5-a donne le

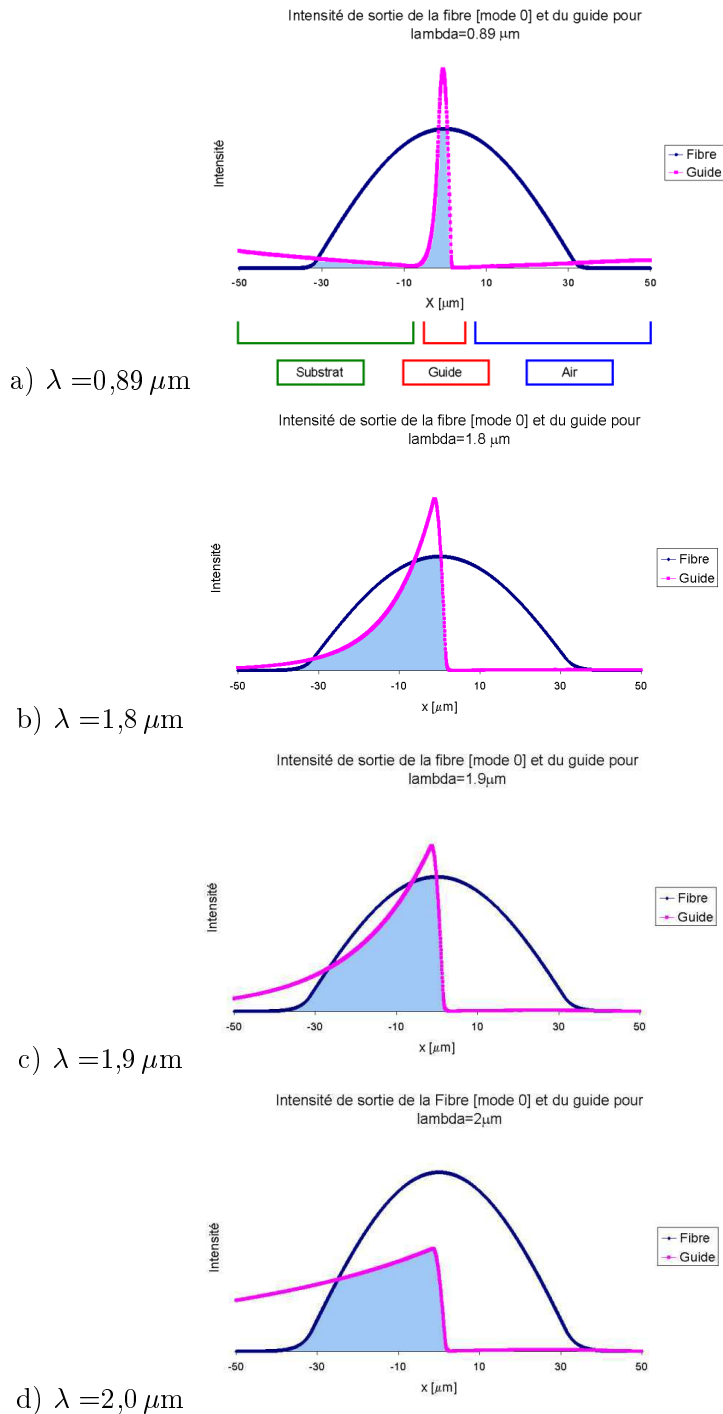


FIG. 4.3 – Représentation du couplage entre le mode fondamental d'un guide plan asymétrique et un mode d'excitation gaussien pour différentes longueurs d'onde (de haut en bas : $\lambda = 0,89, 1,8, 1,9$ et $2,0 \mu\text{m}$). Le guide est un guide plan avec un cœur d'épaisseur $4,85 \mu\text{m}$. Ces simulations sont extraites de PHAN HUY (2002).

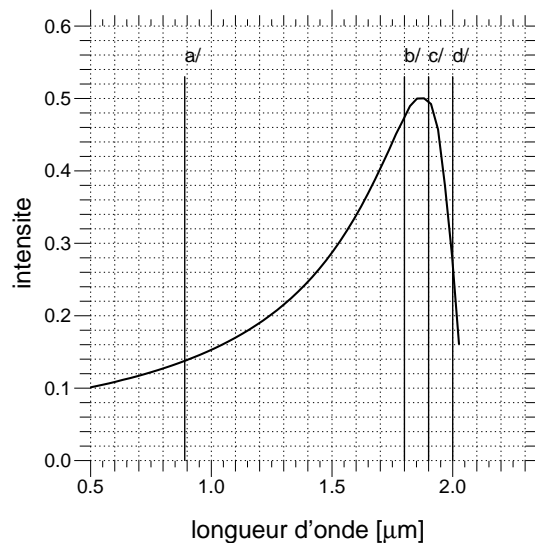


FIG. 4.4 – Evolution, en fonction de la longueur d'onde, du couplage entre le champ incident et le mode fondamental du guide plan décrit sur la figure 4.3. a/, b/, c/ et d/ indique la position des longueurs d'onde pour lesquelles les modes ont été tracés sur cette figure.

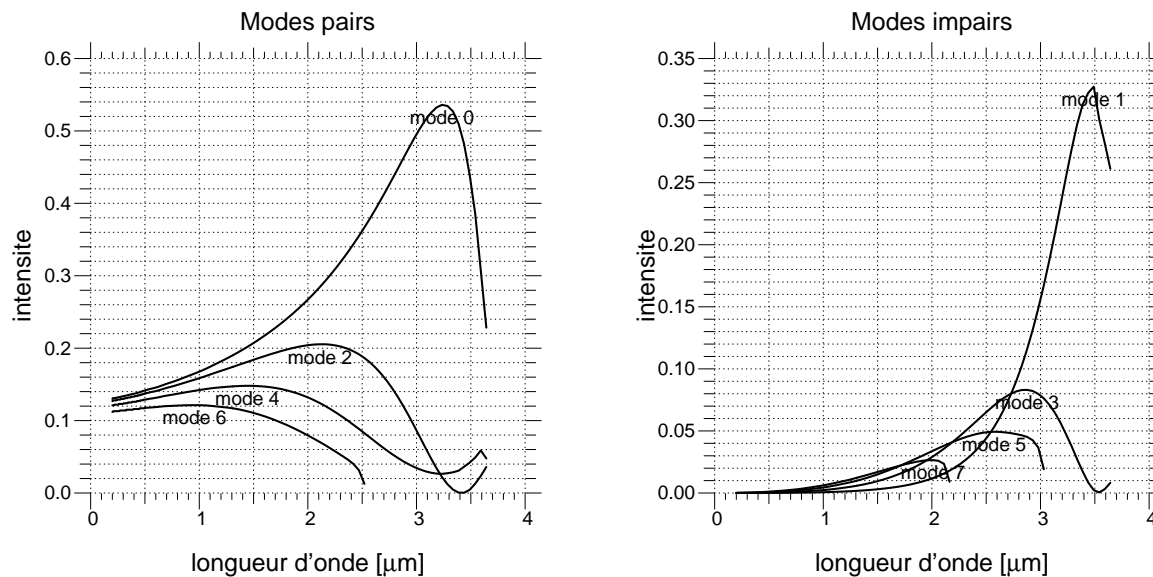


FIG. 4.5 – Gauche : Couplage des modes pairs du champ d'excitation avec le mode fondamental du guide. Droite : Couplage des modes impairs du champ d'excitation avec le mode fondamental du guide.

couplage entre le mode fondamental du guide et chacun des 4 premiers modes pairs de la fibre et montre différentes longueurs d'onde de couplage optimum. En superposant ces différentes contributions du couplage, on retrouve les marches dans le spectre simulé. On retrouve le même phénomène pour les modes impairs de la fibre (Figure 4.5-b).

4.3.2 Guides droits

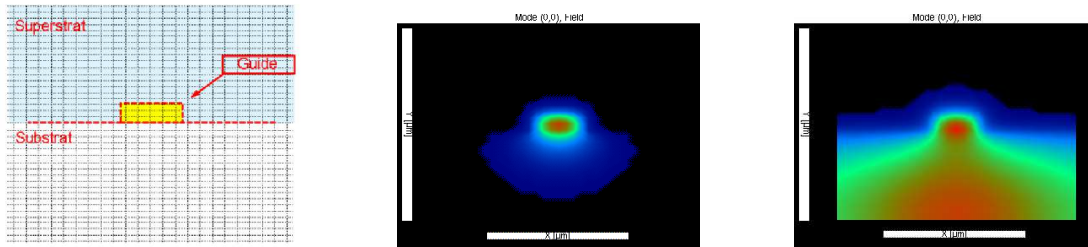


FIG. 4.6 – Simulation BPM de la carte du champ proche d'un guide rectangulaire (gauche) par une méthode des différences finies à $1,5 \mu\text{m}$ (milieu) et à $2,5 \mu\text{m}$ (droite). A $1,5 \mu\text{m}$, le mode est bien confiné dans le guide tandis qu'à $2,5 \mu\text{m}$, le mode s'étale dans la gaine.

Pour les guides droits, on retrouve les mêmes comportements de mode. Comme pour le guide plan, le mode dans un guide canal va *fuir* de plus en plus dans le substrat lorsque la longueur d'onde augmente (voir la simulation numérique sur la figure 4.6). De même que pour le guide plan, cette fuite s'explique par le fait que l'indice effectif du mode tend vers celui du substrat jusqu'à ce qu'ils soient égaux auquel cas le mode guidé n'existe plus.

En fait, ce qui nous intéresse ici est de connaître la forme générale du spectre en transmission d'un guide et surtout de déterminer la position des longueurs d'onde de coupure des modes. Pour déterminer ces longueurs d'onde, il suffit de calculer l'évolution de l'indice effectif avec la longueur d'onde avec l'une des méthodes numériques comme par exemple, celle des différences finies (Chapitre 1).

4.3.3 Bilan

L'excitation multimode d'un guide d'onde en lumière polychromatique suivie d'une analyse spectrale de la lumière transmise permet de mesurer la position des coupures modales. Pour interpréter les spectres, les différents points à retenir sont :

- **L'allure en dent de scie** des courbes traduit la diminution du nombre de modes guidés en augmentant la longueur d'onde.
- **Les pentes positives** correspondent à l'amélioration du couplage entre les modes de la fibre et ceux du guide avec la longueur d'onde. C'est aussi le cas des **marches** qui traduisent des couplages entre modes d'ordre plus élevés.
- Les **sauts brusques** dans les spectres sont caractéristiques de la perte d'un mode guidé dans le sens des longueurs d'onde croissantes. Les longueurs d'onde de ces sauts sont les longueurs d'onde de coupure modale.
- Une **décroissance de flux** vers les grandes longueurs d'onde peut soit être associée à la coupure du mode fondamental (si elle existe), soit parce que le matériau du guide devient très absorbant (dans une bande d'absorption du matériau ou bien au bord de la fenêtre de transparence).

Enfin, bien que l'on parle de la transmission spectrale d'un guide, **cette méthode ne permet pas de mesurer les pertes d'un guide droit en fonction de la longueur d'onde**. L'effet majeur que l'on voit sur ces spectres est due au couplage entre les modes de la fibre et du guide et au comportement modal du guide. Pour déterminer les pertes, il faudrait éliminer ces termes de couplage ce qui nécessite de nombreuses simulations ainsi qu'une bonne connaissance de la structure du guide (connaissance rarement complète sur un guide donné). Pour faire de telles mesures de perte, il faut travailler avec des fibres monomodes et travailler aux longueurs d'onde où le guide est monomode. Ainsi, on peut déterminer par la mesure ou le calcul, la forme du mode fondamental et calculer le couplage.

4.4 Bancs de mesure en proche et moyen IR

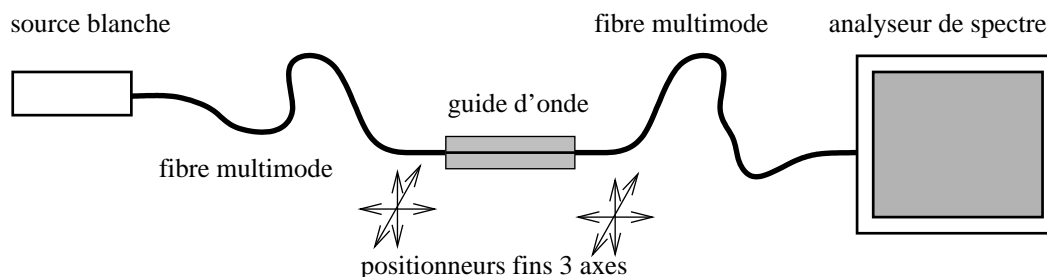


FIG. 4.7 – Principe du montage pour la mesure de la transmission spectrale de guide d'onde fonctionnant entre 0,6 et 1,7 μm de longueur d'onde. Banc installé à l'IMEP.

4.4.1 Banc de mesure en proche IR

Un banc de mesures est utilisé de manière routinière à l'IMEP et fonctionne pour des longueurs d'onde entre 0,6 et 1,7 μm (Figure 4.7). Ce banc utilise des fibres optiques multimodes en silice pour injecter et récupérer le flux d'un guide droit. La source est une lampe halogène avec un condenseur et une optique d'injection dans la fibre. L'analyse spectrale est faite avec un analyseur de spectre prévu pour mesurer un flux optique directement en sortie de fibre (Modèle Advantec). Pour le couplage fibre / guide, les fibres sont montées sur des platines trois axes en translation. Les fibres sont utilisées nues (non connectées) du côté du composant afin de faciliter le couplage fibre optique / guide qui se fait en les alignant visuellement, à la binoculaire, ce qui nécessite de voir le cœur des fibres et du guide. Un clivage classique de la fibre suffit à assurer un bon état de surface de la tête de fibre. Le couplage est optimisé en utilisant un wattmètre à la place de l'analyseur. Une telle configuration à base de fibres optiques est très souple pour l'injection et la récupération du flux ainsi que pour connaître la réponse spectrale du banc nécessaire à la normalisation des spectres.

4.4.2 Banc de mesure en moyen IR

Notre premier besoin a été de mener de telles mesures jusqu'à $2,5 \mu\text{m}$ pour mesurer le comportement monomode de guides dans la bande K. Pour cela, j'ai transposé le principe du banc de l'IMEP sur un spectromètre installé au LAOG permettant des mesures jusqu'à $3,5 \mu\text{m}$ (la limite est surtout liée au détecteur). Ce spectromètre est en fait un monochromateur qui n'était pas destiné à être utilisé avec des fibres optiques. Il s'agit du monochromateur SPEX décrit dans le chapitre 2 (partie 2.4.4). Il a fallu l'adapter à cet usage et plusieurs configurations ont été utilisées suivant les guides étudiés et les domaines de longueur d'onde utilisés (voir les schémas des bancs sur les figures 4.9 et 4.10).

Sources

Trois sources ont été utilisées, dont deux sources blanches avec une ampoule tungstène halogène (modèle LS-1 et HL-2000 de Ocean Optics). La troisième source est un globar, dont la température maximale de 1300°K , est adaptée pour le proche infrarouge.

Fibres optiques d'injection et de collection de flux

Fibres multimodes en silice : ces fibres sont utilisées couramment dans le domaine des Télécoms. Ces fibres ont de faibles pertes dans le domaine du proche infrarouge et sont adaptées pour les 2^e et 3^e fenêtres de transmission des télécommunications (centrées sur $1,3$ et $1,55 \mu\text{m}$). Bien que les pertes augmentent fortement au-delà de $1,8 \mu\text{m}$ de longueur d'onde, ces fibres m'ont permis de faire des mesures jusqu'à $2,5 \mu\text{m}$. Les caractéristiques de ces fibres sont les suivantes :

Fibre optique multimode en silice (fournisseur ICTL)	
Cœur de fibre/ gaine	$62,5/125 \mu\text{m}$
Buffer	$250 \mu\text{m}$
Ouverture numérique	0,275
Perte (à $1,3 \mu\text{m}$)	1 dB/km

Fibres multimodes en verre fluoré : elles ont été développées pour les besoins de l'instrumentation infrarouge (mesure de température,...). Ces fibres ont des pertes plus importantes que les fibres en silice, jusqu'à 100 fois, mais transmettent dans les longueurs d'onde du visible et de l'infrarouge moyen, jusqu'à $4-5 \mu\text{m}$. J'ai utilisé des fibres en verre fluoré développées par l'Institut National d'Optique du Canada (INO) ¹. Leurs pertes en fonction de la longueur d'onde sont données sur la figure 4.8. Ces fibres, à cause de leur nature fluorée, sont hygroscopiques et deviennent fragiles à la courbure. Il faut les manipuler avec soin et il n'a pas été possible de les utiliser "nues" dans des mandrins

¹Je remercie chaleureusement INO pour la fourniture gracieuse de cette fibre.

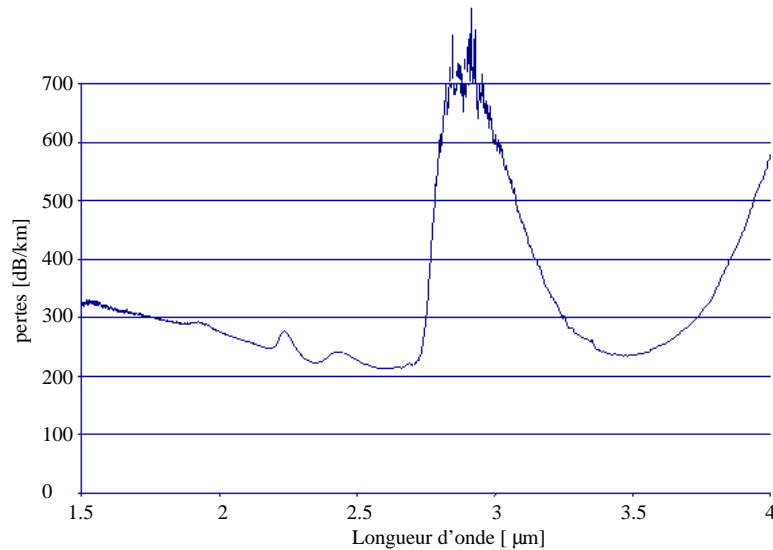


FIG. 4.8 – Pertes en fonction de la longueur d’onde des fibres optiques multimodes en verre fluoré. Ces fibres sont en cours de développement, une des améliorations portant sur la suppression du pic d’absorption à $3\ \mu\text{m}$ due aux liaisons OH (fournisseur et mesure : INO, Institut National d’Optique du Canada).

comme pour les fibres en silice. Après de multiples essais, la solution retenue a été de les coller, avec une résine époxy, dans des mandrins et de polir l’ensemble pour obtenir une face de fibre plane. La connectivisation de ces fibres utilise des connecteurs standards FC/PC mais leur mise en œuvre s’est révélée délicate. Les caractéristiques de ces fibres sont les suivantes :

Fibre optique multimode en verre fluoré (fournisseur INO)	
Diamètre du cœur	70 à 100 μm
Diamètre de la gaine	140 μm
Ouverture numérique	N.C.
Perte moyenne en proche IR	300 dB/km

Configurations du banc

Configuration fibre en silice (figure 4.9) : elle utilise une source blanche et des fibres en silice. Cette configuration a permis de faire des mesures jusqu’à $2,5\ \mu\text{m}$, la limitation venant des pertes des fibres et de l’optique de focalisation de la source blanche.

Configuration fibre en verre fluoré (figure 4.10) : elle utilise un corps noir comme source

¹Je remercie chaleureusement INO pour la fourniture gracieuse de cette fibre.

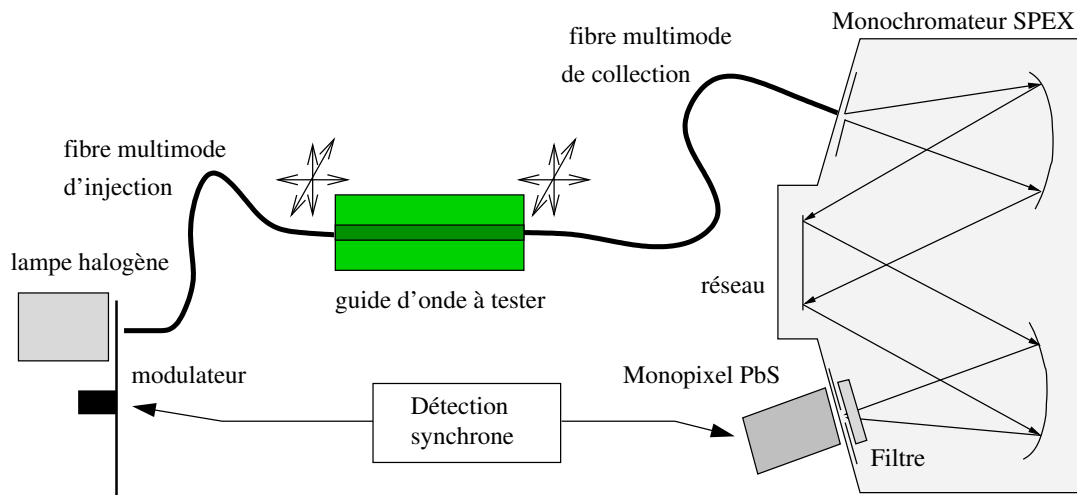


FIG. 4.9 – Configuration du banc de mesure des coupures modales avec des fibres en silice installé au LAOG.

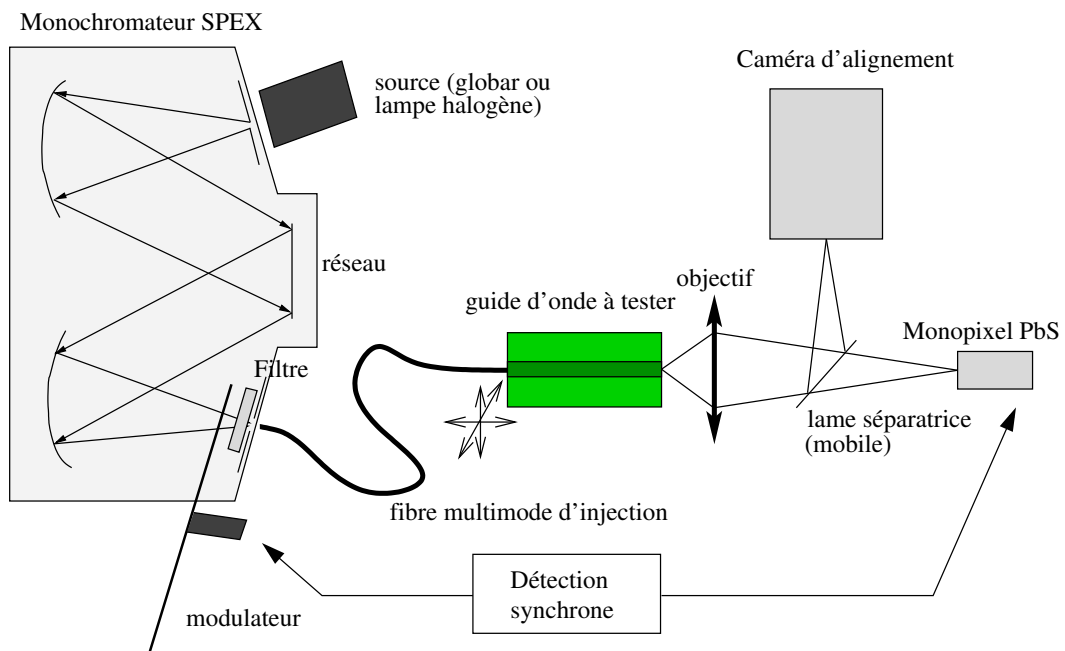


FIG. 4.10 – Configuration du banc de mesure des coupures modales avec des fibres en verre fluoré installé au LAOG.

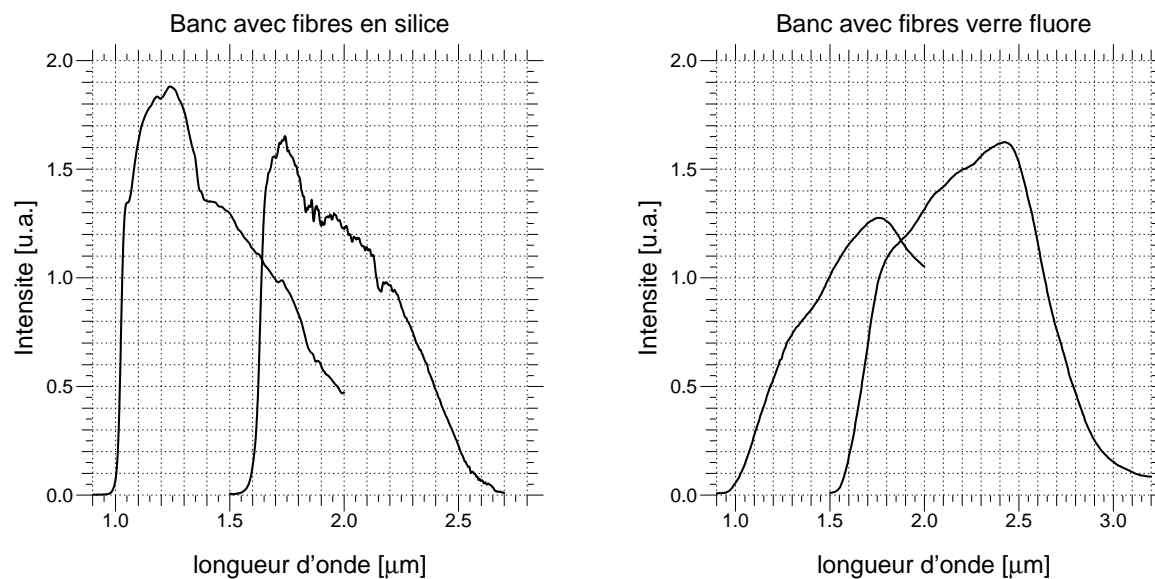


FIG. 4.11 – Flux mesuré, en fibre à fibre (sans composant test), pour les configurations fibres en silice (gauche) et fibres en verre fluoré (droite). La forme de ces courbes dépend du flux des sources, de la transmission spectrale des fibres et des filtres, de l’efficacité de diffraction des réseaux et de la sensibilité du détecteur. Dans chaque cas, il y a deux courbes correspondant chacune à un couple réseau de diffraction (les longueurs d’onde de blaze sont de $1,2\ \mu\text{m}$ et de $2,5\ \mu\text{m}$) et un filtre passe-haut (les longueurs d’onde de coupure sont $1,0\ \mu\text{m}$ et $1,6\ \mu\text{m}$). L’échelle d’intensité est différente pour chacune des 4 courbes.

et les fibres en verre fluorée pour augmenter le domaine de longueur d’onde. Cette dernière configuration a permis de faire des mesures jusqu’à $\sim 3,5\ \mu\text{m}$. Cette limite étant essentiellement due au détecteur et partiellement à la diminution de l’efficacité de diffraction du réseau.

Pour ces deux configurations, la figure 4.11 donne le flux en fonction de la longueur d’onde sans guide à tester, ce qui définit les fenêtres optiques sur lesquelles on peut faire des mesures.

Flux et sensibilité

Toutes ces mesures ont été faites en conditions de faible flux, le montage présentant de nombreuses sources de pertes. Ces sources de perte et les solutions que j’y ai apporté sont données ici :

Résolution spectrale : la résolution spectrale dépend du réseau de diffraction et des largeurs des fentes d’entrée et de sortie. Dans notre cas, la résolution peut être choisie en agissant sur la largeur des fentes, le choix du réseau étant fixé par le domaine spectral de mesure (attention, lorsque l’on couple le flux en entrée ou en sortie du monochromateur avec une fibre optique, c’est le diamètre du cœur de la fibre et non la largeur de la fente qui donne la résolution spectrale). Pour distinguer les sauts de mode sur les spectres, il faut une résolution de l’ordre de $10\ \text{nm}$ en proche infrarouge. Pour pallier ces problèmes

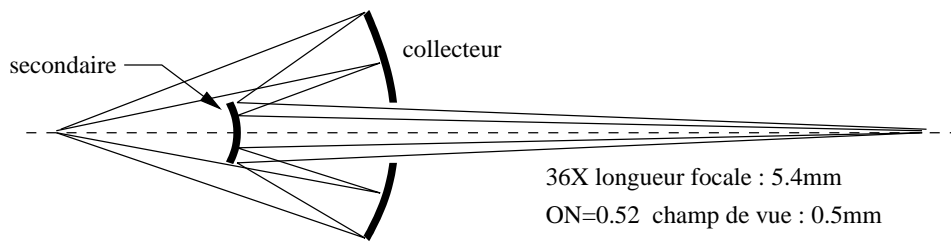


FIG. 4.12 – Schéma optique de l'objectif Cassegrain (distributeur Thermo-Oriel).

de flux, j'ai souvent été amené à augmenter la largeur des fentes et donc à dégrader la résolution spectrale ce qui a parfois rendu impossible l'interprétation des spectres de guides.

Détection synchrone : pour augmenter la sensibilité des mesures en diminuant l'influence du fond thermique, l'utilisation d'une détection synchrone est incontournable. Le modulateur doit être placé le plus en amont du montage optique pour que toute lumière parasite qui est injectée dans le montage en aval de la détection synchrone soit réjectée. C'est le cas pour la configuration avec les fibres en silice mais cela n'a pas pu être le cas pour la deuxième configuration (Figure 4.10) où il est placé en sortie du monochromateur pour des problèmes d'encombrement mécanique. Dans cette configuration, la sensibilité du montage est réduite.

Couplage fibre / guide : les couplages avec les fibres optiques (à l'entrée et/ou à la sortie du monochromateur, au niveau du guide droit, ...) sont des sources de perte importante et c'est le couplage entre la fibre d'injection multimode et le guide circulaire monomode qui est le plus critique. Ainsi, le couplage entre les modes fondamentaux du guide et de la fibre est ici de l'ordre de 5%. De plus, avec des guides plans, les pertes par couplage avec la fibre de collection de flux sont très importantes à cause de la divergence horizontale du faisceau dans le guide (pas de confinement horizontal). Pour augmenter le rapport signal à bruit, j'ai aligné la surface du détecteur (rectangle de $1 \times 3 \text{ mm}^2$) selon l'axe du guide plan et j'ai couplé le flux en sortie du guide sur le détecteur avec un objectif achromatique (catadioptrique). Cet objectif utilise une configuration Cassegrain à deux miroirs et a le gros intérêt d'être achromatique avec cependant l'inconvénient de présenter une perte de flux due à l'obstruction centrale (Figure 4.12).

Alignement optique : l'injection du flux dans le guide et la collection de ce flux par une fibre ou par l'optique d'imagerie est délicat surtout pour des composants à base de silicium qui ne transmettent pas à la longueur d'onde de $0,6 \mu\text{m}$. J'ai donc utilisé une caméra d'alignement sensible en proche infrarouge avec une source laser à $1,55 \mu\text{m}$, la caméra et le détecteur étant dans le plan image de l'objectif d'imagerie (Figure 4.10).

4.5 Applications sur des exemples de guide

Après avoir décrit les différentes configurations des bancs de mesure, je vais présenter des mesures sur des guides réalisés par échange d'ions et par gravure de couches de silice. Je donnerais aussi des mesures faites sur des fibres optiques.

4.5.1 Guides en technologie échange d'ions

Position de la coupure modale

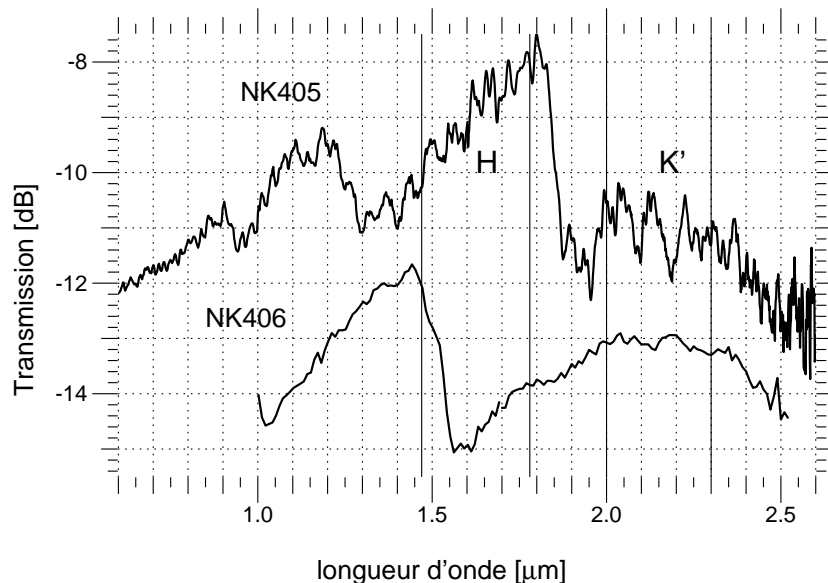


FIG. 4.13 – Transmission spectrale de deux guides obtenus par échange d'ions en faisant varier les paramètres de l'échange.

J'ai mesuré la transmission spectrale de guides droits réalisés par échange d'ions à l'argent (Partie 2.3). Ces composants (NK405 et NK406) ont été étudiés pour être monomode en bande K (Figure 4.13). Ces courbes illustrent parfaitement le comportement en dent de scie dû à la variation du couplage entre des modes avec la longueur d'onde et la perte des modes guidés au fur et à mesure que la longueur d'onde augmente. Pour le composant NK406, la longueur d'onde de coupure est de $1,6 \mu\text{m}$, le guide étant monomode au delà. Le guide NK405 a une longueur d'onde de coupure à $1,9 \mu\text{m}$. La longueur d'onde est donnée au pied des chutes de flux car c'est le point où plus aucune énergie n'est couplée sur le 2^e mode du guide. Afin de confirmer que ces coupures sont bien celles du 2^e mode du guide, j'ai appliqué la méthode de l'excitation décalée (Figure 4.14). Pour le composant NK405, j'ai réussi à exciter le 2^e mode du guide à $1,55 \mu\text{m}$ de longueur d'onde, ce qui confirme son caractère bimode à cette longueur d'onde et le fait que la coupure à $1,9 \mu\text{m}$ est la coupure monomode/bimode. Ces courbes de transmission spectrale de guide montrent également des oscillations qui correspondent au phénomène des "marches" décrit précédemment.

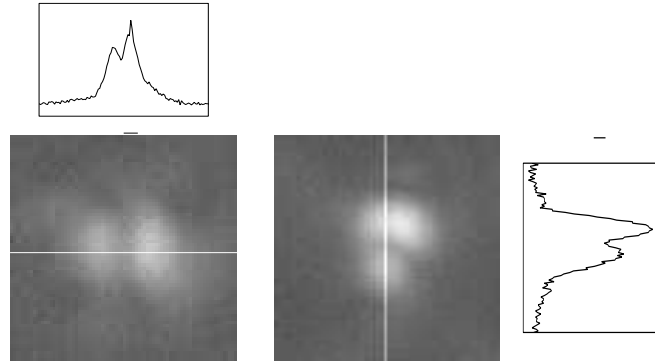


FIG. 4.14 – Champ proche du guide NK405 à $1,55 \mu\text{m}$ de longueur d'onde en excitation décalée (gauche : décalage horizontal et droite : décalage vertical). La méthode de l'excitation décalée consiste à exciter le guide à une longueur d'onde donnée avec une fibre monomode. En décalant latéralement l'excitation gaussienne, on pourra exciter le deuxième mode du guide (s'il existe). Si le guide est monomode à cette longueur d'onde, seul le mode fondamental pourra être excité.

Pour les deux guides, on observe une décroissance du flux à partir de $2 \mu\text{m}$. Cette décroissance peut être due au fait que le mode fondamental n'est plus guidé parce qu'il s'est étalé dans le substrat et qu'il devient trop sensible aux défauts du guide. L'autre possibilité est que c'est l'absorption du verre de silice des guides qui est en cause, ce que je vais démontrer.

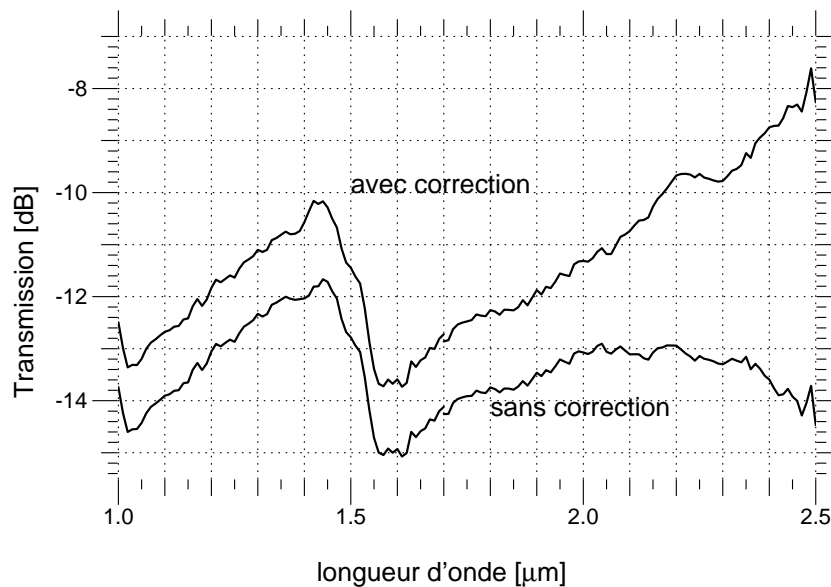


FIG. 4.15 – Transmission spectrale du guide NK406 en corrigeant la courbe des pertes par absorption du verre. La baisse de flux au delà de $2 \mu\text{m}$ de longueur d'onde est due aux pertes du verre et pas au fait que le mode fondamental n'est plus guidé.

Afin d'éliminer de la transmission spectrale de guide la composante due à l'absorption du verre de silice, il suffit de soustraire, puisque l'on travaille en dB, les pertes par absorption du

verre que l'on a mesurées précédemment (Partie 2.4.1). La figure 4.15 donne, pour le guide NK406, la transmission avant et après correction. Au delà de $1,7 \mu\text{m}$, on retrouve bien une pente positive correspondante à l'amélioration du couplage avec la longueur d'onde. Le mode fondamental du guide continue donc à être guidé jusqu'à au moins $2,5 \mu\text{m}$ et ce sont les pertes par absorption du verre qui sont responsables de la décroissance en flux.

Ces mesures montrent que, malgré les pertes du matériau, on peut faire des guides monomodes en bande *K* par échange d'ions dans des verres de silice.

Domaine de longueurs d'onde pour un guidage monomode

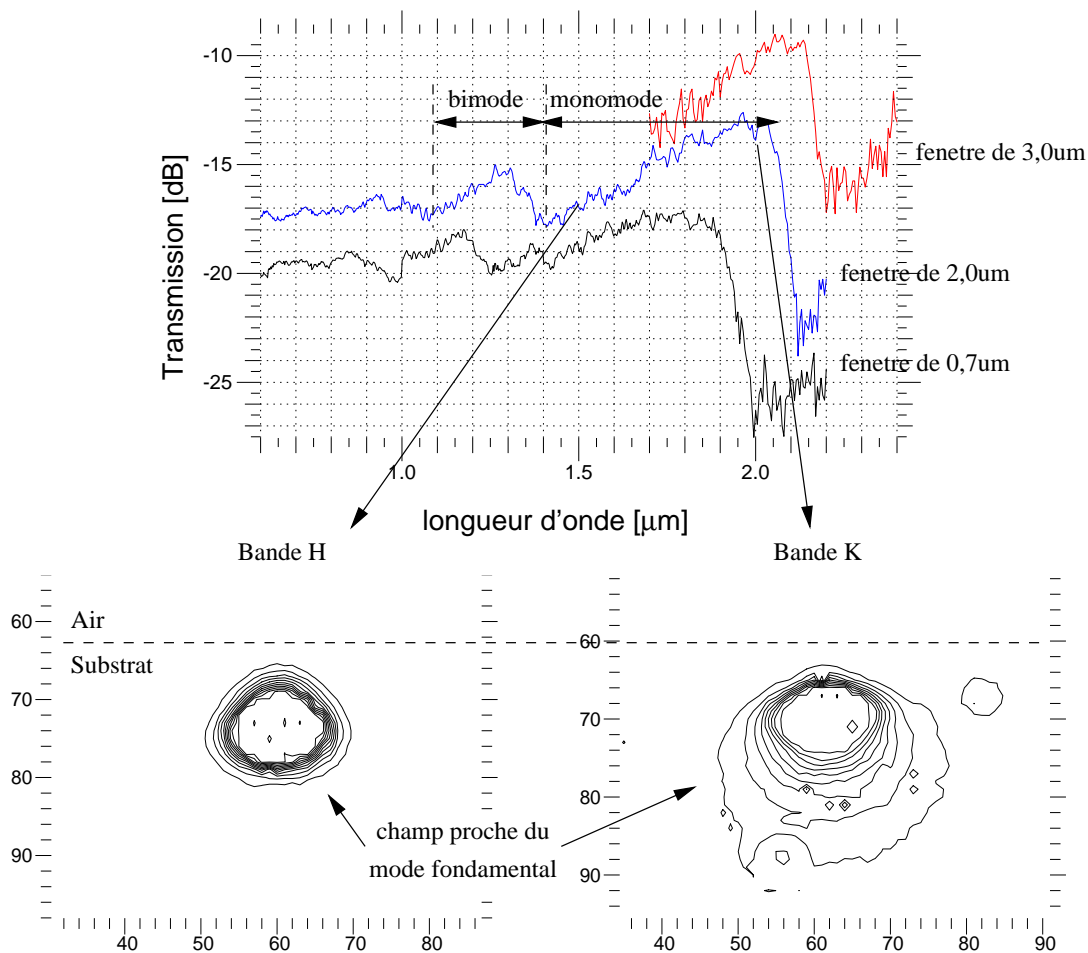


FIG. 4.16 – Transmission spectrale de guides illustrant la notion de longueur d'onde de coupure haute du mode fondamental (figure en haut). Les guides ont été obtenus par échange d'ions au potassium dans un verre GO14 à travers une fenêtre de $0,7$, $2,0$ et $3,0 \mu\text{m}$ de largeur (LAGNY, 2001). Pour le guide obtenu avec la fenêtre de $2,0 \mu\text{m}$, des champs proches réalisés en bandes *H* et *K* illustrent la fuite de l'énergie du mode fondamental dans le substrat lorsque la longueur d'onde augmente. Les images sont saturées pour bien faire ressortir la forme des pieds du mode. La position de l'interface air / substrat est donnée approximativement (figures en bas).

Précédemment, nous avons vu que le mode fondamental d'un guide circulaire peut ne plus être guidé lorsque la longueur d'onde devient trop grande devant la longueur d'onde de coupure du deuxième mode, soit à cause des défauts du guide (Partie 3.2.2), soit à cause de la structure du guide. Pour illustrer ce fait, j'ai mesuré la transmission spectrale de plusieurs guides monomodes obtenu par échange d'ions au potassium dans un verre GO14 (Figure 4.16). Plus le diamètre du guide augmente, plus les limites du guidage monomode se déplacent vers les grandes longueurs d'onde. Les coupures vers $2\mu\text{m}$ sont bien les coupures du mode fondamental à cause de leur amplitude élevée (plus de 7dB) qui indique qu'il n'y a plus d'énergie guidée au-delà. Pour le guide réalisé avec une fenêtre de $2\mu\text{m}$ de largeur, j'ai mesuré un champ proche en bande H où le guide est monomode (proche de la coupure du deuxième mode du guide) et un autre en bande K , à proximité de la coupure du mode fondamental. Proche de la coupure du deuxième mode, le mode fondamental est circulaire et confiné dans le cœur du guide. A l'opposé, proche de la coupure du mode fondamental, le mode est déformé et une partie de son énergie commence à fuir dans le substrat. On note également que le mode est déformé par la présence de l'interface air / substrat (un guide réalisé par échange d'ions puis enterré se trouve typiquement à $10\text{-}15\mu\text{m}$ sous la surface du substrat pour un cœur de $5\mu\text{m}$ de diamètre).

4.5.2 Guides en technologie de gravure de silice

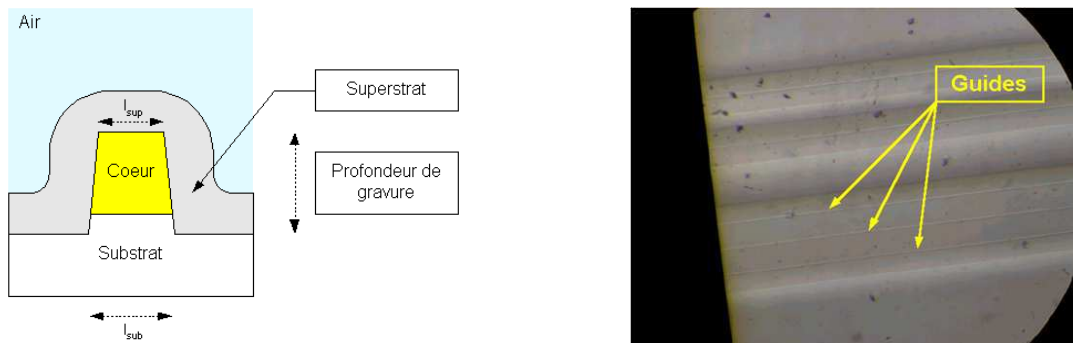


FIG. 4.17 – Structure des guides en technologie de gravure de couches minces de silice dopée. Il s'agit ici de la technologie NT (Nouvelle Technologie) qui permet de graver des guides comme illustré sur le schéma de gauche (Chapitre 2). Les dimensions et indices de réfraction de ces guides sont les suivants (mesures LETI) : $n_{\text{cœur}} = 1,4685$, $n_{\text{substrat}} = 1,4556$, $n_{\text{superstrat}} \simeq 1,4585$, $l_{\text{sub}} = 6,3\mu\text{m}$, $l_{\text{sup}} = 6,8\mu\text{m}$, $\text{profondeur} = 4,34\mu\text{m}$. Les dimensions sont obtenues par mesure avec un microscope électronique à balayage et les indices de réfraction par une mesure des lignes noires (voir Chapitre 5). L'indice de réfraction du superstrat ne peut pas être mesuré directement sur le composant à cause des structures de surface mais est effectué sur des échantillons tests.

La technologie NT (Nouvelle Technologie) permet de réaliser des guides à profil rectangulaire (Partie 2.2.2). Des mesures de réponses spectrales ont été faites sur quatre guides droits (désignés par a, b, c et d) sur un composant (réf. : 1770AB) (Figure 4.18).

Les trois premiers guides (référence 1770AB-a, -b et -c) se sont comportés de manière

similaire. Ils avaient tous des spectres semblables à celui de la figure 4.18 avec une longueur d'onde de coupure à $1,1\ \mu\text{m}$. Des champs proches (Figure 4.19), en excitation décalée, montre que le guide est monomode à $1,55\ \mu\text{m}$ (un seul lobe) et bi-mode à $0,83\ \mu\text{m}$ puisque l'on arrive à exciter le mode LP11 impair (Figure 1.21).

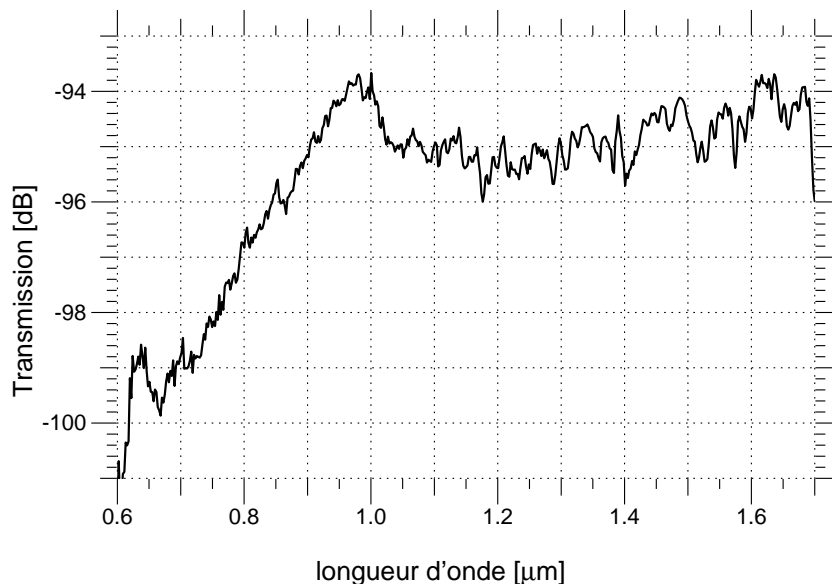


FIG. 4.18 – Spectre en transmission du guide 1770AB-b, obtenu sur le banc de l'IMEP.

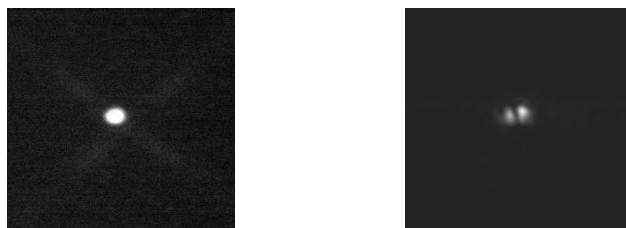


FIG. 4.19 – Champs proches du guide 1770AB-b en excitation décalée, à $\lambda=1,55\ \mu\text{m}$ (gauche) et à $\lambda=0,83\ \mu\text{m}$ (droite).

Le guide 1770AB-d a montré un comportement surprenant puisque son spectre en transmission ne présentait pas le même comportement (Figure 4.20) que les autres guides et qu'il semblait être multimode. Des champs proches à $0,83\ \mu\text{m}$ de longueur d'onde (Figure 4.21) permettent d'expliquer son comportement. En excitation décalée verticalement, le guide est bi-mode puisque l'on voit deux lobes caractéristiques du mode LP11 pair. En décalant progressivement l'injection horizontalement, on voit apparaître deux lobes (excitation du mode LP11 impair) puis trois lobes. Le guide est donc multimode et on s'attend à trouver trois coupures modales entre $0,83\ \mu\text{m}$ et $1,55\ \mu\text{m}$ de longueur d'onde. Cela est confirmé sur le spectre où des flèches indiquent la présence de ces coupures modales. Ce comportement multimode a été confirmé par une mesure qualitative au microscope optique qui a montré que le guide

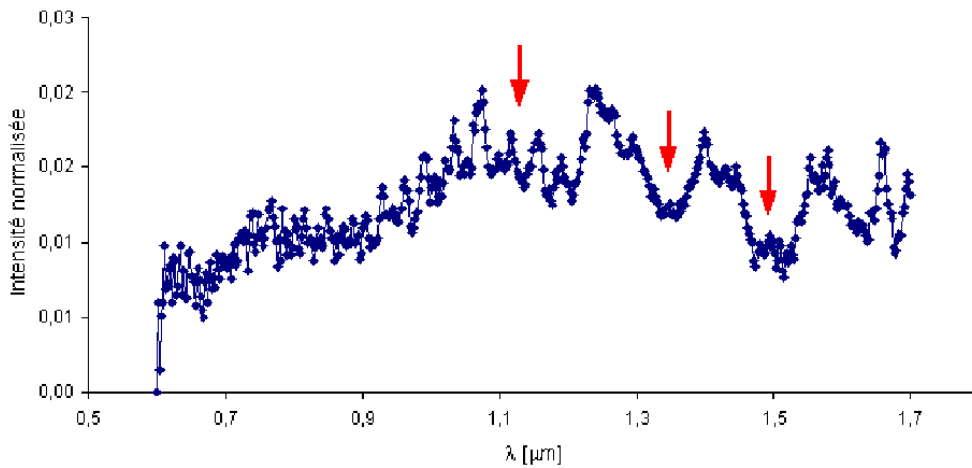


FIG. 4.20 – Spectre en transmission du guide 1770AB-d, obtenu sur le banc de l'IMEP. Les flèches indiquent la position des coupures modales du guide déduites des mesures.

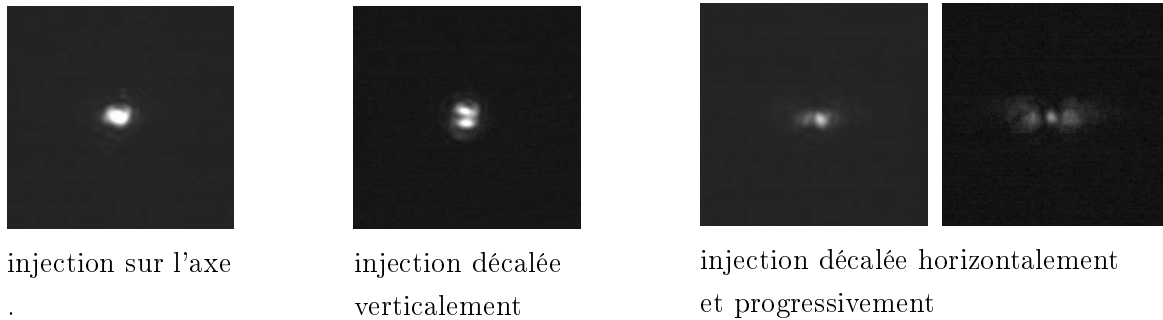


FIG. 4.21 – Champs proches du guide 1770AB-d en excitation sur l'axe et décalée, à $0,83 \mu\text{m}$ de longueur d'onde.

1770AB-d est plus large de près de 40% ce qui peut être dû à une erreur de gravure ou à une erreur de réalisation du masque. Une mesure de dimensionnement plus fine avec un microscope électronique n'a pas été possible car elle serait destructive.

La transmission spectrale de guides en technologie silice sur silicium a été mesurée au-delà de $1,7 \mu\text{m}$ (Figure 4.22). Cela confirme que la fenêtre de transparence couvre la bande K même si les pertes de propagation doivent être plus importantes que celles en bande H , au même titre que la technologie par échange d'ions sur verre de silice.

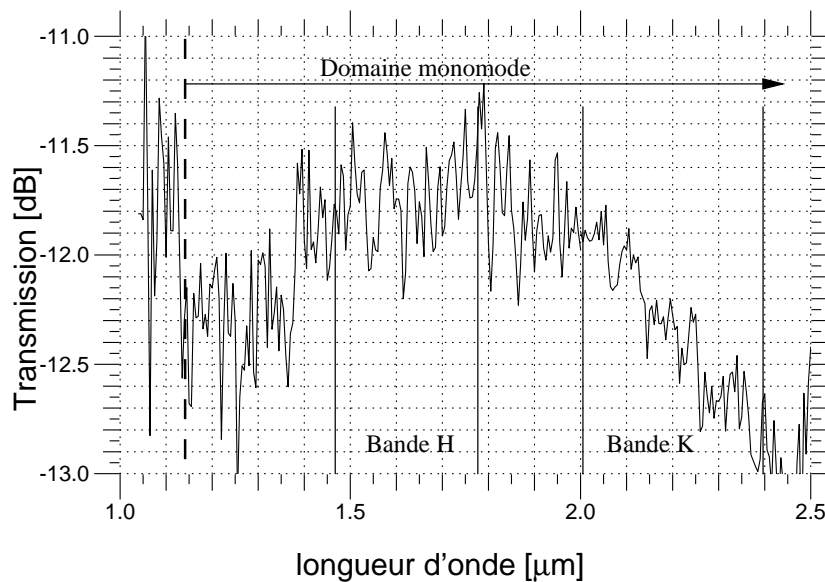


FIG. 4.22 – Transmission spectrale d'un guide en technologie AT (Ancienne Technologie). Cette mesure montre une coupure modale à $1,15 \mu\text{m}$ que l'on peut attribuer à la coupure monomode/bimode puisque ces guides sont monomodes à $1,3 \mu\text{m}$. On voit aussi que la technologie silice sur silicium transmet sur l'ensemble de la bande K , même si le matériau commence à devenir absorbant au-delà de $1,8\text{-}1,9 \mu\text{m}$, comme le montre la décroissance de la transmission.

4.5.3 Application aux fibres optiques

La mesure de transmission spectrale de guide peut aussi être appliquée aux fibres optiques. La figure 4.23 donne la transmission spectrale de la fibre HB1550 (fabricant : Oxford Electronics) utilisée pour connecter les premiers recombineurs en technologie échange d'ions et en technologie silice gravée. C'est en particulier la fibre utilisée pour le recombineur en silice gravée décrit dans le chapitre 2 et utilisé en bande K .

La courbe de transmission montre clairement la coupure du 2^e mode et confirme le fait que la fibre est monomode au delà de $1,4 \mu\text{m}$ comme indiqué par le constructeur annonçant une longueur d'onde de coupure inférieure à $1,4 \mu\text{m}$. Cette mesure permet également de vérifier que le mode fondamental est bien guidé sur la bande K' . La décroissance de flux aux plus grandes longueurs d'onde est, comme pour les composants à base de silice, due aux pertes par absorption ce qui peut s'avérer critique car la fibre ne transmet pas sur toute la bande K .

Une telle mesure pourrait être appliquée sur toutes les fibres utilisées pour connecter les composants que ce soit en bande H ou en bande K . Cela permettrait de vérifier que la fibre est bien monomode sur toute la bande H car les fabricants de fibre vérifient plus souvent le comportement monomode à une seule longueur d'onde. De plus, cette mesure permet de vérifier si les fibres peuvent convenir pour des applications en bande K ou K' . Même si cette mesure ne donne pas les pertes de la fibre en fonction de la longueur d'onde, cela permet de connaître sa fenêtre de transparence.

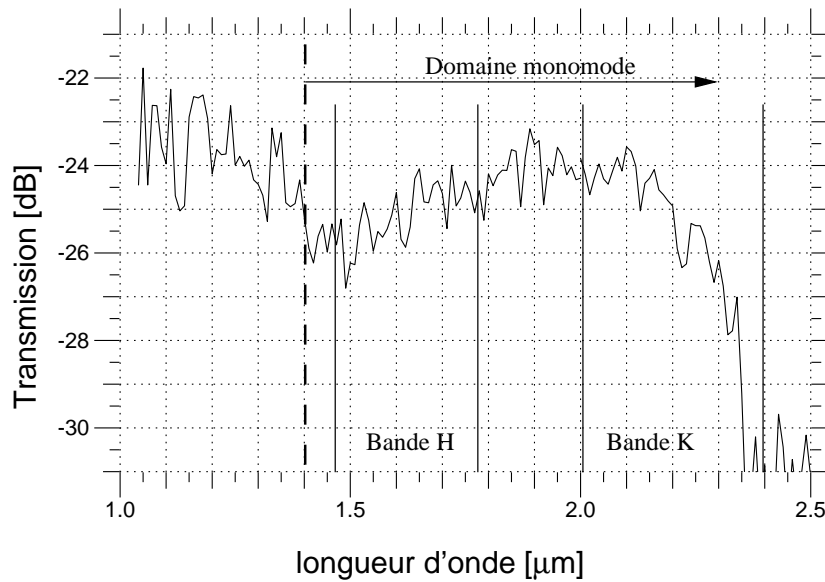


FIG. 4.23 – Transmission spectrale d’une fibre optique d’une longueur de 1m (référence HB1550 / Oxford Electronics). La courbe montre deux coupures à 1400 nm et à 2300 nm entre lesquelles la fibre est monomode.

4.6 Banc pour l’infrarouge thermique.

4.6.1 Etude du problème

Afin de mener le même type d’évaluation pour des longueurs d’onde plus élevées, il faut concevoir et réaliser un autre banc de mesures. Une simple transposition des bancs de mesure à fibre multimode décrits précédemment n’est pas la meilleure solution. Je me suis heurté à plusieurs difficultés liées au domaine de longueurs d’onde nécessaire soit la gamme [3-20 μm] :

- Fragilité et disponibilité des fibres optiques multimodes pour $\lambda > 3 \mu\text{m}$,
- Coûts et chromatisme des optiques de focalisation,
- Alignement optique et couplage dans les guides.

Fragilité et disponibilité des fibres optiques multimodes

Les fibres optiques multimodes adaptées pour le domaine [3-20 μm] sont difficiles à se procurer et à manipuler. Le tableau 4.2 donne les principaux types de fibre avec leurs caractéristiques. Les fibres en halogénure d’argent sont les plus fragiles étant sensibles à la courbure et à la vapeur d’eau, ce qui est aussi le cas dans une moindre mesure pour les fibres en chalcogénure. Les figures (4.25,4.24) donnent des exemples de transmission de ces fibres. Les fibres creuses ont une structure en silice avec un revêtement intérieur métallisé, ce qui a l’avantage de moins limiter le domaine de transmission spectrale qu’avec l’utilisation d’un matériau dans le cœur de la fibre (Figure 4.26). Ces fibres, plus faciles à manipuler, ont l’inconvénient de fortement atténuer les modes d’ordres élevés alors qu’il faut que l’on dispose d’une multitude

de modes.

TAB. 4.2 – Caractéristiques des fibres optiques multimodes transmettant dans l'infrarouge thermique. Pour une revue complète sur les fibres infrarouges, incluant les techniques de fabrication et leurs performances, voir HARRINGTON (2000b)^a. Voir les figures (4.24,4.25,4.26) pour des exemples de spectres :

Type / matériau	Fenêtre	Perte	Diam. cœur [μm]	ON	Fabricant / Fournisseur
Chalcogénure	2-11 μm ^b	~ 1 dB/m	100-500 μm	0,6-0,7	Art Photonics ^c Amorphous Materials ^d Reflex ^e
Halogénure d'argent d'argent	4-18 μm	<1 dB/m	400-600 μm	0,2	Amorphous Materials ^d Art Photonics ^c
Fibre creuse métallisée	4-18 μm	0,5-2 dB/m	300-1000 μm	N.C.	Polymicro ^f

^a <http://irfibers.rutgers.edu/>

^b la fenêtre optique varie avec les chalcogénures utilisés.

^c Art Photonics : <http://www.artphotonics.de/>

^d Amorphous Materials : <http://www.amorphousmaterials.com/>

^e Reflex : <http://www.reflexusa.com/>

^f Polymicro : <http://www.polymicro.com/>

Optiques de focalisation

Les optiques réfractives pour l'infrarouge thermique sont couramment disponibles et optimisées pour des longueurs d'onde de 10,6 μm ou pour la bande [8-12 μm]. Le banc de caractérisation modale nécessite de travailler sur des largeurs spectrales importantes et des problèmes de chromatisme vont inévitablement se poser dans la réalisation de telles optiques (sans parler du coût !). L'expérience acquise sur les autres bancs de caractérisation d'optique intégrée en matière de miroir parabolique hors-axe nous a fait préférer cette solution (HAGUENAUER, 2001). Bien que la géométrie du montage soit plus complexe qu'avec des optiques réfractives ou des fibres optiques, cela élimine tout problème chromatique pour un coût financier raisonnable.

Alignement optique

De même, l'alignement optique pour l'injection du flux dans le guide et pour la collection de ce flux en sortie du guide est délicat. Les premiers composants étudiés ici ont des pertes par absorption et par couplage importantes. Il est nécessaire d'une part d'avoir un système d'alignement avec une caméra comme celui utilisé pour les bancs en infrarouge proche et

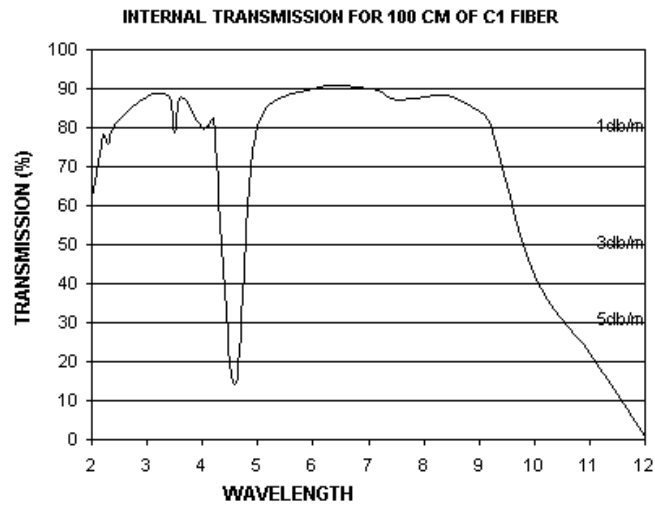


FIG. 4.24 – Courbe de transmission de 1 mètre de fibre en verre de chalcogénure de structure As-Se-Te. Diamètre de cœur de $750\mu\text{m}$, $\text{ON}=0,6-0,7$. *Données Amorphous Materials.*

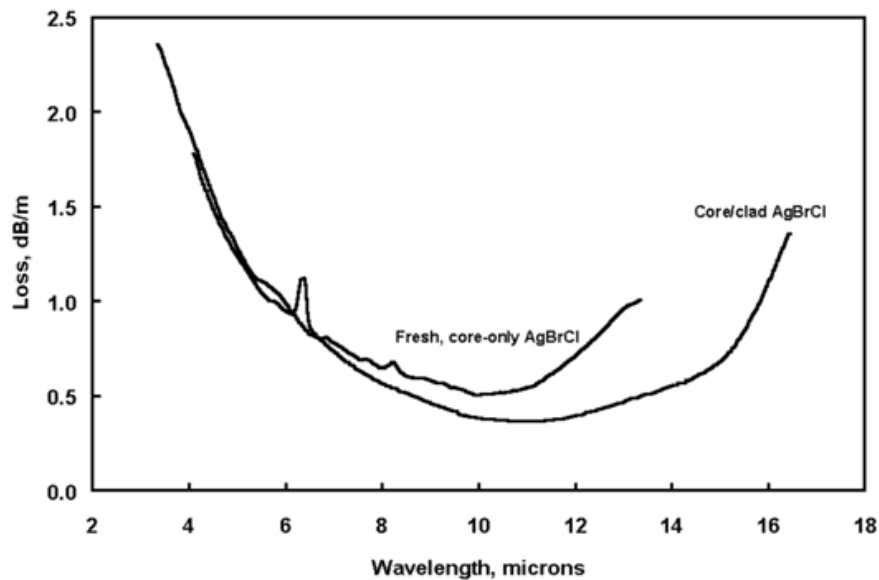


FIG. 4.25 – Pertes de fibres en halogénure d'argent (cœur de la fibre seule et fibre cœur/gaine). *Extrait de ARTJUSHENKO et al. (1986, 1995).*

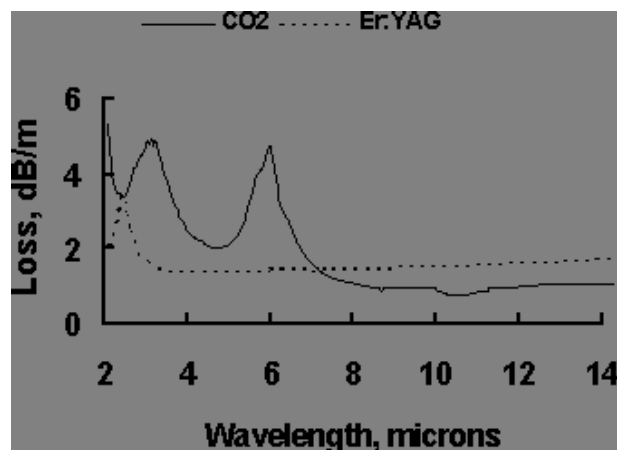


FIG. 4.26 – Pertes d’une fibre creuse métallisée. *Extrait de HARRINGTON (2000b).*

d’autre part d’avoir un ensemble sensible (source puissante et/ou caméra sensible). Un bon compromis consiste à faire des alignements en infrarouge proche, à des longueurs d’onde où du matériel est ”relativement” bon marché et disponible (diodes laser à 0,6 et 1,55 μm). C’est aussi l’intérêt de travailler avec des optiques catadioptriques, les alignements optiques à ces longueurs d’onde restent valables en infrarouge thermique.

4.6.2 Utilisation du banc d’injection direct

Le banc d’injection direct utilisé pour mesurer le contraste d’un recombineur interférométrique (partie 2.5) est, dans son principe, un spectromètre à transformée de Fourier (FT-IR). Pour la configuration ”banc d’injection directe”, la recombinaison des faisceaux se fait dans le recombineur en optique intégrée, alors qu’elle se fait sur la lame séparatrice pour une recombinaison FT-IR classique. J’ai donc reconfiguré ce montage pour faire des mesures de la transmission spectrale de guides (Figure 4.27). Utiliser cette configuration a l’avantage d’avoir été conçue pour une utilisation avec des composants d’optique intégrée et de permettre de faire des mesures jusqu’à 5 μm en utilisant la caméra Lyric comme détecteur.

On retrouve les deux bras d’un interféromètre de Michelson dont un bras mobile assure la modulation de chemin optique sur un maximum de 160 μm ce qui donne une résolution spectrale de l’ordre de 20 nm en infrarouge proche, suffisante pour notre application. Les deux faisceaux en sortie de l’interféromètre de Michelson sont alignés sur le même axe et injectés dans le guide d’onde par le miroir parabolique hors-axe (M4). En sortie du guide, le flux est imagé sur la caméra par un objectif achromatique à miroir (partie 4.6.3).

Deux sources de mesure ont été utilisées : une lampe halogène et un globar. La source halogène est fibrée avec une fibre multimode en silice et sert pour les alignements optiques et pour obtenir les premières mesures. Le globar est muni d’un collecteur de flux et d’un miroir parabolique pour générer un faisceau collimaté. Afin de déterminer les coupures modales du guide, la source doit être multimode comme expliqué plus haut. Le caractère multimode est

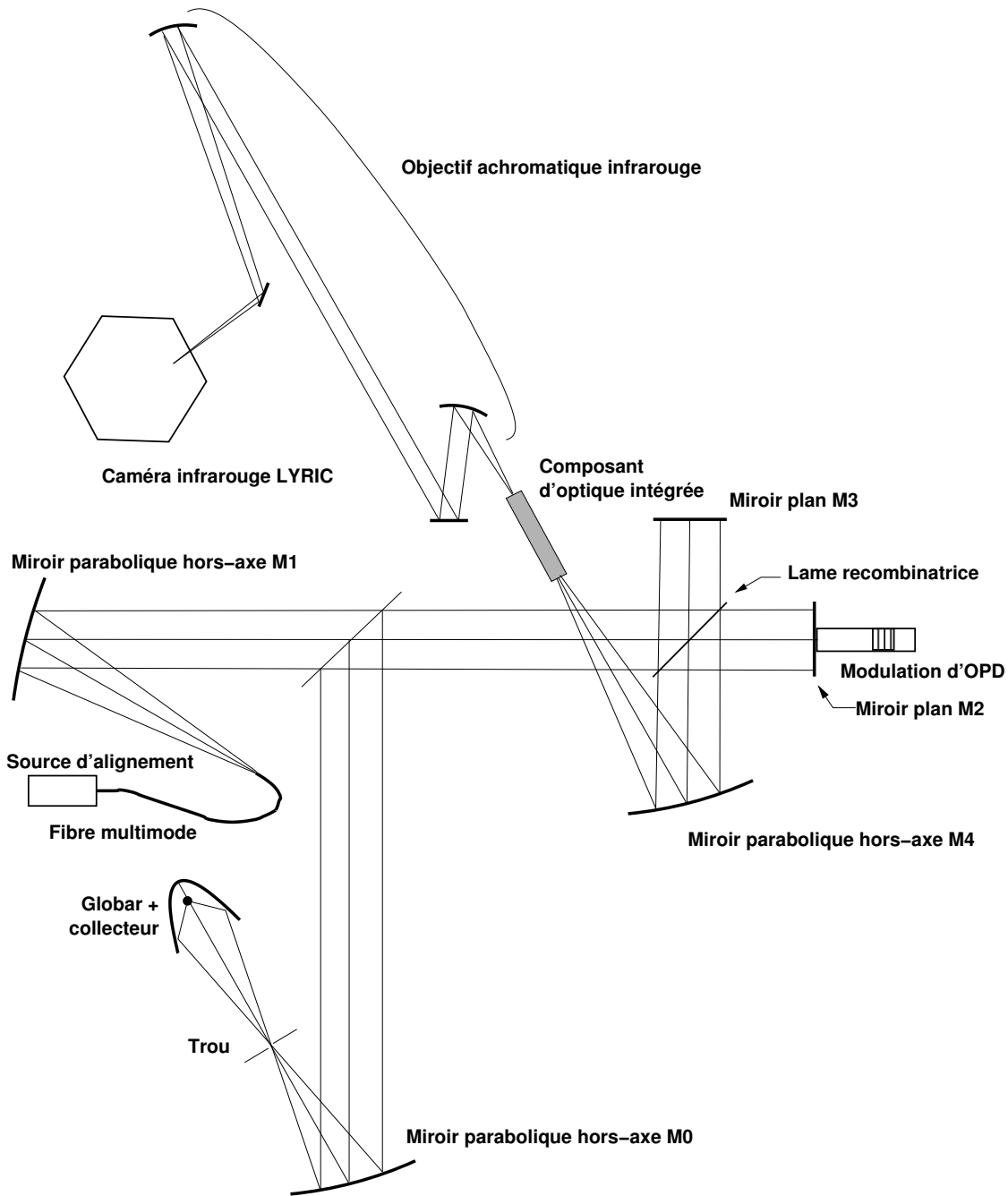


FIG. 4.27 – Schéma du banc pour mesurer la transmission spectrale de guides d'onde aux longueurs d'onde de l'infrarouge thermique. Ce banc est basé sur le concept du banc d'injection direct. Voir texte pour plus de détails.

obtenu avec une fibre pour la source halogène et par un trou d'environ 1 mm de diamètre au foyer du collecteur pour le global. Pour faire des mesures en bande spectrale large, la caméra LYRIC (partie 2.4.3) a été utilisée comme détecteur sans filtre optique passe-bande, ce qui provoque un important flux dû à l'émission du fond thermique, ce qui limite fortement le choix du temps d'intégration (voir plus loin une discussion à ce sujet, partie 4.6.4). J'ai utilisé - au début - une fibre optique multimode en verre fluoré placée entre la sortie de l'interféromètre de Michelson, au foyer du miroir M4, et l'entrée du guide. Cette fibre permet de faciliter les réglages en séparant les réglages du montage de Michelson et ceux du couplage au niveau du composant.

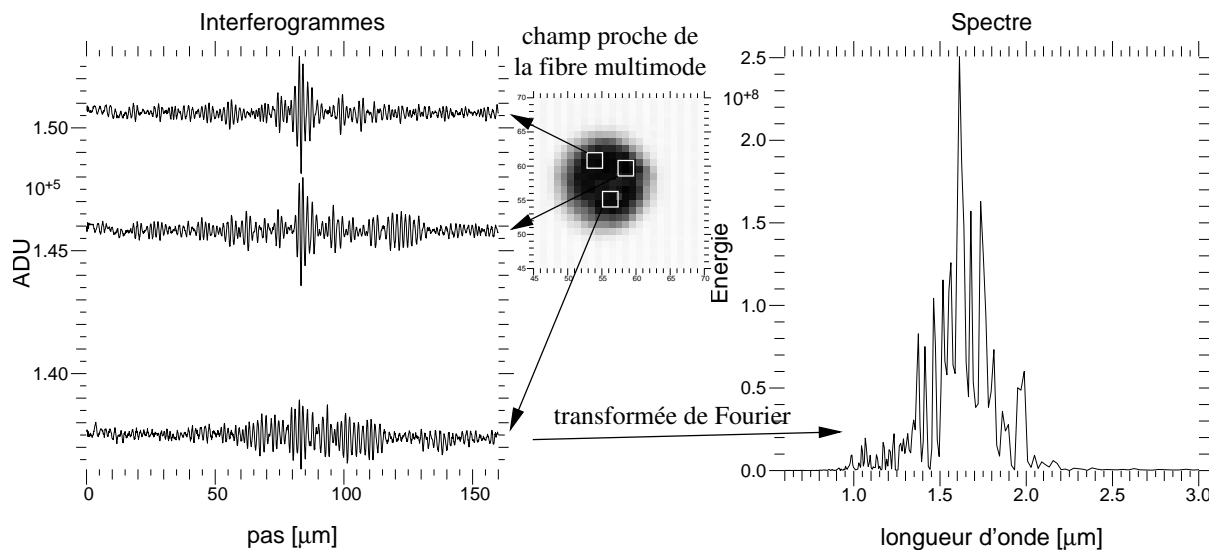


FIG. 4.28 – Gauche : Interférogrammes obtenus sans composant (en sortie de la fibre) lorsque les champs des deux pupilles ne sont pas correctement superposés. Chaque interférogramme correspond à une portion du champ en sortie de la fibre (au centre). **Droite :** Spectre de l'interférogramme du bas obtenu par transformée de Fourier. Le spectre débute à $1 \mu\text{m}$, début de sensibilité de LYRIC et se termine à $2 \mu\text{m}$ car la source utilisée ici est la lampe halogène.

La source étant multimode, le front d'onde n'est pas plan à l'entrée de l'interféromètre de Michelson. Pour maximiser le contraste des interférogrammes, il faut que les deux fronts d'ondes soient parfaitement superposés en sortie de l'interféromètre (l'explication est identique au cas d'un interféromètre stellaire avec des fronts d'onde perturbés par la turbulence, voir partie 1.2.1). Si les deux fronts d'onde sont inclinés l'un par rapport à l'autre et/ou sont décalés latéralement, on obtiendra plusieurs interférogrammes au cours de la modulation de chemin (Figure 4.28). Chaque interférogramme correspond aux interférences entre deux portions du front d'onde. La superposition des deux fronts d'onde est obtenue en jouant sur l'inclinaison de la lame recombinaison et sur celle des miroirs plans dans les deux bras de l'interféromètre. Pour faire ces réglages, j'utilise une diode laser à $0,6 \mu\text{m}$. Une simple superposition faite visuellement permet de n'obtenir qu'un seul interférogramme, signe que les front d'onde sont bien superposés (Figure 4.29).

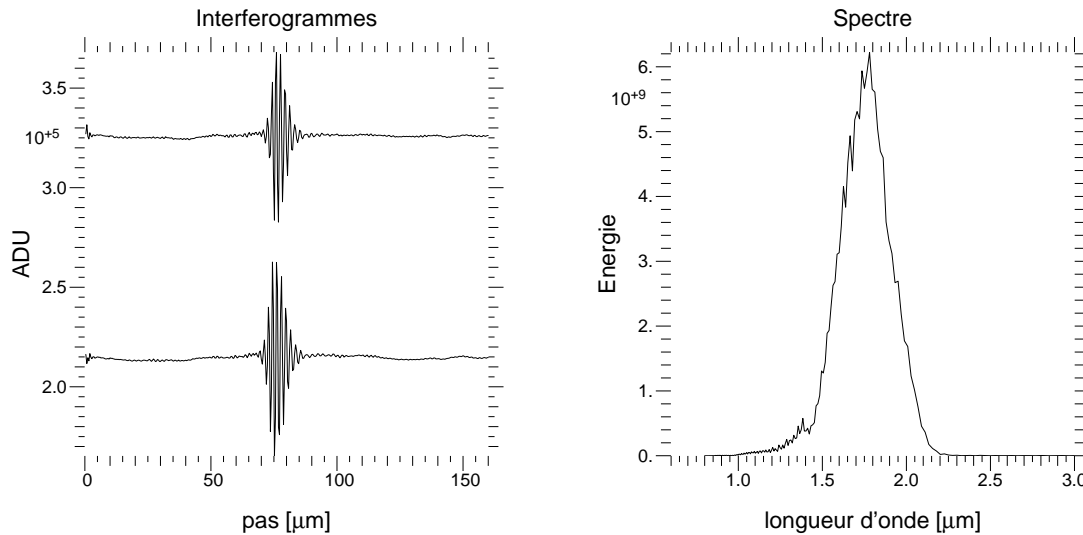


FIG. 4.29 – Gauche : Interférogrammes obtenus sans composant (en sortie de la fibre) lorsque les champs des deux pupilles sont correctement superposés. On obtient alors un seul paquet de frange avec un contraste plus élevé que sur la figure 4.28. **Droite :** Spectre de l’interférogramme du haut obtenu par transformée de Fourier. Le spectre débute à $1\ \mu\text{m}$, début de sensibilité de LYRIC et se termine à $2\ \mu\text{m}$ car la source utilisée ici est la lampe halogène.

Ce montage a permis d’obtenir de premiers spectres sur un guide plan en silicium poreux (Chapitre 5) (Figure 4.30). Il s’agit d’une première mesure qui permet de valider le principe du montage.

4.6.3 Description de l’objectif à miroir

Afin de focaliser un flux sur un monopixel ou pour imager la sortie d’un composant sur une caméra, tout en respectant les contraintes de chromatisme citées plus haut, j’ai utilisé un objectif de microscope Cassegrain² (Thermo-Oriel). Cet objectif (voir figure 4.12), à deux miroirs en mode Cassegrain, a une ouverture de $f/D=1,15$ et une obstruction centrale qui couvre 27% de la pupille pleine. Un revêtement en AlMgF_2 donne une bonne réflexion entre 200 nm et $20\ \mu\text{m}$ ($>95\%$ au-delà de $1\ \mu\text{m}$ de longueur d’onde). Sa bonne adaptation en terme d’ouverture numérique est cependant dégradée par l’obstruction centrale qui, combinée avec le fait que les faisceaux en sortie de guide d’onde ont un profil gaussien (la majeure partie de l’énergie est sur l’axe optique), donne des pertes importantes. Typiquement, en considérant un profil gaussien en entrée, on estime les pertes à 70% !

Afin de pallier cet inconvénient et d’avoir un objectif adapté à nos besoins, nous avons conçu un objectif infrarouge³. Le but est d’avoir un objectif pour focaliser du flux sur un pixel ou pour imager une sortie de composant sur une matrice de pixel (taille de pixel entre 10 et

²cet objectif m’a été prêté par le LSP, Laboratoire de Spectrométrie Physique à Grenoble et je remercie vivement Robert Romestain pour ce prêt : beaucoup de mesures n’auraient pas été possibles sans cet objectif.

³ce travail doit beaucoup à Laurent Jocou

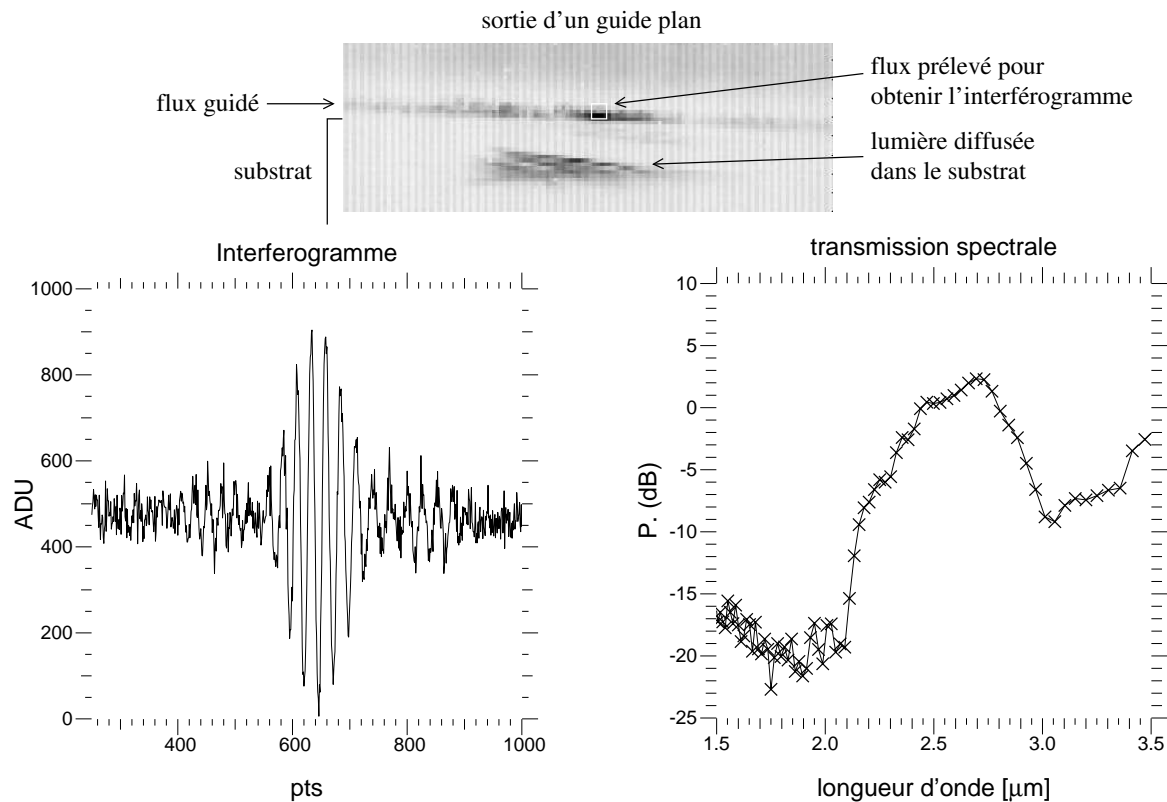


FIG. 4.30 – Mesure de la transmission spectrale d'un guide plan en silicium poreux (Chapitre 5). Le flux en sortie du guide plan est imagé sur la caméra (en haut, imagerie à $1,55 \mu\text{m}$). En sélectionnant du flux sur 3×3 pixels, on obtient un interférogramme dont un exemple est donné à gauche. En effectuant la transformée de Fourier de cet interférogramme et en normalisant ce spectre par le spectre dans les mêmes conditions sans composant, on obtient le spectre du guide plan sur la figure de droite. La décroissance de flux vers $3 \mu\text{m}$ de longueur d'onde correspond à une coupure modale du guide plan.

$100 \mu\text{m}$). Cet objectif peut être utilisé pour des mesures de transmission spectrale avec LYRIC, de pertes en infrarouge thermique ou pour faire des champs proches de guide. L'ouverture numérique nécessaire est difficile à estimer car dépendante des différentes technologies de guide d'onde. Cependant, j'ai montré dans le chapitre 3 que les contraintes technologiques vont imposer des guides avec des ouvertures numériques importantes mais qu'il faudra trouver un compromis avec les ouvertures numériques des optiques. Nous nous sommes fixé un rapport d'ouverture f/D entre 1 et 2.

Nous avons choisi une configuration à deux miroirs paraboliques ou sphériques travaillant hors-axe ce qui permet d'adapter le grandissement en changeant le rapport des focales (Figure 4.31). La parabole d'entrée a un rapport d'ouverture $f/D=2$ qui n'a pas pu être plus petit pour des raisons d'encombrement. Entre les deux miroirs, le faisceau, d'un diamètre de 25 mm , est collimaté ce qui permet de nombreuses configurations optiques comme :

- insertion de filtres optiques ou de densité ,
- insertion d'un réseau de diffraction,

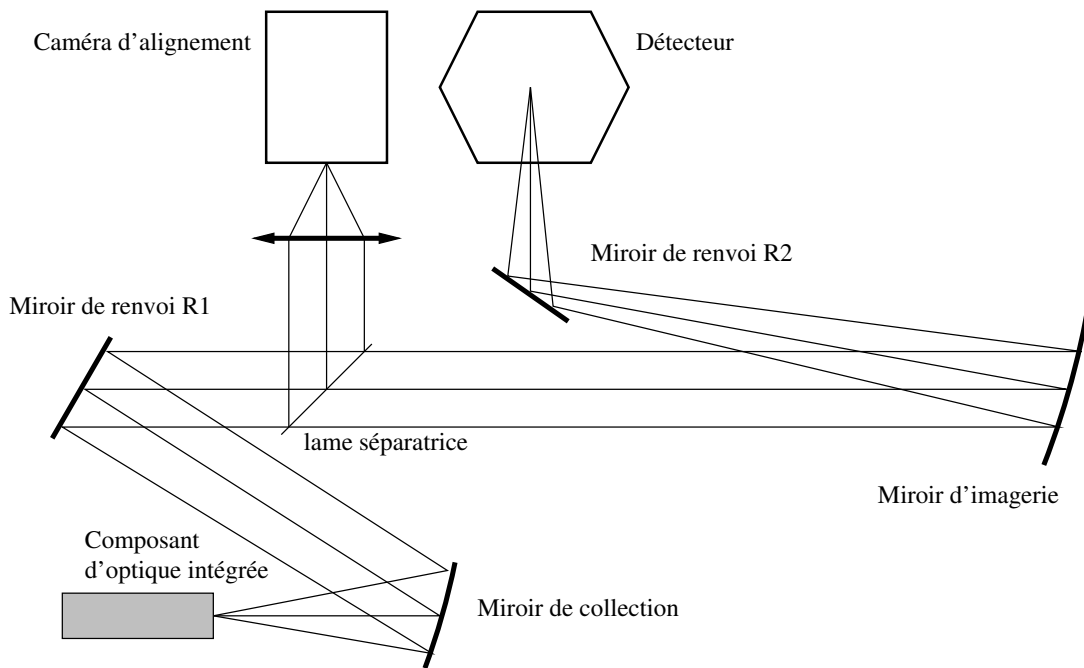


FIG. 4.31 – Schéma optique de l'objectif à miroir.

- utilisation d'une autocollimatrice pour faire des alignements,
- utilisation d'un monopixel pour faire des mesures en infrarouge thermique combiné avec une caméra d'alignement en infrarouge proche,
- focalisation simplifiée par déplacement du miroir de collection et du miroir de renvoi R_1 .

La configuration actuelle utilise LYRIC comme détecteur. Le miroir de sortie est sphérique avec une focale de 350 mm pour une focale du miroir d'entrée de 50 mm. Le grandissement est donc de 7, ce qui donne avec LYRIC (matrice de 128x128 pixels avec des pixels de $45 \mu\text{m}$ de côté soit une matrice de 6x6 mm), un champ de vue de $850 \times 850 \mu\text{m}$ et une résolution de $6,4 \mu\text{m}$.

4.6.4 Fond thermique et sensibilité

Travailler dans les longueurs d'onde de l'infrarouge thermique pose inévitablement des problèmes de détection de flux du fait du rayonnement du fond thermique. Cela est d'autant plus vrai lorsque l'on travaille en bande spectrale large avec des sources faibles. Je donne ici les éléments de base pour dimensionner un banc de mesure sur des guides d'onde comme le banc FT-IR précédemment décrit.

Le banc est modélisé de façon très schématique par :

- une source de type globalar,
- un système d'injection du flux dans un guide,
- un guide d'onde qui peut inclure un système optique plus complexe,

- un système d'imagerie pour coupler le flux en sortie de guide sur le détecteur,
- un détecteur (monopixel ou caméra).

Les sources de pertes majeures sont dues au couplage source/guide. On peut considérer que le guide d'onde et les optiques ont une transmission globale T que l'on ne détaille pas pour simplifier. La difficulté consiste à coupler le maximum de flux dans le guide et à extraire le signal en sortie de guide de l'émission thermique du fond ambiant. Je donne ici quelques ordres de grandeur en prenant LYRIC comme détecteur.

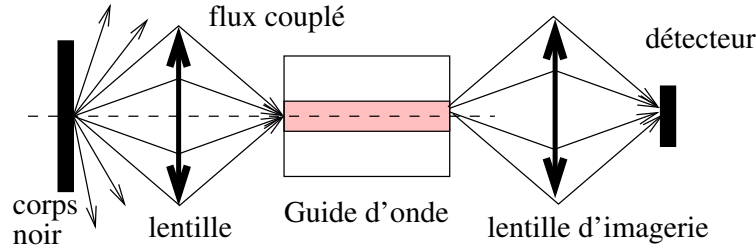


FIG. 4.32 – Représentation schématique du banc pour le calcul de flux.

Injection du flux. Comme on cherche à travailler en bande spectrale large (quelques centaines de nanomètres) on utilise comme source un global dont le flux est injecté dans le guide d'onde avec une optique (Figure 4.32). Un corps noir (global) est simplement caractérisé par une surface, avec une émissivité ϵ , portée à une température T_0 dont l'émission de flux suit la loi de Planck. En supposant que l'ouverture numérique de la lentille d'injection est égale à celle du guide d'onde, tout le flux capté par la lentille sera injecté dans le guide. Le flux F du corps noir qui sera injecté dans le guide dépendra de l'ouverture numérique ON et du diamètre du cœur d du guide d'onde circulaire et est donné par la relation (avec $\sigma = 5,67.10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$) :

$$F = \left(\frac{\pi d \cdot ON}{2} \right)^2 \cdot \sigma \cdot \epsilon \cdot T_0^4 \quad (4.1)$$

A titre d'exemple, pour un corps noir de température $T_0 = 700^\circ \text{K}$, d'émissivité $\epsilon = 1$, avec un diamètre de guide $d = 10 \mu\text{m}$ et une ouverture numérique ON de 0,6, le flux couplé est de l'ordre de $1 \mu\text{W}$.

Couplage du flux sur le détecteur. On suppose que l'optique de couplage du flux sur la caméra est bien adaptée, c'est-à-dire que tout le flux en sortie du guide est capté par l'optique puis couplé sur la caméra. Ce qui va nous intéresser est le flux que chaque pixel de la caméra va détecter. En supposant arbitrairement que ce flux est réparti homogènement sur les différents pixels de l'image, il suffit de diviser le flux $F.T$ (relation 4.1) en sortie de guide par ce nombre de pixels. En fonction de la température du corps noir, ce flux par pixel est donné sur le graphique (4.33) avec les valeurs ci-dessus.

Le **fond thermique vu par la caméra** est assimilé au rayonnement d'un corps noir à une température de $T_0 = 300^\circ \text{K}$ pris sur le domaine de longueurs d'onde où le détecteur est sensible. Ce flux est donné par la relation (4.1) en prenant une ouverture numérique $ON = 0,3$

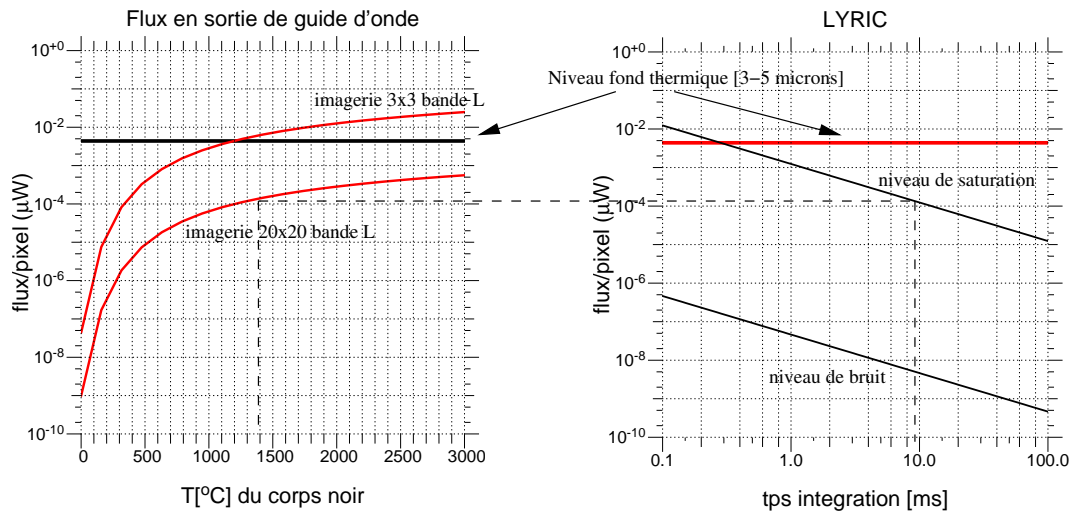


FIG. 4.33 – Gauche : Flux par pixel pour des mesures en bande L. Les deux courbes correspondent au flux $F.T$ transmis par le guide d'onde et qui se retrouve sur la caméra. Ce flux, pris uniquement sur la bande L, est réparti sur $n \times n$ pixels de la caméra. (ici, j'ai pris une répartition sur 3×3 et sur 20×20 pixels). **Droite :** Flux détectable et flux de saturation de LYRIC en fonction du temps d'intégration. Le flux minimum détectable par LYRIC en fonction du temps d'intégration est déduit du bruit de lecture de la cible. Le flux de saturation est déduit de la dynamique du détecteur. Ainsi pour une source à $T_0 = 1400^\circ \text{K}$, le flux par pixel pour une image de 20×20 est de $10^{-4} \mu\text{W}/\text{pixel}$ et ce flux sera détectable par Lyric si le temps d'intégration est inférieur à 10 ms. La transmission T de l'ensemble du banc est prise égale à 10%. La droite en gras sur les deux graphiques représente le flux émis par le fond thermique à température ambiante (300°K). En l'absence de filtre froid devant le détecteur, c'est le flux qui serait vu par la matrice. Avec un filtre refroidi à la température du détecteur, ce flux devient insignifiant.

(le détecteur étant bafflé). Entre 3 et $5 \mu\text{m}$ de longueur d'onde, domaine de sensibilité de LYRIC, le flux rayonné par l'environnement et détecté vaut $4.10^{-3} \mu\text{W}/\text{pixel}$ (Figure 4.33).

Détection de flux. Pour les mesures de transmission spectrale de guide, il n'y a pas de filtre froid devant le détecteur afin d'utiliser tout le domaine spectral de sensibilité de Lyric. La difficulté est que le flux émis par le fond ambiant va saturer le détecteur lorsque le temps d'intégration sera supérieur à 0,2 ms (Figure 4.33 - droite). Cela signifie que pour le montage précédent, la température de la source doit être comprise entre 600 et 2000°K pour que le flux par pixel (image sur 3×3 pixels) soit supérieur à celui émis par le fond ambiant mais sans saturer le détecteur.

4.6.5 Utilisation d'un FTS : concept d'un banc

Le banc décrit précédemment permet des mesures jusqu'à $5 \mu\text{m}$, cette limite étant donnée par LYRIC. Pour augmenter le domaine de longueur d'onde accessible, il faut soit changer de détecteur, soit utiliser un autre montage. Je propose ici un montage utilisant un autre spectromètre à transformée de Fourier (FT-IR).

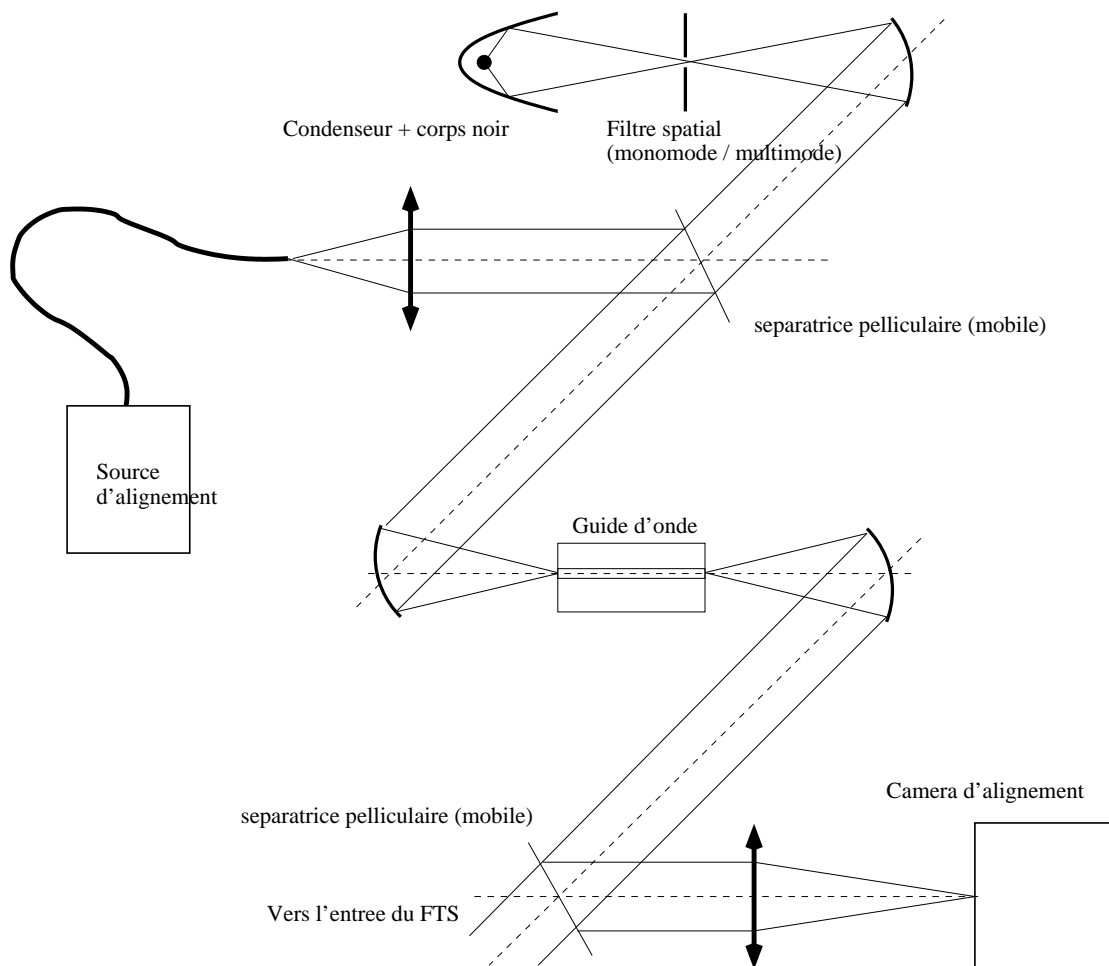


FIG. 4.34 – Schéma de principe du banc pour la mesure de transmission spectrale de guide pour les grandes longueurs d'onde.

Ce spectromètre (modèle Nicolet 800), installé au LAOG, couvre de l'UV à l'infrarouge lointain avec différentes combinaisons de détecteurs et de sources. Ce spectromètre disponible en deux exemplaires, l'un au LPG ⁴ et l'un au LAOG a subi de nombreuses améliorations tant au niveau des réglages optiques que du pilotage des acquisitions. Malheureusement, suite à des problèmes matériels et à une documentation insuffisante pour l'écriture du logiciel de pilotage, ce spectromètre n'a pu être que peu utilisé.

Le montage proposé utilise les principes décrits plus haut (Figure 4.34). Une paire de parabole hors-axe permet d'injecter et de collecter le flux au niveau du guide d'onde. On retrouve un système d'alignement avec des sources visible / proche infrarouge et une caméra. Le flux en sortie du guide est injecté dans l'entrée externe du FT-IR, que l'on utilise ici comme un spectromètre.

⁴Laboratoire de Planétologie de Grenoble

4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai détaillé une méthode pour déterminer la position des coupures modales du guide et pour mesurer le domaine de longueurs d'onde sur lequel il y a guidage du mode fondamental. Pour cela, j'ai mis au point deux bancs de mesure en infrarouge proche jusqu'à $3,2\ \mu\text{m}$. Je les ai utilisés pour faire des mesures sur des guides et illustrer différents comportements modaux. J'ai également proposé un troisième banc de mesure pour étendre le domaine de longueurs d'onde accessibles.

La méthode de mesure est basée sur une transmission spectrale des guides. Pour une interprétation correcte des spectres, cette méthode nécessite :

- de connaître, au moins partiellement, la structure des guides en ayant des informations sur le profil d'indice et/ou sur les dimensions,
- d'utiliser des outils analytiques ou de simulations numériques pour déterminer un ordre de grandeur de la position des coupures modales d'après les paramètres des guides,
- un banc de mesure adaptés au domaine de longueurs d'onde.

Ainsi, j'ai pu montrer que des guides réalisés par échange d'ions ou par gravure de couches minces de silice pouvaient être monomodes sur des plages de l'ordre de 1000 nm en infrarouge proche. Cette valeur de largeur spectrale n'est cependant pas directement extrapolable pour d'autres domaines de longueurs d'onde ou d'autres technologies car dépendantes de la structure du guide.

Chapitre 5

Les solutions explorées pour l'infrarouge thermique.

Sommaire

5.1	Introduction	150
5.2	Solutions à base de verres de chalcogénure	150
5.2.1	Le matériau	150
5.2.2	Réalisation de guides d'onde : solutions possibles	153
5.2.3	Réalisation de guides en couches minces	156
5.2.4	Guides par photo-inscription	164
5.2.5	Conclusion sur les technologies à base de chalcogénure	170
5.3	Solution à base de SiGe	170
5.3.1	Structure guide plan	171
5.3.2	Champs proches	171
5.3.3	Mesure des pertes de propagation	171
5.3.4	Bilan	173
5.4	La solution silicium poreux	175
5.4.1	Etat de l'art	175
5.4.2	Structure du matériau	176
5.4.3	Le silicium poreux comme matériau optique	179
5.4.4	Structure de guides canaux	181
5.4.5	Réalisation de guides	185
5.4.6	Conclusion sur la technologie silicium poreux	186
5.5	Conclusion	188

5.1 Introduction

Développer une technologie ou l'adapter à un domaine d'application donné va nécessiter des efforts techniques. Dans le cadre de notre application astrophysique et du fait qu'il s'agit d'une étude préliminaire, je me suis orienté vers des technologies maîtrisées au moins partiellement par d'autres laboratoires ou groupes de recherche. Le travail a alors consisté à :

- Comprendre les caractéristiques des technologies retenues pour déterminer leurs avantages / inconvénients et vérifier leur adéquation à notre problématique,
- Déterminer les paramètres technologiques pour la réalisation de guides monomodes,
- Réaliser de premiers échantillons et des caractérisations pour mettre en place ces technologies.

Pour chacune des technologies identifiées dans le chapitre 3, j'ai réalisé des échantillons et des mesures en collaboration avec les laboratoires maîtrisant les technologies correspondantes. Dans les matériaux amorphes (verres), c'est la famille des verres de chalcogénure et de chalco-halogénure qui permet de réaliser des guides sur toute la gamme de longueurs d'onde de l'infrarouge thermique. Je présente ici deux technologies permettant de réaliser des guides (partie 5.2). La première, menée en collaboration avec le LPMC, Laboratoire de Physicochimie de la Matière Condensée, Montpellier - France, est basée sur le dépôt et la gravure de couches minces. La deuxième méthode utilise les propriétés de photo-exposition des verres de chalcogénure et a été menée à l'IMEP, Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique, Grenoble - France. Dans la partie (5.3), je présente ici une première réalisation de guide plan à base d'un composé de SiGe réalisé par le LETI, Laboratoire d'Electronique, de Technologie et de l'Information, Grenoble - France. La dernière solution étudiée est le silicium poreux basée sur une nanostructuration d'un substrat de silicium (partie 5.4). L'étude a été menée en collaboration avec le LSP, Laboratoire de Spectrométrie Physique, Grenoble - France.

5.2 Solutions à base de verres de chalcogénure

Après avoir donné les propriétés des verres de chalcogénure et choisi ceux que je vais utiliser dans ce cadre de travail (partie 5.2.1), je donnerais les différentes méthodes de réalisation de guides d'onde avec ces matériaux (partie 5.2.2). Puis, je décrirais les premières réalisations utilisant deux méthodes différentes (partie 5.2.3, 5.2.4), en concluant avec un bilan des étapes du développement.

5.2.1 Le matériau

Dans le chapitre 3, nous avons vu que pour avoir des matériaux sous forme amorphe qui transmettent dans les longueurs d'onde de l'infrarouge thermique, il ne faut pas utiliser l'oxygène dans les formateurs de réseau ce qui conduit à utiliser des **verres de type non-oxides**. On trouve alors les verres d'halogénure, les verres de chalcogénure et les verres de

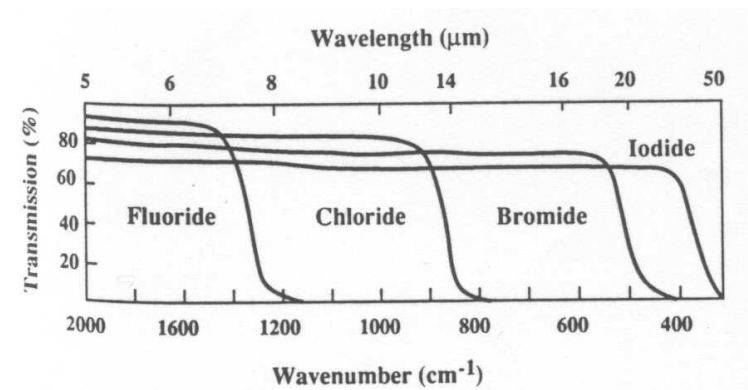


FIG. 5.1 – Fenêtre de transmission des verres d'halogénure basé sur le fluor, le chlore, le brome et l'iode. Ces courbes donnent la position de la coupure en infrarouge. Les pertes de transmission dans la fenêtre de transparence sont essentiellement dues aux pertes de Fresnel aux interfaces et non aux pertes par absorption du verre. *Extrait de LUCAS & ZHANG (1990).*

chalco-halogénure.

Les **verres d'halogénure** contiennent des halogènes comme anions à la place de l'oxygène. Ces halogènes sont des éléments du groupe VII de la table des éléments périodiques, soit F (fluor), Cl (chlore), Br (brome) ou I (iode). La fenêtre de transparence va s'étendre de 7 à 30 μm suivant les halogènes utilisés (Figure 5.1). Le problème des verres fluorés est leur caractère hygroscopique et leurs pertes par absorption importantes. Certains de ces verres sont néanmoins étudiés pour des applications d'optique intégrée (amplificateur optique par exemple) avec des pertes de propagation de l'ordre de 3 dB/cm en infrarouge proche (BROQUIN *et al.*, 1997).

Pour les **verres de chalcogénure** les atomes d'oxygène sont remplacés par des éléments du groupe VI du type soufre (S), sélénium (Se) et tellure (Te). Le soufre permet d'augmenter la fenêtre de transparence jusqu'à 12 μm , le sélénium jusqu'à 15 μm et le tellure jusqu'à 20 μm (KOKORINA, 1996). La figure 5.2 donne la fenêtre de transmission de différents verres de chalcogénure suivant leurs compositions chimiques. Les impuretés d'oxygène sous forme de traces sont au détriment de la transmission des verres de chalcogénure en donnant des bandes d'absorption. L'oxydation des éléments Ge, As, Se et les liaisons O-H, H-S et H-Se donnent des bandes d'absorption dans l'infrarouge. En particulier, les liaisons OH produisent des bandes d'absorption autour de 2,7-2,9 μm et de 6,3 μm et les liaisons H-Se donnent une bande d'absorption vers 4,5-4,9 μm (KOKORINA, 1996).

Différentes sociétés commercialisent des verres de chalcogénure essentiellement pour la réalisation de lentilles pour l'imagerie infrarouge. Vitron¹ produit plusieurs verres à base de sélénium comme l'As₂Se₃ (dénomination commerciale : IG6). Amorphous materials² produit le

¹Vitron : <http://www.vitron.de/>

²Amorphous materials : <http://www.amorphousmaterials.com/>

³Umicore IR <http://www.optics.umicore.com/> - la société s'appelait anciennement Vertex

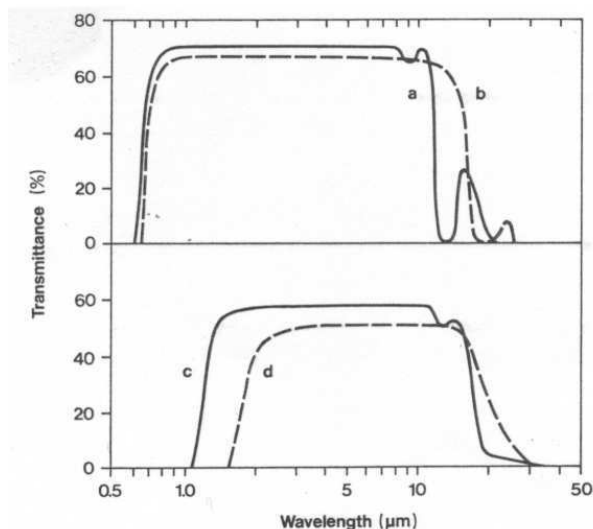


FIG. 5.2 – Fenêtre de transmission de différents verres de chalcogénure. a/ Verre de soufre ($\text{Ge}_{30}\text{As}_{20}\text{S}_{50}$ épaisseur de 1,9mm), b/ Verre de sélénure ($\text{Ge}_{34}\text{As}_8\text{Se}_{58}$ épaisseur de 1,8mm), c/ Verre de sélénure-tellure ($\text{Ge}_{34}\text{As}_{13}\text{Se}_{27}\text{Te}_{30}$ épaisseur de 2,3mm), d/ Verre de tellure ($\text{Ge}_{10}\text{As}_{50}\text{Te}_{40}$ épaisseur de 1,6mm). *Extrait de HANS & NEUROTH (1995).*

verre As_2S_3 ainsi que des verres de sélénium comme l'AMTIR-1 de composition $\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$ et l'AMTIR-3 de composition $\text{Ge}_{28}\text{Sb}_{12}\text{Se}_{60}$ (AMTIR signifiant *Amorphous materials Transmitting Infrared Radiation*). La société Umicore IR³ produit des verres à base de sélénium dont le $\text{Ge}_{22}\text{As}_{20}\text{Se}_{58}$ et le $\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{15}\text{Se}_{65}$.

Parmi les verres de type **chalco-halogénure**, on trouve les verres basés sur le tellure (LUCAS & ZHANG, 1990). Ces verres sont en cours d'étude par l'Université de Rennes et en cours de commercialisation par la société Umicore IR. Les verres basés uniquement sur le tellure et un halogène ne sont pas stables chimiquement, et présentent en particulier une corrosion à l'eau. L'ajout de soufre ou de sélénium permet d'augmenter nettement leur stabilité.

Ce tour d'horizon des verres de la famille des halogénures et des chalcogénures permet de montrer que si l'on veut couvrir toute la gamme de longueur d'onde de l'infrarouge thermique jusqu'à 20 μm , en particulier pour des instruments comme DARWIN / TPF, il sera nécessaire d'utiliser des verres à base de tellure, comme les verres TeX (le X représente l'halogène associé). Ce type de verre est plus difficile à manipuler et moins connu que les chalcogénures à base d'arsenic. Pour les premiers essais de guide d'onde, j'ai donc choisi de me concentrer sur les verres d' As_2S_3 et d' As_2Se_3 , dont on connaît bien les propriétés chimiques, mécaniques et optiques et qui sont disponibles commercialement. La figure 5.3 donne la transmission spectrale mesurée pour les verres qui ont été utilisés dans les réalisations suivantes. La figure 5.4 donne les pertes par absorption de l' As_2S_3 et le tableau 5.1 donne les indices optiques de l' As_2S_3 et de l' As_2Se_3 . Les données pour l' As_2S_3 ne correspondent pas à celle du verre utilisé car le constructeur n'a pas fourni de telles données.

⁴OPA Opticad, 9, rue Léon Foucault, 77290 MITRY MORY

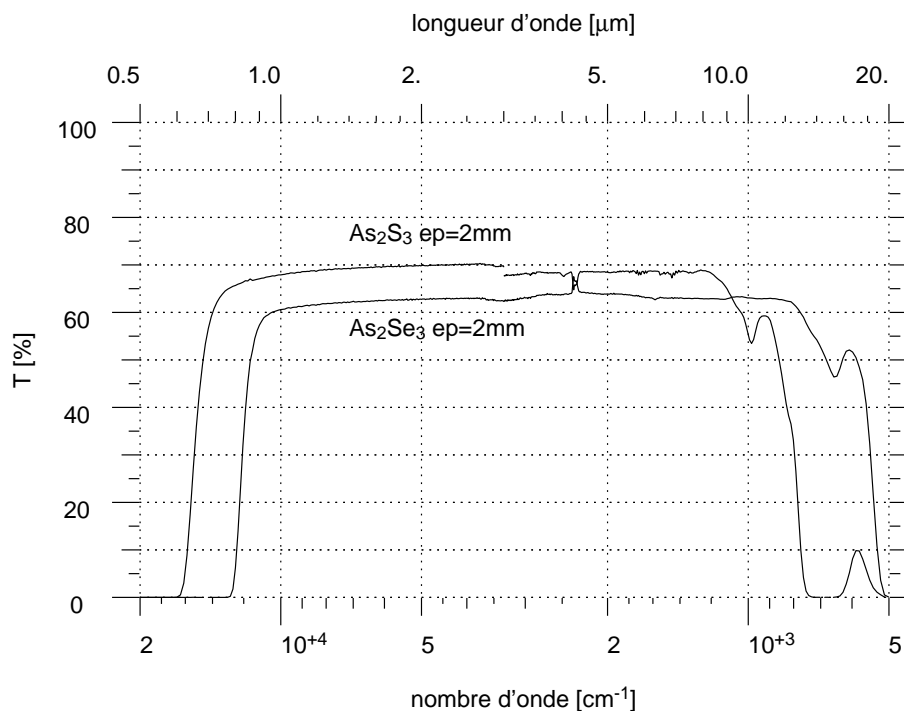


FIG. 5.3 – Transmission de deux verres massifs de chalcogénure As_2S_3 (OPA Opticad⁴) et As_2Se_3 (Vitron¹). Cette transmission est non corrigée des pertes de Fresnel aux deux interfaces. Dans la fenêtre de transparence, les pertes sont pour l'essentiel dues aux pertes de Fresnel. L'indice de réfraction est d'environ 2,4 pour l' As_2S_3 et d'environ 2,8 pour l' As_2Se_3 , ce qui donne des pertes de Fresnel d'environ 30% pour l' As_2S_3 et de 40% pour l' As_2Se_3 . Le décalage dans les spectres à $3\ \mu\text{m}$ est dû à l'utilisation de deux spectromètres différents avec des variations dans la calibration (un spectromètre est basé au LSP et l'autre au LMGP).

5.2.2 Réalisation de guides d'onde : solutions possibles

Une étude bibliographique donne plusieurs possibilités pour la réalisation de structures guidantes à partir de verres de chalcogénure.

Effets photo-induits Les verres de chalcogénure ont des propriétés photo-induites. Les propriétés structurales et donc optiques du verre changent sous un apport d'énergie lumineuse. Le cas qui nous intéresse ici est celui de la photo-réfractivité qui permet de changer l'indice de réfraction de façon temporaire ou permanente. Ces effets photo-induits font partis des nombreuses propriétés des matériaux optiques de changer leurs caractéristiques optiques sous l'action d'un champ électrique, magnétique, d'énergie lumineuse,... Parmi les applications les plus connues, on trouve les modulateurs acousto-optiques (modulation de l'indice optique sous l'action d'une onde ultrasonore) et les verres photo-chromiques (changement de l'absorption sous l'action de la lumière). La photo-réfractivité des verres de chalcogénure a permis de réaliser des structures optiques comme des réseaux de diffraction (MENEHINI & VILLENEUVE, 1998, par exemple) et des guides d'onde (VIENS *et al.*, 1998, 1999). Un intérêt

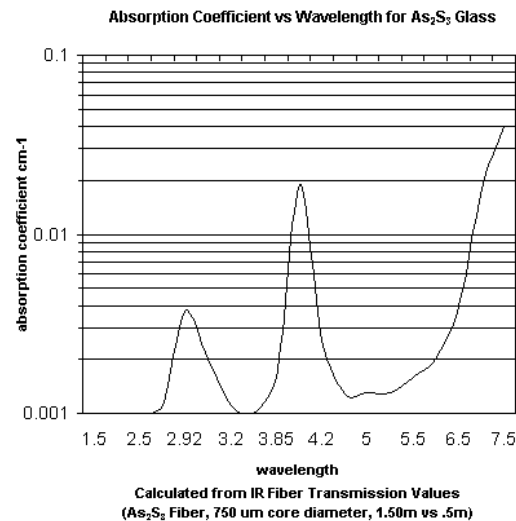


FIG. 5.4 – Pertes par absorption du verre d'As₂S₃ en fonction de la longueur d'onde (pour avoir la correspondance entre le coefficient d'absorption et les pertes en dB, voir l'annexe 5.5). Le pic vers 3 μm est due à la présence de H₂O et celui vers 4 μm à la présence de H₂S. *Données issues d'Amorphous Materials*².

de ces effets est de pouvoir réaliser des guides dans le volume du verre (guides enterrés) et d'avoir un profil à gradient d'indice (pertes de propagation faible). De plus, on peut utiliser des verres massifs commerciaux avec un faible taux d'impureté en évitant les problèmes liés à la réalisation de couches minces. Cette méthode a donc été retenue pour la réalisation de guide d'onde.

Dopage à l'argent Les verres de chalcogénure peuvent être dopés avec des métaux et en particulier avec de l'argent (KOLOBOV & ELLIOTT, 1991). La diffusion de l'argent peut être faite thermiquement ou par éclairage (WAGNER *et al.*, 2000). La diffusion par éclairage fait partie des propriétés photo-induites des verres de chalcogénure. Il a aussi été proposé une combinaison de ces deux méthodes (ZEKAK *et al.*, 2002). Un tel dopage augmente l'indice du verre et a permis de fabriquer des réseaux de diffraction (VLCEK *et al.*, 1998). Des études sont en cours à l'IMEP par A. Fuchs et J. Fick pour fabriquer des guides d'onde à partir de ces méthodes (FICK *et al.*, 2002; FUCHS & FICK, 2002). Suivant la proportion d'argent, on peut obtenir une différence d'indice de réfraction arbitraire, jusqu'à 0,4. La méthode consiste à graver une couche d'argent déposée sur un substrat que l'on recouvre avec une couche de chalcogénure. Puis, on procède au photo-dopage de l'empilement. Cette méthode élimine les étapes de gravure des films de chalcogénure en gravant seulement la couche d'argent par des méthodes classiques. De plus, un tel dopage permet d'obtenir des profils d'indice diffusé avec des pertes faibles. Lors du photo-dopage, l'argent n'est plus sous forme métallique et se recombine avec le chalcogénure pour former un composé du type AgAsS. Selon ZEKAK *et al.* (2002), la fenêtre de transparence du composé reste similaire à celle du chalcogénure non-dopé.

TAB. 5.1 – Indice de réfraction et coefficient d'absorption de l'As₂S₃ et de l'As₂Se₃. Ces données sont des données constructeurs issues d'Amorphous Materials² pour l'As₂S₃ et de Vitron¹ pour l'As₂Se₃. Les données du coefficient d'absorption ne sont pas disponibles auprès de Vitron.

longueur d'onde (μm)	As ₂ S ₃ <i>données d'après Amorphous Materials²</i>		As ₂ Se ₃ <i>données d'après Vitron¹</i>
	indice de réfraction	coefficient absorption (cm^{-1})	indice de réfraction
0,6439	2,5976	0,42	
0,7065	2,5586	0,13	
1,014	2,4757	0,01	
1,530	2,4380	0,01	
1,970	2,4268	0,01	
3,0	2,4152	0,03	2,8014
4,0	2,4116	0,03	2,7945
5,0	2,4074	0,006	2,7907
6,0	2,4034	0,005	2,7880
7,0	2,3989	0,020	2,7854
8,0	2,3937	0,036	2,7831
9,0			2,7803
10,0			2,7775
11,0			2,7747
12,0			2,7721

Les pertes du matériau ne sont pas connues car difficiles à quantifier sur des échantillons de faible épaisseur. Cette méthode est potentiellement intéressante mais il faut connaître les pertes de propagation en infrarouge thermique pour pouvoir confirmer son intérêt.

Gravure de couches minces Comme de nombreux matériaux amorphes, les verres de chalcogénure se déposent en couches minces et se gravent pour obtenir des structures guidantes de largeur limitée (NIKONOROV *et al.*, 1994). L'intérêt majeur de cette méthode est de pouvoir obtenir une variété de différence d'indice de réfraction cœur/gaine compte tenu du grand nombre de verre de chalcogénure existant. Les inconvénients sont liés à la difficulté d'obtenir des films d'épaisseurs importantes ce qui va donner des guides avec des ouvertures numériques élevées et des pertes de couplage importantes. De plus, comme toutes les technologies basées sur les couches minces, on risque d'être confrontés aux problèmes de polarisation et de pertes par rugosité. Même si on utilise des méthodes classiques de dépôt et de gravure, il y a nécessairement un travail important pour obtenir les processus technologiques adéquats et fiables.

Echange d'ions De la même manière que dans les verres de silice, on peut procéder à un échange d'ion pour augmenter localement l'indice du verre. Aucune étude n'a été menée sur le type d'ion à échanger ni sur les conditions de l'échange. Mettre au point une telle méthode représente un travail conséquent car nécessitant une connaissance fine du verre.

Implantation ionique Une couche mince ou un verre massif peuvent subir une implantation avec des ions à travers un masque. En choisissant le type d'ion, l'énergie d'implantation et la dimension de la fenêtre du masque, on peut contrôler la géométrie du guide. Des guides multimodes ont été réalisés en implantant des ions hélium (VIENS *et al.*, 1999). L'inconvénient est la nécessité de disposer d'un accélérateur Van de Graaff, ce qui représente des moyens lourds à mettre en œuvre et difficile d'accès.

Bilan Ce tour d'horizon des méthodes pour réaliser des guides d'onde nous permet de retenir les méthodes basés sur la photo-réfractivité, la gravure de couches minces et le dopage à l'argent. Ces techniques ont l'avantage de présenter des caractéristiques très variées quant au profil d'indice (à gradient ou à saut d'indice), à la dimension des guides et aux sources de pertes de propagation. De plus, on peut les combiner entre elles, en utilisant des couches minces et des propriétés photo-induites par exemple, pour en tirer le meilleur parti.

Dans les deux parties suivantes, je vais détailler les solutions basées sur la photo-réfractivité et sur la gravure de couches minces en considérant les phénomènes physiques mis en jeu, les moyens technologiques nécessaires et les premières réalisations. La solution dopage à l'argent est déjà étudiée à l'IMEP par un autre groupe de recherche et ne sera pas détaillée dans le cadre de ce travail de thèse.

5.2.3 Réalisation de guides en couches minces

La réalisation de guides d'onde par gravure de couches minces se fait en deux étapes principales :

- Le dépôt de couches minces optiques,
- La gravure de ces couches minces pour réaliser des guides de largeurs limitées.

Contexte

Le LPMC, Laboratoire de Physicochimie de la Matière Condensée, Montpellier - France, fait parti du petit nombre de laboratoires manipulant les verres de chalcogénure en couches minces. Le développement de couches minces pour des applications d'optique intégrée a débuté au LPMC dans le cadre d'une collaboration avec l'IMEP. Le LPMC apportait sa connaissance des verres de chalcogénure et son équipement de synthèse et de dépôt des verres tandis que l'IMEP apportait sa connaissance des couches minces pour l'optique intégrée.

L'évaporation thermique de verres de chalcogénure est depuis longtemps pratiquée au LPMC pour des applications de capteurs d'ions (GUESSOUS *et al.*, 1995). L'objectif est d'adapter les conditions de dépôt de ces couches minces aux contraintes de l'optique. En optique intégrée, les couches minces doivent être homogène en épaisseur et sur leurs paramètres optiques (indice de réfraction et absorption). On peut quantifier cette homogénéité en fixant que l'épaisseur ne doit pas varier de plus d'1% sur 1 cm de distance. L'indice de réfraction doit être constant avec une précision de 10^{-3} (c'est la différence d'indice cœur/gaine minimum que l'on peut chercher à réaliser). L'absorption doit être inférieure à 10^{-1} cm^{-1} dans

la zone de transparence. Ces valeurs sont des ordres de grandeur afin de fixer les idées. Des premiers essais ont été menés par Assia Aggad en stage de DEA (AGGAD, 2000). Ce travail a été poursuivi par Viorel Balan actuellement en thèse au LPMC dans le but de développer des capteurs chimiques à base d'optique intégrée.

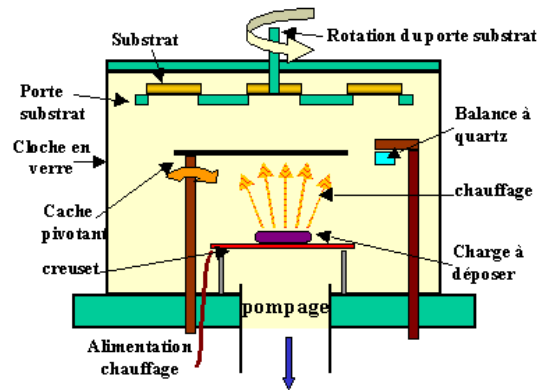


FIG. 5.5 – Principe du dépôt de couches minces par évaporation thermique. Le matériau à évaporer est déposé, sous forme solide ou en poudre, dans un creuset et chauffé par effet joule. Le substrat sur lequel le matériau doit être déposé est placé au-dessus du creuset. L'ensemble étant mis dans une chambre sous un vide poussé (10^{-6} mbar), le matériau s'évapore et vient se condenser sur le substrat. Un système à base d'un quartz vibrant permet de suivre l'épaisseur déposée.

dépôt de couches minces

Le dépôt de couches minces peut se faire par de nombreuses méthodes. L'évaporation thermique est la méthode la plus couramment employée et la plus simple à mettre en œuvre (Figure 5.5). Pour les premiers tests, des verres de chalcogénure de type Ge_2S_x et Ge_2Se_x ont été déposés sur des substrats de verre de silice selon les méthodes maîtrisées au LPMC. Les évaporations étaient de type "flash", c'est-à-dire que le mélange des poudres était chauffé très rapidement et l'évaporation quasi-instantanée (de l'ordre de la minute pour des couches de quelques micromètres d'épaisseur). Ceci a rapidement montré plusieurs défauts :

- mauvaise adhérence des couches due à un nettoyage du substrat insuffisant et à une vitesse de dépôt trop élevée,
- inhomogénéité des films avec présence de débris. L'évaporation "flash" donne des résidus projetés sur le substrat,
- variation de l'épaisseur des dépôts sur la surface d'un même substrat,
- non-conservation de la composition chimique des verres (analyse par Diffusion Secondaire d'Electron ou EDS).

La mauvaise adhérence et l'inhomogénéité des films ont pu être améliorées en nettoyant soigneusement les substrats selon une procédure développée à l'IMEP pour le dépôt d'argent par évaporation thermique (mélange à base d'alcool) et en évaporant plus lentement la poudre, à plus faible température, pour éviter la projection de résidus. La source de matériaux étant de

petite dimension et proche du substrat, l'évaporation provoque un gradient d'épaisseur sur le substrat. La non-conservation de la stœchiométrie est due à ce que le matériau source n'est pas un composé à fusion congruente (composé qui fond sans se décomposer au préalable en deux ou plusieurs autres phases). Les températures de vaporisation des composés, produits de la décomposition, sont différentes et ceux-ci ne s'évaporent pas en même temps au cours du chauffage. Aucune solution ne peut être envisagée sinon de changer de méthode de dépôt.

Mesure de l'indice optique

Afin de dimensionner les guides d'onde, il est nécessaire de connaître l'indice optique des couches minces de chalcogénure (c'est la partie réelle de l'indice qui nous intéresse ici, la partie imaginaire étant le coefficient d'absorption). On ne peut pas se baser uniquement sur des valeurs issues de la bibliographie car lors du dépôt en couches minces la composition du matériau déposée peut varier comme on l'a vu précédemment. Bien sûr, les données bibliographiques donnent un bon ordre de grandeur et permettent d'orienter le choix vers tel ou tel matériau. De nombreuses méthodes permettent de mesurer l'indice optique d'un matériau en couches minces. Les méthodes les plus couramment employées sont :

- Ellipsométrie,
- Méthode des lignes noires (ou "M-lines"),
- Méthode spectrophotométrique.

Toutes ces méthodes utilisent les propriétés d'interférence dans les couches minces et la principale difficulté est la nécessité d'avoir une bonne idée de la structure de la couche mince (épaisseur et indice optique complexe des différentes couches) afin de permettre une bonne exploitation des mesures.

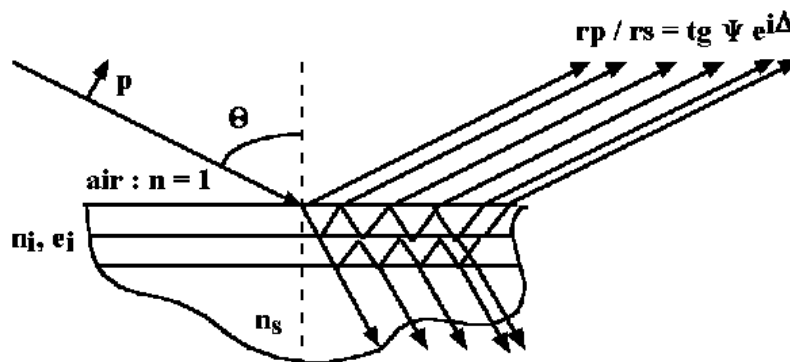


FIG. 5.6 – Principe de l'ellipsométrie pour la mesure des paramètres optiques d'une couche mince.

Ellipsométrie Le principe de l'ellipsométrie est d'utiliser les propriétés optiques d'une couche mince en réflexion avec une lumière polarisée (Figure 5.6). En faisant varier l'angle d'incidence Θ ou l'état de polarisation de l'onde incidente et en analysant l'état de polarisation de l'onde réfléchie, on en déduit les paramètres Ψ et Δ . La tangente de l'angle Ψ est le

rapport des atténuations r_p et r_s , après réflexions pour une onde incidente polarisée en p et en s . L'angle Δ est l'écart de déphasage entre la composante de polarisation p et la composante de polarisation s . On trouve différents types de polariseur ; à polariseur tournant, à méthode de zéro, ... Les phénomènes en jeu étant chromatiques, il faut travailler avec des sources ayant une faible largeur spectrale comme des sources laser. On trouve également des spectro-ellipsomètres qui utilisent un monochromateur pour avoir une information en fonction de la longueur d'onde. La plupart des systèmes commerciaux ou disponibles dans des laboratoires de recherche fonctionnent à des longueurs d'onde visibles ou proche infrarouges.

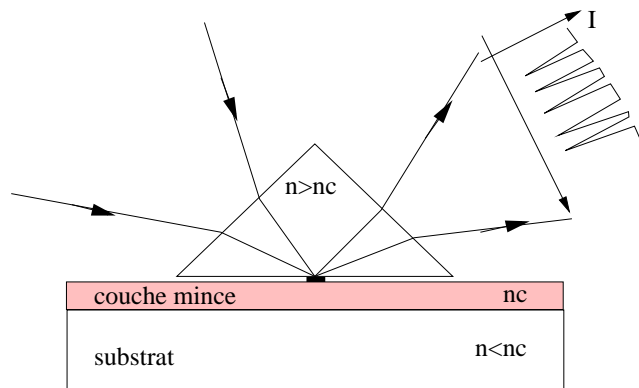


FIG. 5.7 – Mesure de l'indice optique d'une couche mince par la méthode des lignes noires ("M-lines"). Le guide planaire est dans un plan perpendiculaire à celui de la figure.

Méthode des lignes noires L'idée est de coupler la lumière dans un guide plan (une couche mince) selon toute une variété d'angle. Comme on l'a vu dans le chapitre 1, certains de ces angles vont correspondre à l'excitation résonnante d'un mode du guide et on aura propagation de la lumière. Pratiquement, on met en contact optique un prisme et le guide plan et si l'indice du prisme est supérieur à celui du guide, on permet un couplage par ondes évanescentes entre la lumière réfléchi par la base du prisme et les modes du guide (Figure 5.7). Comme les modes du guide correspondent à des angles d'incidence bien déterminés, si on éclaire la base du prisme avec un faisceau convergent, seuls certains rayons seront couplés dans le guide. Ces rayons manqueront dans le "spectre" angulaire du faisceau réfléchi où apparaitront des lignes noires (ces lignes sont aussi appelées de leur nom anglais "M-lines"). En mesurant l'angle d'émergence d'une ligne noire par rapport à la face de sortie du prisme, on obtient l'indice effectif du mode guidé. Dans le cas de couches optiques déposées sur un substrat, la mesure de ces indices effectifs permet de remonter de manière très précise à l'indice de réfraction de la couche. Dans le cas de guide à gradient d'indice, l'indice effectif est un paramètre important qui permet de bien évaluer les guides réalisés. Pratiquement, la mesure doit se faire en lumière monochromatique ou en faible largeur spectrale puisque la géométrie des angles dépend de la longueur d'onde. Il est donc nécessaire d'utiliser une source avec un monochromateur ou mieux une source laser pour être suffisamment sensible. Il existe un tel banc à l'IMEP fonctionnant

à $0,6 \mu\text{m}$ de longueur d'onde qui n'a pas été utilisé dans le cadre de ce travail puisque l'on cherche à connaître l'indice pour des longueurs d'onde supérieures.

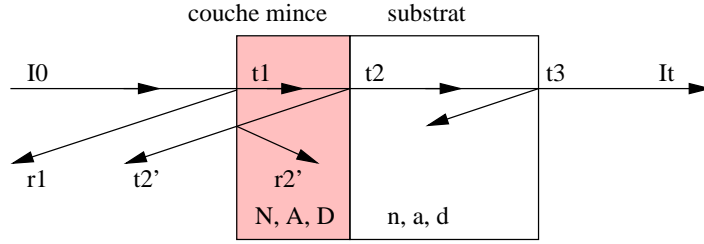


FIG. 5.8 – Interférences dans une couche mince. Le faisceau incident d'intensité I_0 est transmis à travers la couche mince et le substrat avec des réflexions aux diverses interfaces. t_i et r_i sont les facteurs de transmission et de réflexion en amplitude. A et a sont les facteurs d'absorption respectivement de la couche mince et du substrat. N et n sont les indices de réfraction respectivement de la couche mince et du substrat.

Spectrophotométrie Les figures d'interférence obtenues en transmission (ou en réflexion) à travers une couche mince avec un spectromètre dépendent de l'indice optique complexe du matériau et de son épaisseur. Les relations suivantes donnent la transmission d'un film mince en fonction de la longueur d'onde et des caractéristiques du film et du substrat (Figure 5.8). En considérant qu'il n'y a pas de réflexions multiples dues à la face arrière du substrat parce que celui-ci est soit suffisamment diffusant, soit ses faces sont non parallèles, la transmission s'écrit en incidence normale (CHARTIER, 1997) :

$$\frac{I_t}{I_o} = \frac{T^2}{(1-R)^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \cdot \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad (5.1)$$

avec :

$$T = t_1 \cdot t_2 \cdot t_3 \cdot e^{2\pi AD\nu} e^{2\pi ad\nu} \quad R = r_1 \cdot r_2' e^{2\pi 2AD\nu} \quad \phi = 2\pi\nu ND2e \quad (5.2)$$

avec t_i et r_i les facteurs de transmission et de réflexion en amplitude aux différentes interfaces, A et a , les facteurs d'absorption respectivement de la couche mince et du substrat et N et n les indices de réfraction respectivement de la couche mince et du substrat et ν le nombre d'onde ($\lambda = 1/\nu$). A partir de ces relations, on peut déterminer l'enveloppe des franges d'interférence :

$$\left(\frac{I_t}{I_o}\right)_{max} = \left(\frac{T}{1-R}\right)^2 \quad \left(\frac{I_t}{I_o}\right)_{min} = \left(\frac{T}{1+R}\right)^2 \quad (5.3)$$

et la relation entre les deux nombre d'onde, ν_1 et ν_2 , correspondantes à deux maxima ou deux minima consécutifs d'interférences :

$$2ND(\nu_1 - \nu_2) = 1 \quad (5.4)$$

en supposant que l'indice N ne varie pas entre les deux nombres d'onde ou que la différence entre les deux nombres d'onde est petit. Des algorithmes permettent de remonter directement

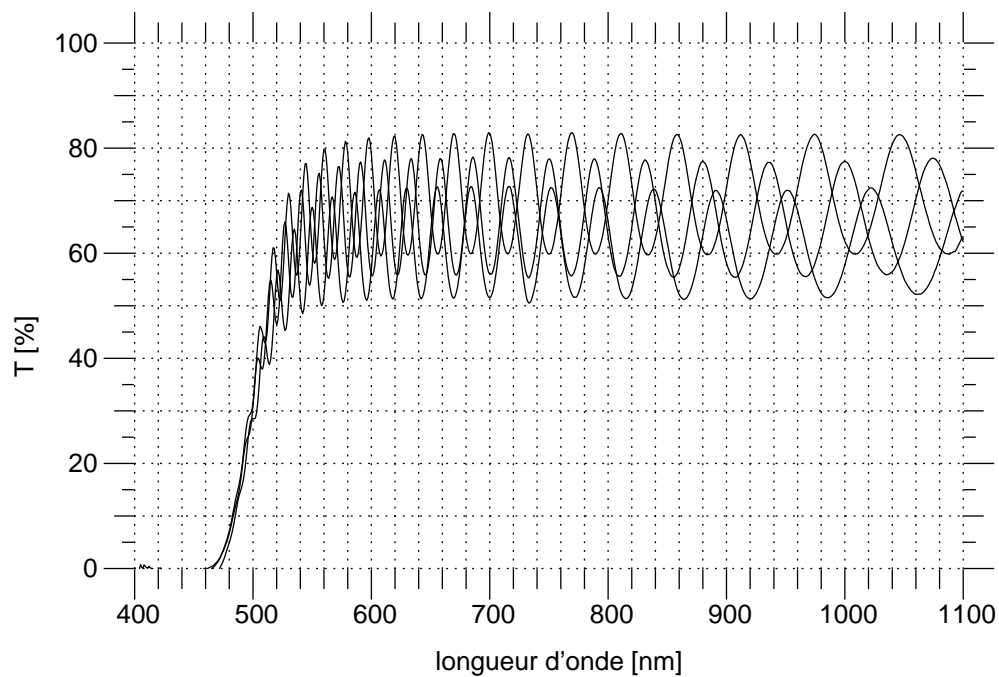


FIG. 5.9 – Spectres en transmission d'un film d' As_2S_3 d'environ $3\ \mu\text{m}$ d'épaisseur sur substrat de verre de silice. Les trois courbes correspondent à trois mesures sur le même échantillon sur des positions séparées de 1 mm.

aux caractéristiques des couches minces optiques à partir du système de franges d'interférence (SWANEPOEL, 1983, par exemple).

Cette dernière méthode a été retenue pour mesurer l'indice optique parce qu'il n'y avait pas de banc de caractérisation à monter et que cela permettait d'obtenir l'indice optique sur de grandes gammes spectrales pour les longueurs d'onde de l'infrarouge thermique. Lors de la mise en pratique de cette méthode plusieurs problèmes ont été rencontrés :

qualité optique des films : les premières couches minces de chalcogénure n'étaient pas homogènes ni en épaisseur, ni en densité. Pour une exploitation correcte des franges d'interférence, il faut connaître l'épaisseur au point de mesure ce qui était difficile ici. La figure 5.9 montre la transmission d'un film de chalcogénure mesurée sur le même film en trois points distants d'un millimètre les uns des autres. La variation dans l'interfrange et dans l'enveloppe des franges montrent que les caractéristiques optiques ne sont pas identiques.

épaisseur des films : pour exploiter les spectres, il faut échantillonner suffisamment l'enveloppe des franges et donc avoir un interfrange faible. En se fixant un interfrange de 1000 nm à une longueur d'onde de $10\ \mu\text{m}$, il faudrait un film mince de plus de $20\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, ce qui est difficile à obtenir à cause des contraintes mécaniques dans la couche.

absorption du substrat : les dépôts sont en général réalisés sur des substrats de verre de silice ou de silicium. Les substrats de silice sont économiques mais ont une fenêtre

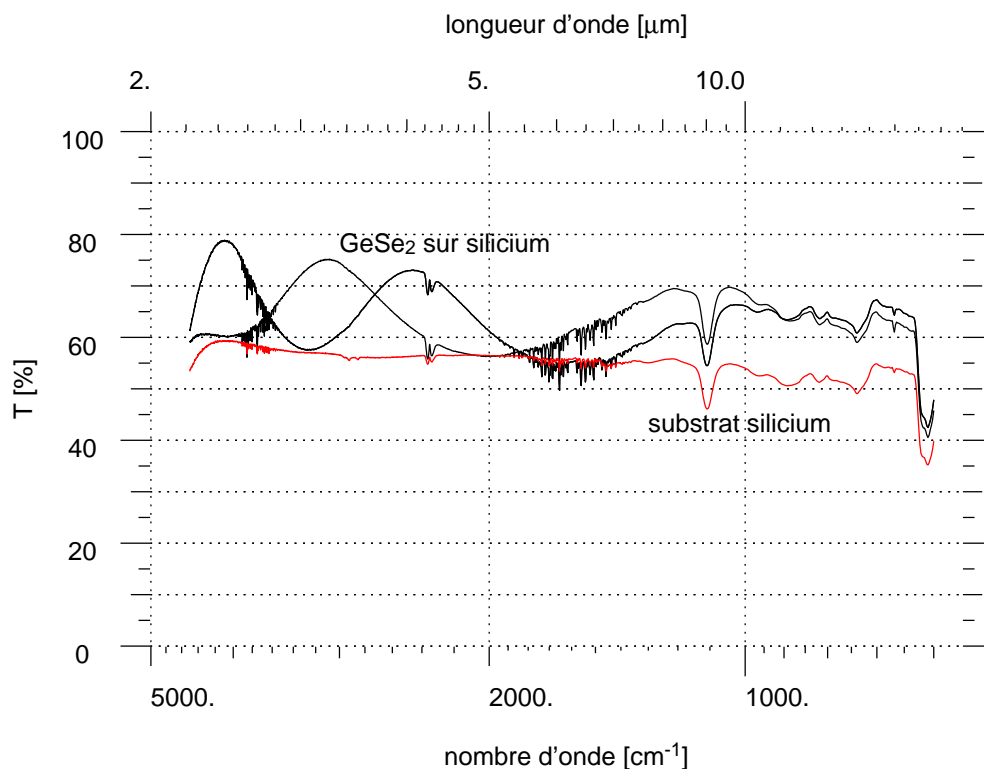


FIG. 5.10 – Spectres en transmission d'un film de GeSe_2 d'environ $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur substrat de silicium. Les trois courbes correspondent à trois mesures sur le même échantillon sur des positions distantes de 2 mm. La transmission du silicium seul a été ajoutée. Les bandes d'absorption vers 4000 cm^{-1} et 1500 cm^{-1} sont dues à la vapeur d'eau présente dans l'atmosphère. Les pics vers 1000 cm^{-1} sont dues à l'absorption du substrat en silicium.

de transparence limitée au domaine proche infrarouge. Les substrats de silicium sont transparents en infrarouge thermique mais donnent des bandes d'absorption dans les spectres autour de 1000 cm^{-1} ($10 \mu\text{m}$) dues aux phonons. Ces bandes d'absorption ainsi que celles dues au film de chalcogénure ont compliqués l'exploitation des spectres (voir des exemples de spectre sur la figure 5.10).

Toutes ces raisons font que la méthode spectrophotométrique n'a pas pu être mise en oeuvre pour mesurer les indices optiques. Pour dimensionner les guides, il faut toutefois mesurer les indices optiques. Comme l'indice d'un matériau varie plus faiblement avec la longueur d'onde en infrarouge thermique qu'aux longueurs d'onde du visible, on pourrait se permettre de mesurer l'indice à une seule longueur d'onde, de dimensionner les guides à cette longueur d'onde puis par une approche pas à pas, de faire un dimensionnement aux autres longueurs d'onde. C'est la méthode employée à l'IMEP où les mesures sont faites à $0,6 \mu\text{m}$ avec des guides prévus pour être monomode en infrarouge proche. Cette connaissance de la méthode des lignes noires à l'IMEP (contrairement à celle de l'ellipsométrie) peut être appliquée pour développer un tel banc aux longueurs d'onde de l'infrarouge thermique.

Guides plans : premières réalisations

Dans le chapitre 3, j'ai défini la dimension à donner aux guides pour être monomode en infrarouge thermique. Comme je l'ai expliqué dans la partie 3.4.1, les couches minces sont limitées en épaisseur à cause des contraintes mécaniques. Pour les verres de chalcogénure, les premiers essais ont montré que l'épaisseur limite est de l'ordre de 5 à 10 μm . Cela va conduire à des différences d'indice élevées, entre 10^{-2} et 10^{-1} pour être monomode à partir de 8 μm de longueur d'onde et cette différence d'indice va augmenter si l'on cherche à faire des guides monomodes à plus grandes longueurs d'onde (voir les graphiques sur la figure 3.4).

Pour réaliser une telle différence d'indice, on peut utiliser des chalcogénures de composition très différente. Mais pour avoir une bonne compatibilité chimique ainsi qu'une adhérence suffisante entre les différents films en minimisant les contraintes mécaniques, il vaut mieux utiliser des verres avec les mêmes composés en faisant varier leurs proportions entre le cœur et la gaine.

Plusieurs guides plans ont été réalisés. Ils sont de type asymétrique avec de l'air comme superstrat et un film de chalcogénure comme gaine optique qui sert aussi à isoler le guide du substrat mécanique (Figure 5.11 gauche). Des guides ont été réalisés avec des compositions différentes pour le cœur (GeSe_2) et la gaine (GeS_2). Un guide basé sur le système GeSbSe a été fabriqué en changeant la proportion des composés : $\text{Ge}_{12,5}\text{Sb}_{20}\text{Se}_{67,5}$ (cœur) et $\text{Ge}_{28}\text{Sb}_{12}\text{Se}_{60}$ (gaine) sur substrat de silicium. Après clivage du substrat de silicium, une analyse au MEB (Microscope Electronique à Balayage) montre que l'état des tranches du guide est correcte avec une bonne adhérence des films. Pour le guide à base de GeSbSe , un champ proche à 1,55 μm avec un couplage par fibre monomode, est donné sur la figure 5.11. Les indices et les épaisseurs n'étant pas connus avec suffisamment de précision, il n'a pas été possible de dimensionner ce guide pour qu'il soit monomode à partir d'une longueur d'onde donnée. Une mesure des longueurs d'onde de coupure n'a également pas été possible pour la même raison mais le champ proche montre que le guide ne doit propager que peu de modes.

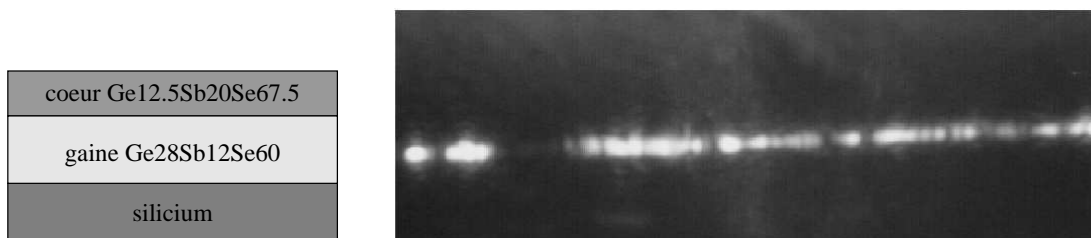


FIG. 5.11 – Champ proche d'un guide plan à base de films en GeSbSe . La structure du guide plan est donnée à gauche. Les épaisseurs de chalcogénure sont de l'ordre de 3 μm et les indices cœur/gaine ne sont pas connus avec précision.

Bilan & Perspectives

Ces premiers essais ont permis de montrer la faisabilité de guides plans à base de couches minces de chalcogénure. Cela a permis de mettre en avant les points durs de la méthode.

Pour résoudre les problèmes liés au dépôt de couches minces par évaporation thermique (non conservation de la stœchiométrie et inhomogénéité des films), il faut changer de méthode de dépôt. La méthode par pulvérisation cathodique (“sputtering”) remplit ces contraintes et a été choisie par le LPMC pour déposer des couches minces. C’est l’objet du travail de thèse de Viorel Balan au LPMC. Des résultats très prometteurs ont été obtenus avec l’obtention reproductible de couches de $\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$ et de $\text{Ge}_{28}\text{Sb}_{12}\text{Se}_{60}$ entre 0,05 et 5 μm d’épaisseur (BALAN *et al.*, 2002, 2003). L’étape suivante de ce travail est de réaliser des structures de largeur limitée en gravant les couches minces. C’est également l’objet du travail de V. Balan qui a mis en oeuvre des méthodes utilisées en micro-électronique à base de résine photosensible et de gravure mécanique.

Pour la caractérisation optique des couches minces, il faut mesurer l’indice de réfraction. La méthode spectro-phométrique peut difficilement être mise en oeuvre aux longueurs d’onde de l’infrarouge thermique. A ces longueurs d’onde, le développement d’une méthode de type lignes noires est possible grâce au savoir-faire de l’IMEP et permettrait d’obtenir les indices des couches à des longueurs d’onde discrètes.

5.2.4 Guides par photo-inscription

J’ai mené cette étude à l’IMEP, le but étant de réaliser de premiers guides pour identifier les avantages de cette méthode ainsi que ses points durs. Je commence par présenter les propriétés de photo-réfractivité dans les verres de chalcogénure en donnant les paramètres technologiques en jeu. Puis, je décris les premières réalisations de guides plans et de guides droits.

Photo-réfractivité dans les verres de chalcogénure

Le phénomène de photo-réfractivité dans les verres de chalcogénure n’est pas complètement compris et plusieurs modèles ont tenté d’en rendre compte (FRUMAR *et al.*, 1997; MENEGHINI & VILLENEUVE, 1998; PETKOV & EWEN, 1999; BOEV *et al.*, 2000). Rentrer dans le détail de ces modèles sortirait du cadre de ce travail et n’est pas absolument nécessaire pour déterminer les potentialités et limites de cette solution. On peut retenir qu’en éclairant les verres sous certaines conditions que nous verrons plus loin, on provoque un changement temporaire ou permanent de la microstructure du verre. Ces changements provoquent des variations de volume mais aussi des variations des paramètres optiques du verre comme son indice optique, son absorption, sa réflectivité, sa fenêtre de transparence, ...

Ce comportement a été utilisé pour réaliser différentes structures dans des couches minces ou dans des verres massifs de chalcogénure :

- des réseaux de diffraction dans des couches minces (MENEGHINI & VILLENEUVE, 1998),

- des réseaux de Bragg dans des fibres optiques (TANAKA *et al.*, 1995),
- des matrices de microlentilles (TANAKA *et al.*, 1995; GALSTYAN *et al.*, 1997),
- des mémoires holographiques effaçables (ISBI *et al.*, 1999),
- des guides d’onde (VIENS *et al.*, 1999; RAMACHANDRAN & BISHOP, 1999).

Conditions de photo-réfractivité

Pour avoir un phénomène photo-réfractif, il faut éclairer le verre à des longueurs d’onde dans la région d’Urbach du spectre d’absorption (voir partie 3.3.2 et figure 3.10 gauche). Dans cette zone, le verre est suffisamment absorbant pour que l’absorption de lumière provoque un changement de structure du verre. On trouve des phénomènes similaires dans d’autres matériaux comme les fibres en silice dopées au germanium utilisées pour graver des réseaux de Bragg par photo-inscription avec de la lumière UV-visible (TSAI *et al.*, 1992, par exemple). Les paramètres qui vont jouer dans notre application sont :

Spectre de la source d’éclairement : les longueurs d’onde utilisées doivent donner lieu à des effets de changement d’indice de réfraction sachant qu’il faut être dans la région d’Urbach du spectre d’absorption du matériau. Par contre, plus on se placera à une longueur d’onde où l’absorption est importante et moins le changement d’indice se fera en profondeur dans le matériau. Inversement, plus l’absorption sera faible et moins le changement de structure et donc la différence d’indice seront importants (voir figure 3.10 gauche) (VIENS *et al.*, 1999; SALIMINIA *et al.*, 1999).

Puissance / temps d’exposition : suivant la puissance du faisceau de gravure et le temps d’exposition ou bien suivant le couple puissance du faisceau / énergie, on peut obtenir un effet de photo-inscription temporaire ou permanent (ou pas d’effet du tout). Pour un effet temporaire, les structures gravées peuvent être effacées par recuit à une température proche de la température de transition vitreuse du verre, entre 100 et 300 ° C suivant la composition du verre (VIENS *et al.*, 1999; SALIMINIA *et al.*, 1999; MENEGHINI & VILLENEUVE, 1998).

Saturation : il y a un phénomène de saturation de la variation d’indice en fonction du temps d’exposition qui se voit bien dans le cas des réseaux de diffraction. En mesurant l’efficacité de diffraction du réseau en fonction du temps d’exposition, on constate que son efficacité devient maximale au bout d’un certain temps, signe que la structure du verre n’évolue plus (VIENS *et al.*, 1999). Dans certains cas, l’efficacité de diffraction passe par un maximum pour diminuer ensuite ce qui indique que la structure diffractive disparaît (RAMACHANDRAN & BISHOP, 1999).

Composition du verre : suivant la composition du verre, la bande d’absorption (le gap) va se déplacer en longueur d’onde, ce qui va changer la valeur de l’absorption et va changer l’amplitude de l’effet photoréfractif. En synthétisant soi-même les verres de chalcogénure, on adapte le verre aux sources de photo-exposition disponibles.

Recuit : un recuit avant la gravure d’un dépôt en couches minces permet d’augmenter la

photosensibilité et l'amplitude de la variation d'indice de réfraction (RAMACHANDRAN & BISHOP, 1999).

Le fait que l'on cherche à réaliser des guides d'onde dans des verres photosensibles et que l'on va ensuite y injecter de la lumière n'est pas incompatible. En effet, la puissance de la lumière stellaire issue d'un télescope est différente de la puissance utilisée pour la gravure de plusieurs ordres de grandeur (au moins de 6 ordres de grandeur). De plus, les longueurs d'onde d'exposition sont dans la bande d'absorption du verre tandis que les guides sont utilisés dans sa fenêtre de transparence. Il conviendra néanmoins de faire attention lors des caractérisations en laboratoire où les sources sont plus puissantes et où la densité d'énergie peut devenir importante au niveau de l'injection.

Afin de débiter de premières réalisations, j'ai choisi de travailler avec une configuration courante qui utilisait le verre As_2S_3 (fourni par OPA Opticad⁴) avec une source d'exposition à 514 nm (laser argon). De telles sources étaient disponibles à l'IMEP et au LHOG (Laboratoire d'Hyperfréquences et d'Optique Guidé, Grenoble). Avant de réaliser des guides d'onde, j'ai gravé des motifs à travers un masque et des réseaux de diffraction en utilisant un montage interférentiel disponible à l'IMEP (je ne peut montrer des exemples de ces réalisations, les structures étant très peu contrastées en surface des verres).

Gravure de guides plans et droits

Dans tous les cas, la méthode pour dessiner des motifs est d'éclairer de façon localisée le substrat ou la couche mince de verre. Différentes méthodes sont utilisables :

Méthode de lithographie : c'est la même méthode que celle employée pour graver la couche d'aluminium pour les technologies sur silice décrites dans le chapitre 2 (voir partie 2.2). Un masque avec le dessin des motifs en chrome ou en aluminium est mis en contact avec la surface de verre, la source lumineuse étant projetée à travers. Cela nécessite un très bon contact du masque avec le verre mais assure une excellente reproduction des motifs.

Projection d'un masque sur le verre avec un système optique : le masque est du même type que pour la méthode lithographique. Cette méthode évite un contact mécanique avec le verre ce qui pourrait rayer le verre (les verres de chalcogénure sont assez fragiles comme nous le verrons plus loin). Par contre, la projection du masque doit être contrôlée précisément.

Focalisation d'un faisceau laser : la source de lumière est focalisée avec un objectif en surface ou dans le volume du verre. Le déplacement du substrat permet de graver des motifs. Si l'axe du faisceau laser est suivant l'axe du guide, on obtient un profil d'indice à symétrie circulaire.

Dans un premier temps et pour sa simplicité, c'est la méthode lithographique qui a été retenue. Il n'a pas été possible d'utiliser un bati de microélectronique avec la source laser, l'un et l'autre ne pouvant être déplacés. J'ai donc réalisé un montage lithographique simplifié.

Le banc d'exposition (Figure 5.12) comporte une source laser argon avec un extenseur de faisceau équipé d'un filtrage spatial par trou. Le masque comporte des séries d'ouvertures de différentes largeurs entre 2 et 40 μm de largeur. Le masque est mis en contact avec un substrat d' As_2S_3 en faisant un vide entre le substrat et le masque. La densité de puissance maximale disponible au niveau du masque a été mesurée à environ $10 \text{ mW}/\text{cm}^2$. Les temps d'exposition varient entre 10 et 100 minutes.

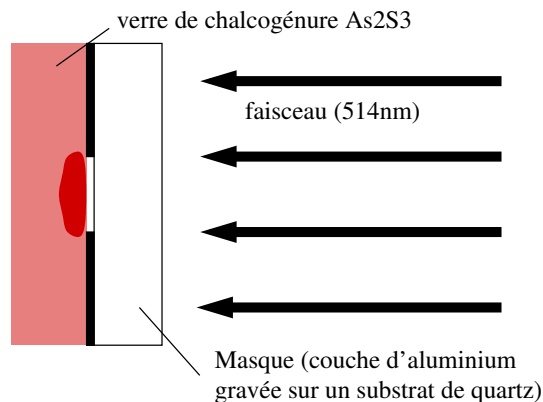


FIG. 5.12 – Description du banc de gravure de verre de chalcogénure par photo-exposition.

Premières réalisations de guides

Guide plan La première étape a consisté à réaliser des guides plans en exposant toute la surface d'un verre de chalcogénure. Comme la tranche des guides est brute de sciage, il faut procéder à un polissage de qualité optique pour pouvoir coupler du flux. Dans un premier temps, j'ai utilisé les techniques de polissage sur verre de silice en utilisant des poudres d'alumine de différents grains (15, 5 et 1 μm) avec des disques en liège.

La figure 5.13 donne des exemples de champs proches d'un guide plan. L'injection est faite à 630 et à 1550 nm de longueur d'onde avec une fibre multimode pour faciliter le couplage fibre / guide. Ces champs proches ne montrent pas un profil auquel on se serait attendu comme le montre par exemple la figure 5.11. On aurait du obtenir un confinement vertical mais pas de confinement horizontal à cause de la divergence du faisceau issu de la fibre d'injection. Or, on observe un confinement dans les deux directions quelque soit la zone d'injection du guide. Une analyse de la surface du verre de chalcogénure montre des ensembles de rayures selon toutes les directions dues au polissage. L'hypothèse émise est que les rayures selon la direction de propagation du guide plan contraignent latéralement le guidage comme le ferait un guide ruban (guide canal sans substrat dont le cœur est un "ruban" déposé sur un substrat).

Guide droit En utilisant un masque sur le verre, j'ai réussi à graver des structures que l'on peut observer au microscope optique (Figure 5.14). Le couplage a été très difficile pour la plupart des guides droits gravés puisque le signal en sortie était faible, diffus et difficile à

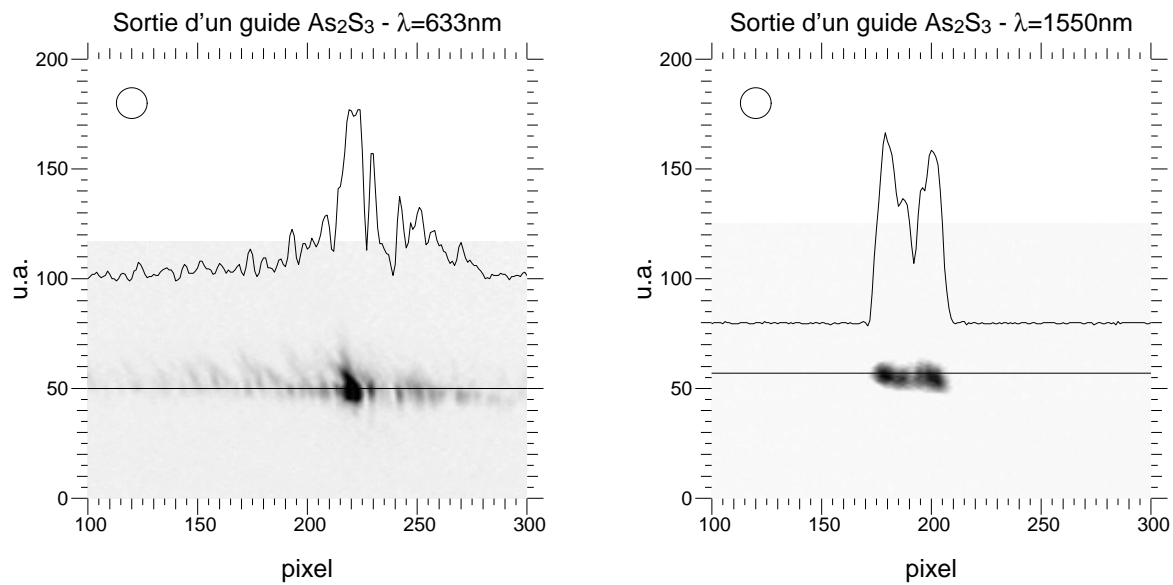


FIG. 5.13 – Champs proches à 633 nm (gauche) et 1550 nm (droite) d'un guide plan réalisé par photo-exposition d'un verre de chalcogénure. Champs proches réalisés dans les mêmes conditions d'injection avec une fibre multimode. Le profil en coupe est donné selon la droite horizontale, le guide étant dans le plan horizontal. Le cercle indique le diamètre approximatif du champ proche de la fibre d'injection. Voir le texte pour les commentaires.



FIG. 5.14 – Exemples de guides droits réalisés par photo-exposition dans un verre d' As_2S_3 . Les guides sont les structures horizontales. Les traits fins obliques sont des rayures à la surface du verre.

interpréter comme résultant d'une propagation guidée.

Etat du verre de chalcogénure

Pour rendre compte de ces comportements, le problème soulevé a été la médiocre qualité des faces d'entrée et de sortie du guide. La figure 5.15 (gauche) donne une vue de la tranche pour un polissage mécanique basé sur les méthodes utilisées à l'IMEP. On note un réseau de rayures difficiles à éliminer même par rotation du substrat au cours du polissage. Lors de l'analyse des matériaux transmettant les longueurs d'onde de l'infrarouge thermique, nous

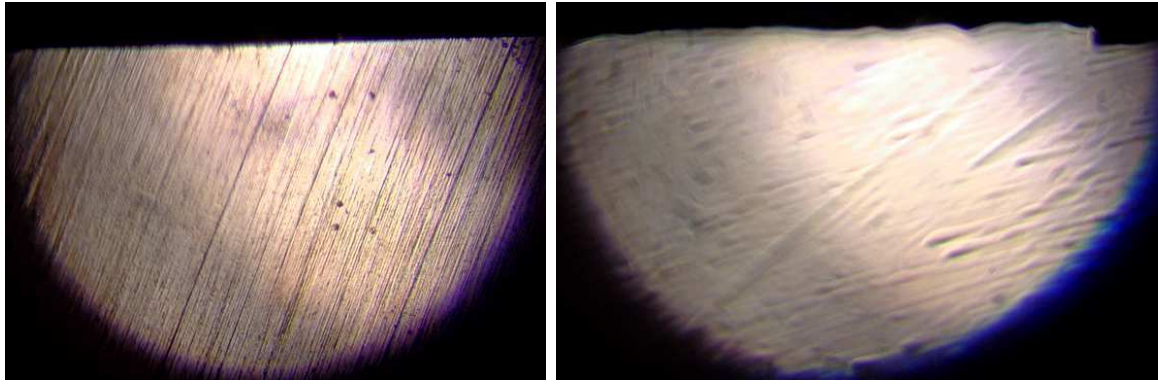


FIG. 5.15 – Photographies de tranches de verre de chalcogénure avec un polissage mécanique par poudre (gauche) et un polissage mécano-chimique (droite).

avons vu que les matériaux amorphes comme les verres doivent avoir des énergies de liaisons plus faibles avec pour conséquence directe d'en faire des matériaux mous et fragiles aux chocs donc difficiles à polir. Différentes méthodes ont été essayées. La méthode remportant le plus de succès a été de commencer par un polissage mécanique avec des poudres diamantées puis de finir avec un polissage mécano-chimique.

Après l'application d'un tel processus, l'état des faces a été nettement amélioré comme le montre la photographie de droite de la figure 5.15. Le couplage à l'injection a été amélioré pour le guide plan mais, pour les guides droits, le couplage est toujours aussi difficile.

Le deuxième problème soulevé concerne l'état de la surface des verres. Les verres ont été polis par des polisseuses mécaniques à double disque par la société OPA optacad. Les surfaces présentent de nombreuses rayures que l'on distingue sur la figure 5.14. Ces rayures peuvent perturber fortement le guidage dans les guides plans et à plus forte raison dans les guides droits. Pour remédier à ce problème, il faudrait repolir les surfaces des verres ce qui est plus difficile en utilisant les méthodes décrites précédemment car il faut faire un polissage régulier sur toute la surface (de l'ordre du cm^2). Ce problème n'a toujours pas été résolu à ce jour.

Bilan & Perspectives

Dans cette étude, j'ai montré qu'il était possible de réaliser des structures optiques en utilisant les effets photo-réfractifs dans les verres de chalcogénure. Les difficultés rencontrées concernent l'état de surface des verres de chalcogénure qui rendent le couplage et la propagation difficile. Deux méthodes sont à appliquer pour résoudre ces problèmes :

- Utiliser des couches minces à la place de verres massifs afin d'éliminer toutes les phases de polissage (la face d'injection des guides est alors obtenue par clivage du substrat).
- Changer la méthode de photo-exposition en utilisant la méthode par focalisation afin de travailler dans le volume du verre (au lieu de la surface).

Cette deuxième méthode devra être employée à moyen terme pour obtenir des guides enterrés avec un profil d'indice circulaire. De plus, en travaillant avec des verres massifs, il est possible

d'obtenir des guides avec des diamètres arbitraires.

L'étape suivante sera le dimensionnement des guides d'onde. La difficulté est qu'il n'y a pas, à ma connaissance, d'étude donnant les différences d'indice en fonction des conditions de photo-exposition. Il va donc falloir mener une telle étude en mesurant les indices optiques avec une méthode de type ligne noire comme nous l'avons vu pour la réalisation de guides à partir de couches minces.

5.2.5 Conclusion sur les technologies à base de chalcogénure

Dans cette partie, j'ai initié le développement de deux technologies de réalisation de guide d'onde basé sur les verres de chalcogénure.

La première méthode, menée en collaboration avec le LPMC, est basée sur l'utilisation de couches minces et la gravure de ces dernières pour réaliser des guides de largeur limitée. La méthode de gravure de couches minces a l'avantage, comme pour le cas des composants en silice sur silicium présentée au chapitre 2, de permettre un très bon contrôle dimensionnel des structures optiques. Ses inconvénients sont les pertes de propagation à cause des rugosités aux interfaces cœur/gaine et à la limite en épaisseur des couches minces, ce qui va donner des guides de petites dimensions avec de fortes ouvertures numériques.

La deuxième méthode utilisant les propriétés de photo-réfractivité du chalcogénure permet de réaliser des guides dans le volume du verre (guides enterrés) avec un profil à gradient d'indice et un diamètre "arbitrairement" grand. Un tel profil donne des pertes de propagation faibles et une ouverture numérique d'autant plus faible que le guide a un diamètre élevé. Comme pour la technologie par échange d'ions, cette technologie permet un moins bon contrôle dimensionnel des structures.

Après avoir réalisé de premiers échantillons de guides, l'étape suivante est la caractérisation optique des structures (dimensions et indice optique) en fonction des paramètres technologiques. Pour cela, je conseille la mise en œuvre d'un banc de lignes noires pour la mesure des indices à $10\ \mu\text{m}$ de longueur d'onde, ce qui permettra de dimensionner et de réaliser des guides monomodes. L'étape suivante est la mesure des pertes de propagation par une méthode de type recoupe successive (voir le chapitre 2) afin d'optimiser les paramètres technologiques.

5.3 Solution à base de SiGe

Dans le chapitre 3 (partie 3.4.4), nous avons vu différents moyens de réalisation de guide d'onde à partir de silicium et de germanium avec les performances que l'on peut en espérer. Le SiGe est une solution prometteuse pour réaliser des structures guidantes pour ses pertes faibles, mesurées inférieures à 0,5 dB/cm en infrarouge proche (SCHUPPERT *et al.*, 1996).

Le LETI, (Laboratoire d'Electronique, de Technologie et de l'Information, Grenoble, France), a réalisé, sur notre demande, un guide plan monomode en infrarouge thermique afin de préparer la réponse à l'appel d'offre "Optique intégrée pour la mission Darwin".

5.3.1 Structure guide plan

Le LETI a réalisé un guide plan asymétrique à base de SiGe en faisant croître une couche de SiGe sur un substrat de silicium par une méthode RP-CVD (“Reduce Pressure Chemical Vapor Deposition”) (HARTMANN *et al.*, 2002). Le cœur du guide est constitué de silicium avec un fort taux de germanium (20%) tandis que le substrat optique est constitué de silicium seul. Afin d’avoir un bon accord de maille entre la structure de $Si_{80}Ge_{20}$ et celle du substrat en silicium, la proportion de germanium est diminuée graduellement à l’interface cœur/gaine. Cet accord de maille est nécessaire afin de minimiser les contraintes et les dislocations entre les différentes structures.

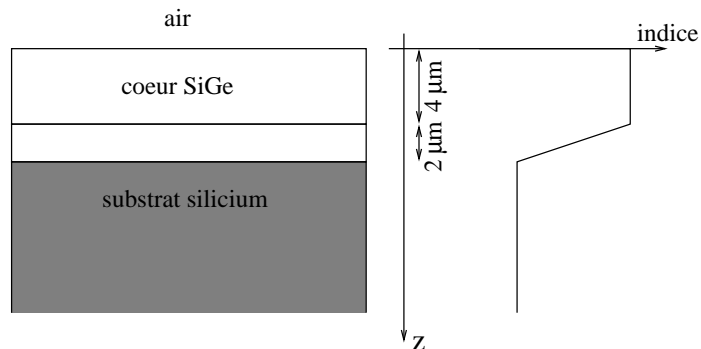


FIG. 5.16 – Structure du guide plan SiGe/Si avec son profil d’indice.

La structure du guide et son profil d’indice sont donnés sur la figure 5.16. L’évolution de l’indice de réfraction du silicium en fonction de la concentration en germanium n’est pas connu avec précision. On peut néanmoins supposer que l’indice du composé $Si_{1-x}Ge_x$ varie linéairement avec la proportion de Ge selon la relation utilisée au LETI :

$$n_{SiGe} = n_{Si} + 0,18.x \quad (5.5)$$

Le dimensionnement du guide est tel que le guide plan est monomode entre $3,5 \mu\text{m}$ et $11 \mu\text{m}$ (voir la relation 1.36 du chapitre 1).

5.3.2 Champs proches

Des champs proches, réalisés au LAOG avec la caméra LYRIC, confirment le guidage en infrarouge proche (Figure 5.17). Des mesures à des longueurs d’onde plus grandes, en bande L et M où le guide est monomode, n’ont pu être réalisées parce que l’optique de couplage à l’injection était de trop faible qualité.

5.3.3 Mesure des pertes de propagation

Les pertes des guides d’onde sont bien connues en infrarouge proche (PESARCIK *et al.*, 1992; SCHUPPERT *et al.*, 1996, par exemple). Mais on a très peu de connaissance sur les pertes

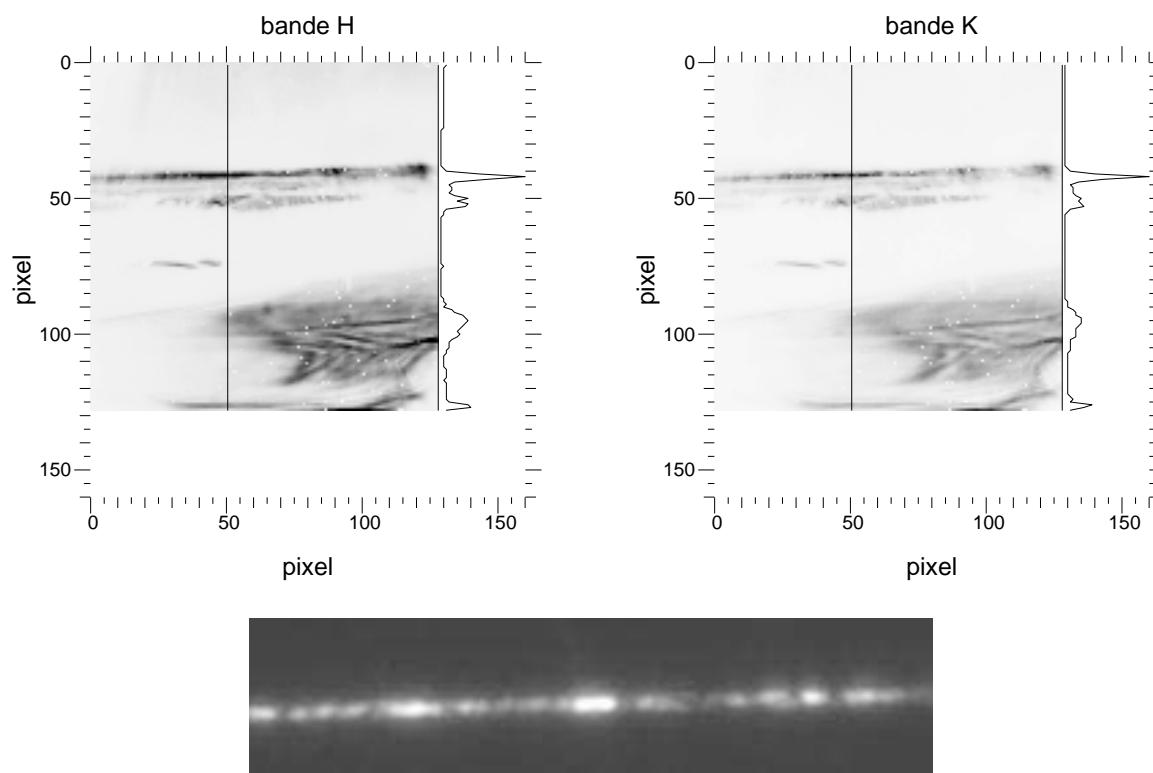


FIG. 5.17 – Champs proches en bandes H et K pour le guide en SiGe. Le substrat est dessous le guide plan. L’injection est faite avec une fibre multimode ce qui explique que beaucoup de flux se trouve couplé dans le substrat. Un profil du champ guidé est donné à droite de chaque figure. Sortie du guide plan à 1550 nm (en bas).

de propagation en infrarouge thermique ainsi que sur la fenêtre de transparence. Le germanium transmet jusqu’à $14\ \mu\text{m}$ et le silicium transmet jusqu’à environ $8\ \mu\text{m}$, la transparence étant limitée par les pertes par phonon (chapitre 3). On peut s’attendre à ce que la fenêtre de transparence du SiGe s’étende au moins jusqu’à $8\ \mu\text{m}$.

Afin de mesurer cette fenêtre de transparence et les pertes de propagation en infrarouge thermique, le LETI a mis en oeuvre un banc de mesure appelé MIR (“Multiple Internal reflection”). Ce banc et les mesures qui suivent sont dues à Nevine Rochat. Le principe de la méthode consiste à utiliser une méthode similaire à la méthode de recoupe successive (figure 5.18) ou méthode “cut-back” décrite au chapitre 2, partie 2.4.2. La différence est qu’il n’y a pas besoin de couper physiquement le guide à cause du couplage par prisme. Le couplage par prisme en entrée et en sortie, à la place du couplage par fibres, est plus adapté pour un guide plan. En changeant la distance entre les prismes, on fait varier la distance de propagation. Le montage mis en oeuvre ici est couplé à un spectromètre à transformée de Fourier pour avoir une information spectrale et donc pour déterminer les pertes en fonction de la longueur d’onde. Cette méthode permet d’obtenir les pertes réelles de propagation du guide et pas seulement des pertes par absorption du matériau.

La figure 5.19 (gauche) donne des exemples de spectres obtenus sur le guide en SiGe pour

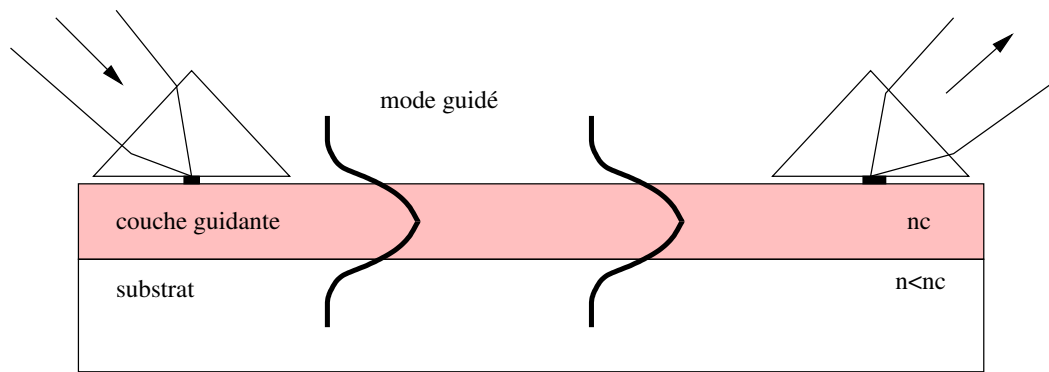


FIG. 5.18 – Schéma de principe du banc MIR pour la mesure des pertes par propagation d'un guide plan. Le couplage de la lumière à l'entrée et à la sortie du guide plan est faite par des prismes, le couplage du prisme vers le guide se faisant par ondes évanescentes. Ce couplage est possible si l'indice du prisme est supérieur à celui du cœur du guide.

différentes longueurs de propagation. La fenêtre de transmission débute à $2\ \mu\text{m}$ et est limitée par la transmission des prismes en germanium. La transmission est correcte jusqu'à $7\ \mu\text{m}$ de longueur d'onde mais cela ne signifie pas que le guide devient trop absorbant au-delà car le couplage par prisme dépend de la longueur d'onde et peut devenir trop faible au-delà de $7\ \mu\text{m}$.

Le graphique de droite montre la décroissance du flux en fonction de la distance de propagation à la longueur d'onde de $5\ \mu\text{m}$. Des ajustements par des exponentielles donnent le coefficient d'absorption soit $0,69$ et $0,65\ \text{cm}^{-1}$ pour les mesures sur le guide et $0,75\ \text{cm}^{-1}$ pour la mesure sur le substrat de silicium nu. Les pertes de propagation sont donc de l'ordre de $3\ \text{dB/cm}$ pour le guide en SiGe et de $3,2\ \text{dB/cm}$ pour le silicium seul. Les pertes de substrats de silicium commerciaux sont environ 100 fois plus faibles. Cette différence s'explique par le fait que la face arrière du substrat est dépoli, ce qui provoque de très fortes pertes par diffusion.

Les pertes de propagation dans le guide sont relativement élevées comparées aux données bibliographiques qui donnent des pertes de l'ordre de $1\ \text{dB/cm}$ en infrarouge proche (SCHUPPERT *et al.*, 1996). La raison peut être d'ordre technologique si la couche comporte des défauts. La deuxième raison peut être que le couplage par prisme n'est pas bien maîtrisé et qu'une partie de l'énergie se couple dans le substrat en silicium.

5.3.4 Bilan

Même si la caractérisation de ce premier guide n'a pu être complète, on en retire plusieurs éléments concernant les moyens de caractérisation à mettre en place :

Mesure de l'indice du SiGe : il est nécessaire de connaître l'indice de réfraction des matériaux pour faire un dimensionnement des guides. Le banc de mesure de l'indice par la méthode des lignes noires décrit dans la partie précédente trouve ici un autre exemple d'application. Même si la mesure ne peut être faite qu'à une seule longueur d'onde, cela

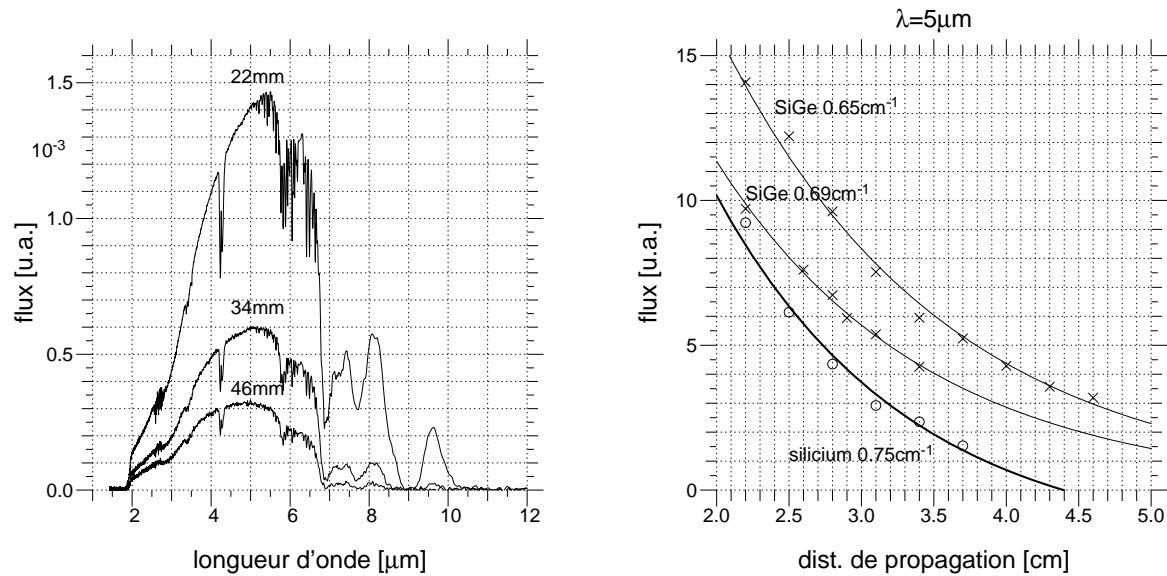


FIG. 5.19 – Résultats des mesures MIR sur le guide plan SiGe. **Gauche** : Flux en fonction de la longueur d'onde mesuré pour le guide plan et pour trois distances de propagation différentes (indiquées sur la figure). **Droite** : Flux en fonction de la distance de propagation entre les deux prismes à la longueur d'onde de $5 \mu\text{m}$. Les croix correspondent à deux séries de mesures sur le même guide plan et le trait plein à l'ajustement d'une exponentielle. Les ronds correspondent à des mesures sur un substrat nu de même nature que celui utilisé pour réaliser le guide plan, le trait gras donnant l'ajustement par une exponentielle. L'intersection entre ces courbes et l'axe des ordonnées, pour une distance de propagation nulle donne les pertes par couplage prisme / guide.

permettrait de confirmer ou d'ajuster des modèles d'indice de réfraction.

Mesure des coupures modales du guide : les coupures modales du guide n'ont pas pu être observées parce que les bancs opérationnels (voir chapitre 4) étaient limités à des longueurs d'onde inférieures à $3,5 \mu\text{m}$. Mesurer la position des coupures modales du guide permettrait de valider de manière indirecte le profil d'indice du guide.

Mesure des pertes par propagation : de façon générale, pour déterminer les pertes de propagation dans un guide plan, ce qui est l'étape à suivre avant de mesurer les pertes dans un guide de largeur limitée, il faut utiliser un banc de mesure de type MIR. En effet, mesurer le coefficient d'absorption de la couche mince formant le guide par une mesure en transmission sous incidence normale (par exemple) donne le coefficient d'absorption de la couche mince mais ne prend pas en compte toutes les sources de pertes dans un guide comme celles dues aux interfaces du guide. De plus, une telle mesure se fait sur une épaisseur de quelques micromètres alors que l'on cherche à mesurer des pertes sur des distances de l'ordre de quelques centimètres.

Ces mesures doivent être menées à terme avant de passer à la réalisation d'autres guides pour en améliorer les performances.

5.4 La solution silicium poreux

Le silicium poreux est obtenu par attaque électrochimique d'un substrat de silicium. Sous certaines conditions, cette attaque permet de créer une structure nano-poreuse dans le volume du silicium. Aux longueurs d'onde visible et infrarouge, cette structure apparait continue avec un indice de réfraction compris entre celui du silicium massif ($n \simeq 3.5$) et celui de l'air ($n=1$). En modulant les conditions de réalisation de la structure poreuse, on peut directement moduler son indice de réfraction. Cette possibilité de structuration du silicium associée à sa fenêtre de transparence, couvrant le proche infrarouge et une partie de l'infrarouge thermique, en font une solution intéressante pour réaliser des structures guidantes. D'autre part, le silicium poreux a bénéficié et bénéficie encore d'un important développement pour ses propriétés de photoluminescence et d'électroluminescence.

Le LSP, Laboratoire de Spectrométrie Physique de Grenoble, connaît les comportements du silicium poreux et maîtrise la réalisation de structures optiques. J'ai tout naturellement initié une collaboration avec eux pour vérifier les performances du silicium poreux pour notre application. Je présenterai d'abord la structure et le comportement chimique du silicium poreux ainsi que ses propriétés optiques. Il existe beaucoup de données sur la caractérisation optique en infrarouge proche mais il n'y a pratiquement aucune référence de travaux dans le domaine de l'infrarouge thermique. Puis, je m'intéresserai à la fenêtre de transparence du silicium poreux et des pertes que l'on peut en attendre. Je présenterai ensuite mes premières réalisations de guide monomode en silicium poreux.

5.4.1 Etat de l'art

La structure poreuse du silicium lorsque celui-ci est électrochimiquement attaqué, est connue depuis une trentaine d'années et a été étudiée depuis pour ses possibilités de structuration en volume et en surface (MEMMING & SCHWANDT, 1966). En 1990, la découverte de la luminescence du silicium poreux à température ambiante par CANHAM (1990) motive d'énormes recherches sur le sujet. Les potentialités en termes d'applications optoélectroniques sont énormes pour l'intégration directe de systèmes optiques à base de silicium sur des substrats de silicium contenant des systèmes électroniques. La structuration verticale du poreux permet la réalisation d'une micro-cavité optique résonnante pour amplifier l'émission du poreux (PELLEGRINI *et al.*, 1995). A la place d'utiliser l'émission du silicium poreux, on peut aussi imprégner la structure poreux avec un émetteur comme un colorant laser (SETZU *et al.*, 1999). Plus récemment, le silicium poreux a trouvé des applications dans la fabrication, à bas coût, de cellules photo-voltaïques pour les panneaux solaires (BELLIN, 2002). Le silicium est également utilisé comme couche sacrificielle pour le micro-usinage de silicium massif (BENECKE & SPLINTER, 2001).

Le LSP s'est plus particulièrement intéressé à la caractérisation optique du silicium poreux et aux développements de structures optiques comme des structures résonnantes (SETZU *et al.*, 2000), des réseaux de diffraction 1D (LÉRONDEL *et al.*, 1997b) et des structures guidantes à

bande interdite photonique (FERRAND *et al.*, 2001). La plupart des éléments concernant les propriétés optiques du silicium poreux que j'utiliserai ici sont extraits des thèses de HORY (1995), de SETZU (1999) et de FERRAND (2001), et des publications rattachées auxquelles je ne ferais pas référence explicitement pour ne pas alourdir la lecture.

5.4.2 Structure du matériau

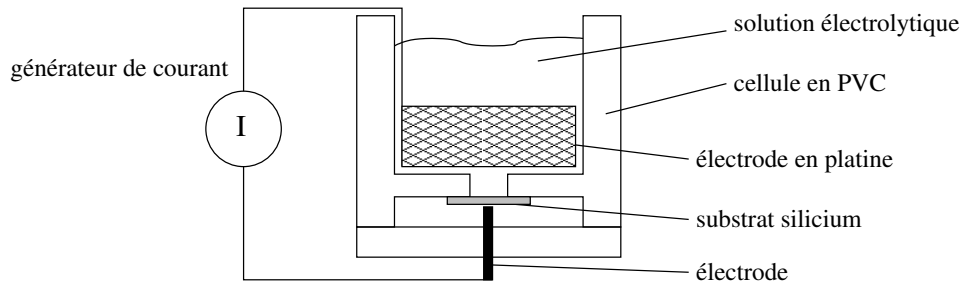


FIG. 5.20 – Dispositif de réalisation du silicium poreux. Voir le texte pour les détails.

Processus d'anodisation Le silicium poreux est obtenu par l'attaque électrochimique d'un substrat monocristallin de silicium dans une solution à base de d'acide fluorhydrique (HF). Une électrode est mise en contact avec la face arrière du substrat de silicium tandis que l'autre électrode est constituée d'un métal inerte (platine) immergé dans l'électrolyte (Figure 5.20). La formation des pores n'est pas bien comprise et de nombreux modèles ont été proposés, celui de LEHMANN & GÖSELE (1991) ayant obtenu le plus grand consensus. La formation des pores est amorcée par tous les défauts et liaisons pendantes du réseau cristallin, etc... que l'on peut trouver en surface du substrat. Ces défauts engendrent des activités chimiques et électriques localisées qui génèrent des points de nucléation et donc le point de départ de la formation des pores. De la silice (SiO_2) se forme en surface des pores par un processus d'oxydation, silice qui est dissoute par la solution de HF. La croissance de la structure poreuse se fait par le fond de la couche selon un front de dissolution, la solution électrolytique étant régulièrement renouvelée. Ce mode de croissance permet d'obtenir des couches très épaisses de silicium poreux (plusieurs dizaines de micromètre), l'épaisseur de la couche étant proportionnelle au temps d'attaque.

Structure du silicium poreux Dans les "bonnes" conditions d'anodisation, on obtient une structure de silicium avec des pores de dimensions comprises entre 1 et 50 nm, les pores étant interconnectés entre eux. Même si on a affaire à une structure de pores désordonnée, la structure cristalline du silicium est conservée, ce qui est confirmé par des mesures de diffraction par rayons X.

Les pores étant de dimension très inférieure à la longueur d'onde, la lumière voit le silicium comme un milieu continu dont l'indice est compris entre celui de l'air et celui du silicium. On

le caractérise par le degré de porosité, c'est-à-dire par le pourcentage volumique d'air dans le matériau poreux. Même si l'indice de réfraction diminue lorsque la porosité augmente, l'indice n'est pas uniquement lié au degré de porosité ce que de nombreux modèles ont tenté vainement de modéliser. Dans tout matériau, l'indice optique est lié à la polarisabilité des électrons par le champ électrique. Or, la surface des pores comportent de nombreux électrons dues aux nombreuses liaisons pendantes (à l'opposé du comportement dans le volume du silicium où ce sont les défauts qui génèrent ces liaisons). L'indice optique est donc lié au degré de porosité mais aussi à la structure du silicium poreux.

La forme, la dimension et la densité des pores dépendent des conditions de formation :

- le dopage du substrat de silicium et son orientation cristalline,
- la concentration de la solution en HF et son pH,
- la densité de courant d'anodisation,
- la température pendant l'anodisation,
- l'illumination éventuelle,
- l'éventuelle étape d'oxydation thermique.

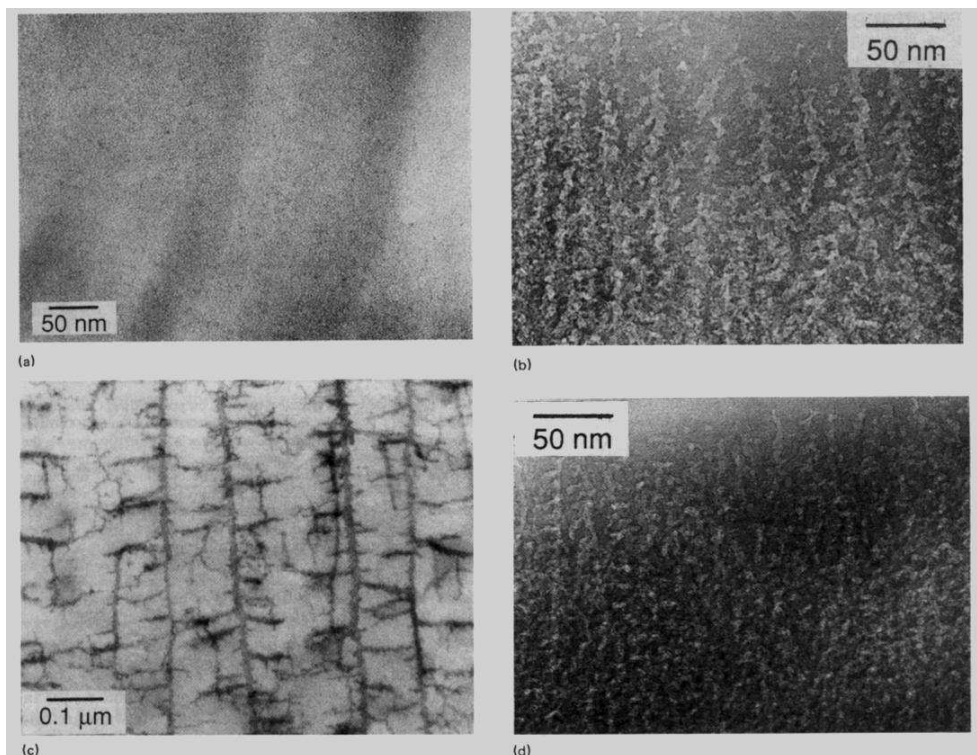


FIG. 5.21 – Clichés de microscopie électronique à transmission montrant les quatre types de silicium poreux suivant le dopage du substrat : a/ type p : structure en éponge; b/ type p^+ : structure colonnaire; c/ type n : nanopores; d/ type n^+ : également colonnaire. *Extrait de SMITH & COLLINS (1992).*

La taille et la forme des pores sont essentiellement liées au dopage du substrat de départ. Quatre catégories de structure (Figure 5.21) sont donc distinguées selon ce dopage (ρ désigne

la résistivité et $N_{a/d}$ la concentration de trous / électrons) :

a/ du type p ($\rho \sim 1\Omega cm$; $N_a \sim 10^{16} cm^{-3}$) : structure de type éponge relativement isotrope.

Les cristallites de taille nanométrique sont fortement interconnectées.

b/ du type p^+ ($\rho \sim 10^{-3}\Omega cm$; $N_a \sim 10^{19} cm^{-3}$) : structure fortement anisotrope de type colonnaire avec des pores cylindriques d'une taille de quelques dizaines de nanomètres et possédant de nombreux branchements latéraux.

c/ du type n ($\rho \sim 1\Omega cm$; $N_d \sim 10^{16} cm^{-3}$) : la formation de la couche nécessite un apport de trous par illumination. A faible épaisseur, la structure est similaire à celle du type p . Au-delà d'une centaine de nanomètre, des macropores se forment (ce qui est gênant dans la formation d'un poreux homogène).

d/ du type n^+ ($\rho \sim 10^{-3}\Omega cm$; $N_a \sim 10^{19} cm^{-3}$) : structure semblable à celle du type p^+ .

Le silicium poreux à base de substrat de type p et p^+ sont les plus étudiés car ce sont ceux qui ont un comportement "simple". Le type p a été pendant longtemps le seul à luminescer.

Structure micro-poreuse Il ne faut pas confondre la structure du silicium poreux avec une structure micro-poreuse. Sous certaines conditions, on peut former des porosités de grandes dimensions, de l'ordre de quelques micromètres (GRÜNING *et al.*, 1995). On peut favoriser la formation de ces pores et contrôler leur position en gravant la surface du silicium avec des motifs à partir desquels les réactions électrochimiques vont être favorisées. (ROWSON *et al.*, 1999a,b) ont diminués la taille des pores pour réaliser des structures adaptées aux longueurs d'onde de l'infrarouge proche. Mais il n'y a plus de modulation de l'indice du silicium comme pour le silicium nano-poreux mais un contraste d'indice dû à l'interface silicium / air. Ces structures sont beaucoup plus proches des structures de type BIP (Bande Interdite Photonique) que l'on a déjà vu au chapitre 3.

Rugosité La formation du poreux se fait essentiellement à l'interface silicium poreux / silicium massif et on observe une rugosité de surface. L'explication générale avancée est que le front de dissolution n'est lui-même pas plan car la dissolution n'est pas amorcée de façon équivalente sur toute la surface du substrat de silicium, comme on l'a vu plus haut. Sans rentrer dans le détail des causes de cette rugosité qui est largement discutée par ailleurs (LÉRONDEL *et al.*, 1997a), on peut regarder les paramètres qui influencent cette rugosité.

La rugosité augmente avec l'épaisseur de la couche pour finir par se stabiliser à une valeur qui dépend du courant d'anodisation (rugosité seuil). La rugosité maximale augmente en diminuant la densité de courant. Pour diminuer la valeur de cette rugosité seuil, on peut diminuer la température d'anodisation. La diminution de la rugosité seuil est beaucoup plus sensible pour des densités de courant faibles que des densités fortes. En fait, la diminution de la rugosité seuil est bien plus sensible lorsque l'on diminue la température d'anodisation que lorsque l'on augmente la densité de courant (SETZU *et al.*, 1998). Ainsi, pour une densité de courant faible ($16,6 mA/cm^2$), passer de la température ambiante à une température de $-35^\circ C$

permet de diminuer la rugosité rms de 120 nm à près de 20 nm, soit un gain d'un facteur 6. La rugosité à l'interface silicium poreux / silicium massif est plus faible avec un substrat de type p^+ qu'avec un substrat de type p .

L'homogénéité en volume des couches est bonne grâce au type de formation du poreux. Au cours de l'avancement du front de dissolution, des pores se forment. Ces pores communiquant entre eux permettent de renouveler la solution électrolytique ainsi que les trous. Pour assurer une couche homogène, il vaut mieux travailler à faible vitesse du front de dissolution pour favoriser ce renouvellement de la solution. Travailler à basse température permet également d'obtenir des structures plus homogènes.

5.4.3 Le silicium poreux comme matériau optique

La description précédente nous a permis de déterminer la structure du poreux en fonction des conditions de formation. Il reste à faire le lien entre cette structure et ses paramètres optiques comme l'indice de réfraction, la fenêtre de transparence et les pertes par absorption et par rugosité.

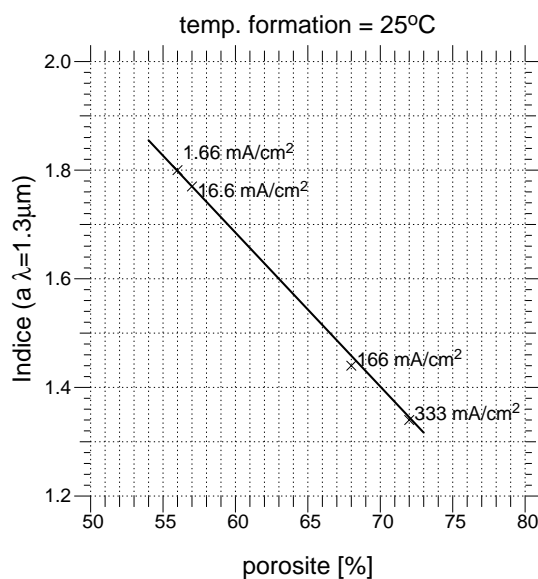


FIG. 5.22 – Variation de l'indice du silicium poreux en fonction de la porosité de la couche. Valeurs mesurées à $1,3\mu\text{m}$ de longueur d'onde sur des échantillons de type p , anodisé dans une solution contenant 35% de HF à température ambiante ($T=25^\circ\text{C}$). Les densités de courant correspondantes sont indiquées en face de chaque point. Ces indices sont propres aux conditions expérimentales et ont été mesurées par LÉRONDEL *et al.* (1996).

Indice de réfraction

Nous avons vu que l'indice de réfraction du silicium poreux dépend de la structure du poreux. Cet indice est difficile, voire impossible, à déterminer d'après la structure des pores et

seules des mesures peuvent quantifier la dépendance de l'indice avec les paramètres technologiques. Une telle caractérisation de l'indice de réfraction a été faite dans l'infrarouge proche sous différentes conditions (LÉRONDEL *et al.*, 1996).

Pour du silicium poreux réalisé à température ambiante ($T=25\text{ }^{\circ}\text{C}$), la variation de l'indice optique est donné sur la Figure 5.22. Pour des densités de courant de l'ordre de 10 mA/cm^2 , l'indice varie de 10^{-3} pour une variation de la densité de courant de l'ordre de 0.5 mA/cm^2 . Pour du silicium poreux réalisé dans un substrat de type p à une température de $-35\text{ }^{\circ}\text{C}$ et une solution électrolytique concentrée à 35% en HF, l'indice varie de 10^{-3} pour une variation de la densité de courant de l'ordre de $0,4\text{ mA/cm}^2$ (SETZU *et al.*, 1998).

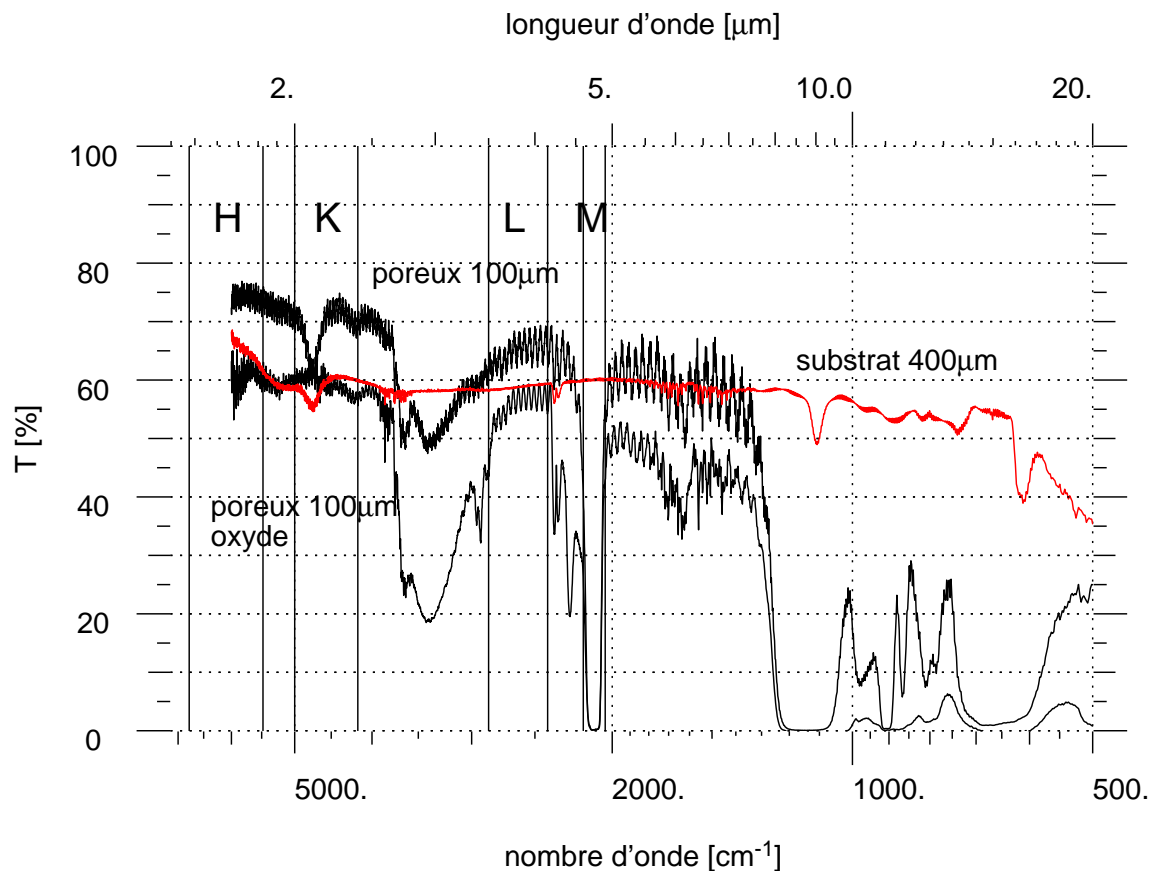


FIG. 5.23 – Transmission mesurée d'une couche de silicium poreux de $100\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur sur un substrat dopé p de $300\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur. Les deux courbes font référence au même échantillon de silicium poreux mais l'une étant mesurée 14 mois plus tard ("poreux oxydé"). Les spectres ne sont pas corrigés des pertes de Fresnel (voir texte pour une discussion sur ce point). Les bandes de transmission atmosphériques sont indiquées sur la figure (bandes notées H, K, L et M).

Fenêtre de transparence

Afin d'étudier la fenêtre de transmission et d'avoir une idée des pertes en fonction de la longueur d'onde, nous avons réalisé une couche épaisse de silicium poreux, de l'ordre de $100\text{ }\mu\text{m}$, dans des conditions classiques (substrat dopé p , $T=-35\text{ }^{\circ}\text{C}$ et solution de HF concentrée à

35%). La transmission de cette couche est donnée sur la figure 5.23. On voit que le silicium poreux est transparent sur les bandes atmosphériques H , K et L et que cette transmission est très dégradée au-delà de $7\ \mu\text{m}$.

Comme pour les couches minces de verre de chalcogénure, il est difficile de déduire les pertes par absorption du matériau poreux d'après ces spectres car il faudrait éliminer les réflexions aux différentes interfaces (voir partie 5.2.3). De plus, dans les zones de transparence, le coefficient d'absorption est faible et il faudrait disposer d'une distance de propagation plus importante que les $100\ \mu\text{m}$ pour que la mesure ait un sens.

Le profil de la fenêtre de transparence dépend fortement de la structure poreuse et de son évolution dans le temps. Sur la figure 5.23, j'ai donné la transmission d'une couche de silicium poreux fraîchement réalisée et de la même couche au bout de 14 mois, ainsi que la transmission d'un substrat de silicium. La très forte dégradation de la transmission au-delà de $7\ \mu\text{m}$ est due aux pertes par phonons (vibrations du réseau cristallin) que l'on retrouve partiellement sur la courbe de transmission du substrat. L'autre source de dégradation est due à ce que la surface interne de la structure poreuse est en contact avec l'air ambiant et qu'elle va s'oxyder avec la création d'une couche de silice. Cette surface de contact est très importante, quelques centaines de mètres carrés par cm^3 de silicium poreux, et favorise les échanges avec l'air ambiant. Les liaisons Si-O de cette couche de silice ont des modes de vibration dans la gamme $950\text{-}1250\ \text{cm}^{-1}$ (8 à $10,5\ \mu\text{m}$). Les spectres de transmission montre deux autres séries de bande d'absorption. La première série, centrée à $2200\ \text{cm}^{-1}$, est due aux liaisons Si-H qui se forment pendant et après l'anodisation du poreux (HORY, 1995). La deuxième série (autour de $3330\text{-}3620\ \text{cm}^{-1}$) est due aux liaisons O-H. Cette dernière série de bandes d'absorption s'accroît après la formation du poreux. En fait, l'hydrogène des liaisons Si-H se recombine avec l'oxygène de l'atmosphère pour former ces liaisons O-H en surface des pores.

Afin d'améliorer ces comportements, il faut stabiliser l'évolution de la structure et empêcher la formation de la couche de silice et des autres liaisons en surface des porosités. La stabilisation peut être obtenue par une encapsulation de la couche immédiatement après formation, en faisant croître une couche de silicium ou en déposant une couche de parafine. La couche de silice peut être évitée en travaillant dans des solutions à base d'alcool (Pentane par exemple) et en éliminant tout contact de la couche avec l'air (passivation). La couche d'oxyde peut également être nettoyée par un passage dans le HF. Ces méthodes peuvent également permettre d'éliminer la formation de la bande d'absorption à $2200\ \text{cm}^{-1}$ centrée sur la bande de transmission atmosphérique M. Ces différentes méthodes nécessitent des études plus approfondies.

5.4.4 Structure de guides canaux

La réalisation d'un guide plan ne pose pas de problème particulier puisque cela consiste à empiler deux ou trois couches de silicium poreux. Il faut au moins deux couches de poreux pour avoir une couche de gaine optique entre la couche guidante et le substrat de silicium qui a un indice très supérieur à celui du silicium poreux. Nous verrons dans la partie suivante

des réalisations de guides plans. A terme, ce sont les guides canaux qui nous intéressent et le confinement horizontal est plus difficile. Dans cette partie, j'envisage les différentes solutions technologiques permettant de faire des guides transmettant en infrarouge thermique.

Confinement latéral

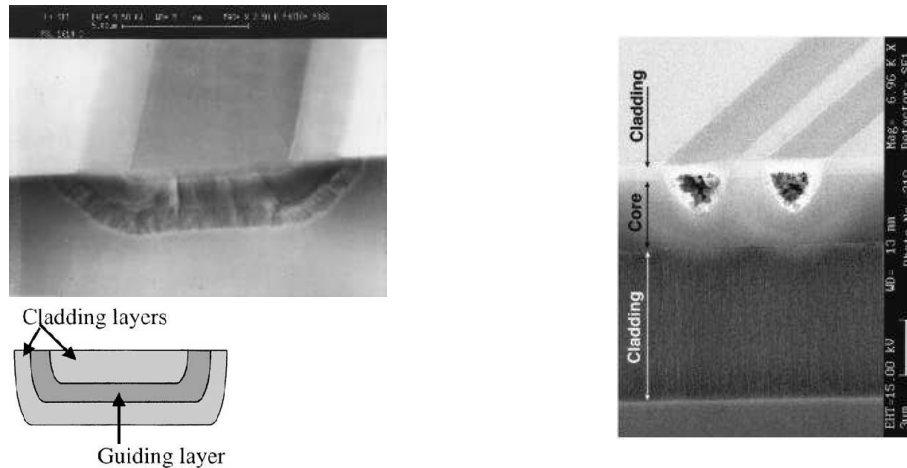


FIG. 5.24 – Exemple de profil de guides canaux photographiés par microscopie électronique. A gauche : guide réalisé par masquage et anodisation à travers l'ouverture. *Extrait de ARRAND et al. (1998b)*. A droite : réalisation par oxydation thermique locale. *Extrait de ROSSI et al. (2001)*.

Les différentes méthodes utilisables font appel soit à un masquage avant l'anodisation, les confinements verticaux et latéraux étant réalisés en même temps, soit à deux étapes d'anodisation pour obtenir un confinement latéral.

Masquage et anodisation : une couche de silice est déposée en surface du substrat et gravée par des méthodes de lithographie classique pour obtenir des ouvertures là où on veut graver des guides. Pendant l'étape d'anodisation, l'attaque se fait verticalement et horizontalement. En faisant varier le courant d'anodisation, on obtient un profil d'indice permettant le confinement du mode. Le guide peut être en surface avec un cœur en forme de demi-disque (CHARRIER *et al.*, 2000). Pour enterrer le guide, on peut ajouter une étape d'anodisation mais le profil du guide est alors en forme de croissant ce qui va provoquer des pertes par couplage importantes (Figure 5.24 à gauche - (ARRAND *et al.*, 1998b,a; VOROZOV *et al.*, 2000; LAMEDICA *et al.*, 2001)).

Photo-dissolution : dans des substrats de type p/p^+ , on peut changer la porosité d'une couche de silicium poreux par illumination alors que la couche de poreux est encore immergée dans la solution de HF. En éclairant localement, avec un masque ou en focalisant un faisceau laser, on peut alors graver des structures. La longueur d'onde d'éclairage va influencer la profondeur de gravure. Plus le silicium poreux sera transparent à la longueur d'onde d'éclairage et plus on pourra graver profondément. Des réseaux de

diffraction ont été réalisés par projection d'un système d'interférence LÉRONDEL *et al.* (1997b) ainsi que des guides planaires (FERRAND *et al.*, 2001).

Photo-électro-dissolution : Pour des substrats de type n^+ , il est impossible de travailler comme pour les substrats p . Il faut procéder à l'illumination en même temps que le passage du courant. En utilisant un masque, on peut procéder à une structuration locale et SETZU (1999) a réalisé des réseaux de diffraction par ce moyen.

Gravure mécanique ou chimique : un guide planaire à base de couches de silicium poreux peut être réalisé. Le confinement latéral est obtenu par gravure mécanique de la couche guidante pour obtenir un guide ruban. La gravure peut être réalisée par une des nombreuses méthodes de gravure du silicium comme une gravure par ablation laser (ROSSI *et al.*, 2000) ou la gravure RIE ("Reactive Ion Etching"). L'inconvénient est qu'il y aura nécessairement un contraste d'indice important entre l'air et le silicium poreux avec cependant une réalisation simple sans modification de la structure poreuse.

Oxydation locale : le silicium peut être oxydé en le chauffant à haute température (de l'ordre de 1000 °C). Comme on l'a vu, le chauffage provoque la formation de silice en surface des pores, ce qui modifie l'indice de réfraction (l'indice de réfraction du silicium poreux tend vers celui du verre de silice). En chauffant localement par focalisation d'un faisceau laser (ROSSI *et al.*, 2001) ou en oxydant tout l'échantillon à travers un masque lithographié (ARRAND *et al.*, 1998b), des guides ont été réalisés. Les importantes pertes par absorption engendrées par la formation de silice rendent cette méthode difficilement applicable.

Implantation ou dopage localisé du silicium : le silicium poreux peut être dopé avant ou après sa formation par des techniques similaires à celles utilisées pour le silicium massif. On trouve par exemple des guides réalisés par dopage de titane (NAGATA *et al.*, 1998) ou par implantation ionique (TAKAHASHI & KOSHIDA, 1999; ARRAND *et al.*, 1998b). Ces méthodes n'ont pas été considérés ici car lourdes à mettre en oeuvre.

Comme on le voit, de nombreuses méthodes sont envisageables. Dans le cadre de notre problématique, on pourrait commencer par une méthode simple comme la gravure mécanique ou l'anodisation avec un masquage. Les méthodes basées sur la photo-dissolution sont plus complexe à mettre en oeuvre mais permettent d'obtenir des guides enterrés.

Les pertes des guides

On retrouve ici les différentes pertes dans les guides décrites dans le chapitre 3 : les pertes par réflexion aux interfaces (pertes de Fresnel), les pertes par diffusion et les pertes aux interfaces cœur/gaine (dans le cas d'un guide à saut d'indice). Ces différentes pertes sont connues et ont été réduites en infrarouge proche mais, comme pour la fenêtre de transmission, elles ne sont pas connues en infrarouge thermique. Les pertes de propagation mesurées sont de l'ordre de quelques dB en infrarouge proche et certains auteurs ont obtenus des pertes de

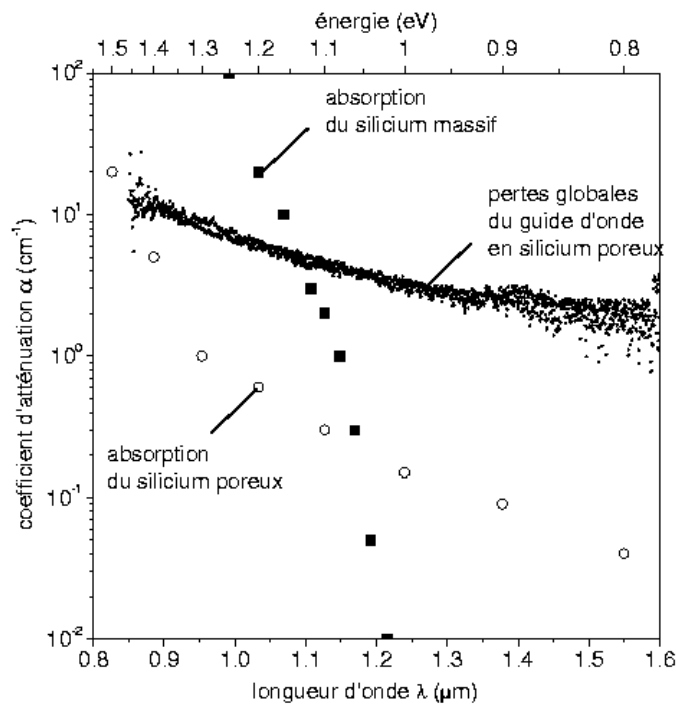


FIG. 5.25 – Pertes du silicium massif, du silicium poreux et d'un guide plan en silicium poreux. Les coefficients du silicium massif (DAUB & WÜRFEL, 1995), ainsi que ceux du silicium poreux sont mesurés par effet mirage (VINCENT *et al.*, 1993). Les pertes des guides d'onde sont mesurées par une mesure de transmission spectrale (Figure extraite de (FERRAND, 2002)).

propagation inférieures à 1 dB/cm en infrarouge proche (VOROZOV *et al.*, 2000; ROSSI *et al.*, 2001).

Les pertes de Fresnel sont relativement faibles par rapport à celles de la majorité des matériaux transparents en infrarouge thermique puisque l'indice du poreux est de l'ordre de 1,8 (à $1,3 \mu\text{m}$). Les pertes par réflexion sur les deux interfaces sont de 16% soit de 0,7 dB.

Les pertes par diffusion (pertes de Rayleigh) sont relativement faibles car le matériau a une structure nanométrique très homogène si le substrat choisi est de type *p* (voir partie 5.4.2). La figure 5.25 donne la contribution aux pertes de l'absorption du silicium poreux. Elles sont inférieures à 0,1 dB/cm pour une longueur d'onde supérieure à $1,3 \mu\text{m}$. On peut s'attendre à obtenir des pertes encore plus faibles à plus grandes longueurs d'onde à cause de leur dépendance inversement proportionnelle à λ^4 .

La figure 5.25 donne les pertes globales d'un guide qui sont supérieures aux pertes par absorption de plus d'un ordre de grandeur. Ces pertes sont de l'ordre de 10 dB/cm à $1,5 \mu\text{m}$. Les pertes par diffusion dues aux rugosités des interfaces sont les sources de pertes les plus importantes. Ces pertes liées à la dimension des défauts décroissent avec la longueur d'onde. Pour diminuer les rugosités, on a intérêt à travailler avec des épaisseurs de couche importantes puisque la rugosité d'interface sature pour des épaisseurs au-delà du micromètre. De plus, cette rugosité diminue avec la température d'anodisation. Une autre solution est de procéder à un

recuit après l'anodisation (CHARRIER *et al.*, 2000; VOROZOV *et al.*, 2000) mais dans notre cas, cela va augmenter fortement les pertes par absorption en infrarouge thermique à cause de la création de silice en surface des pores. Une dernière solution est d'éliminer l'interface en faisant un guide à gradient d'indice par variation régulière de la densité de courant par exemple.

5.4.5 Réalisation de guides

Choix des paramètres technologiques

De nombreux paramètres permettent de jouer sur les conditions de formation du silicium poreux et donc sur ces caractéristiques optiques. On peut dégager quelques choix dans le cadre de notre application.

Le substrat sera plutôt de type p pour sa structure nanoporeuse homogène et parce ce que c'est le substrat le plus couramment utilisé dans la bibliographie. Les substrats de type p^+ ou n^+ pourraient être employés en donnant des rugosités plus faibles. La température d'anodisation sera faible (-35°C) ainsi que la densité de courant ($<16,6\text{ mA/cm}^2$) pour diminuer les rugosités aux interfaces. On privilégiera des couches épaisses et donc des différences d'indice faibles pour diminuer les effets de la rugosité et aussi pour favoriser le couplage à l'injection des guides.

Réalisation des guides

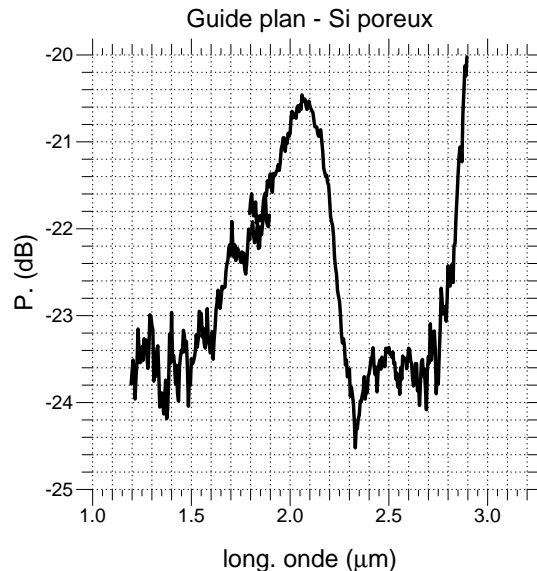


FIG. 5.26 – Transmission spectrale d'un guide plan monomode en silicium poreux. Voir texte pour les détails.

Deux guides plans ont été réalisés en faisant varier les paramètres. Le substrat est de type p ($5-8\Omega\text{cm}$) avec une anodisation à -35°C dans une solution à 35% de HF. Les guides plans sont

de type asymétrique avec de l'air comme superstrat. La couche guidante fait $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur avec une densité de courant de $16,6\ \text{mA}/\text{cm}^2$. Le substrat optique fait $30\ \mu\text{m}$ d'épaisseur avec une densité de courant de $11,1$ et $13,3\ \text{mA}/\text{cm}^2$. Ces paramètres ont été choisis pour obtenir une longueur d'onde de coupure dans le domaine du proche infrarouge.

La figure 5.26 montre la transmission spectrale d'un guide plan mesurée avec les bancs décrits dans le chapitre 4. Cette mesure confirme que le guide plan est monomode au-delà de $2,3\ \mu\text{m}$ de longueur d'onde. La coupure obtenue correspond bien à la coupure bimode / monomode d'après le profil d'indice du guide. La coupure s'étend entre $2,1$ et $2,3\ \mu\text{m}$ à cause de la faible résolution spectrale utilisée (le rapport signal à bruit étant faible, j'ai ouvert les fentes du monochromateur et donc dégradé la résolution spectrale). Des champs proches du guide en injection multimode sont donnés sur la figure 5.27 et prouvent un bon guidage en bandes H et K .

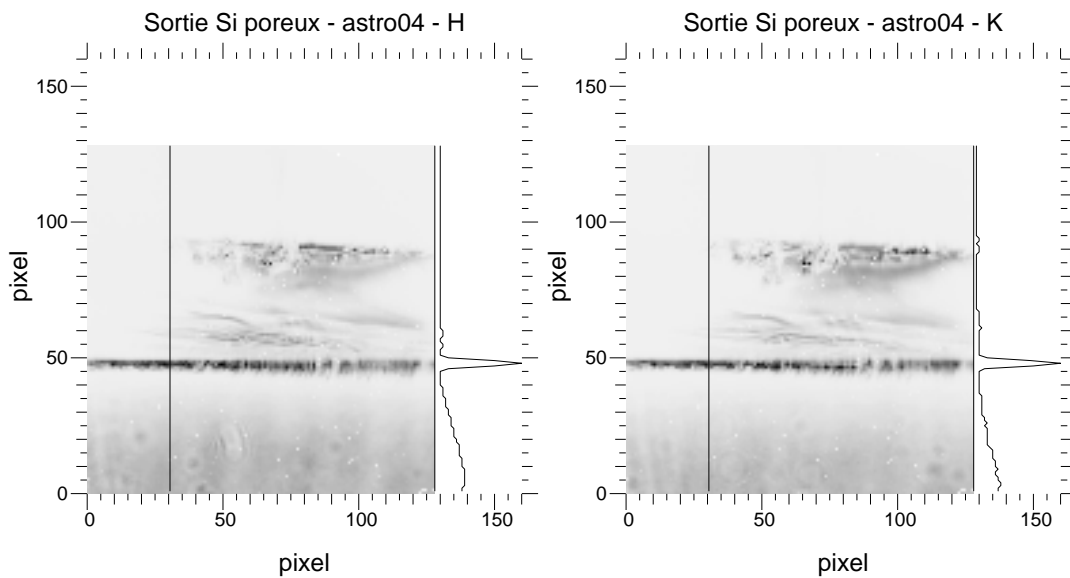


FIG. 5.27 – Champ proche d'un guide plan en silicium poreux en bande H et K avec une injection par fibre optique multimode. L'injection multimode explique le flux diffusé à travers le substrat (au-dessus du flux guidé sur les figures). Une coupe du champ guidé est donné sur la droite des images.

5.4.6 Conclusion sur la technologie silicium poreux

Durant cette étude, j'ai pu vérifier l'utilisation du silicium poreux dans le cadre de la réalisation de guides monomodes en infrarouge thermique. J'ai d'une part menée un travail de réflexion avec l'aide du LSP pour identifier les points durs de cette technologie en y apportant des solutions. D'autre part, j'ai réalisé de premiers guides plans et des mesures de transmission.

Le silicium poreux a deux propriétés très intéressantes dans le cadre de notre application. La possibilité de réaliser des couches épaisses avec des différences d'indice arbitraires permet

d'obtenir des guides peu confinés ce qui favorise le couplage à l'injection. De plus, cette technologie est relativement souple et peu coûteuse à mettre en œuvre avec de nombreux paramètres sur lesquels agir pour optimiser les structures.

Le point critique et peu étudié concerne les pertes de propagation dans l'infrarouge thermique. Ces pertes sont dues à la structure poreuse et aux rugosités des interfaces. Afin de confirmer que le silicium poreux est une solution intéressante, c'est le point sur lequel il faudra travailler. Un autre point inconnu est le comportement en polarisation des guides. Dans certains cas, la structure du poreux est non-homogène ce qui risque d'affecter le comportement des deux polarisations (MIHALCESCU *et al.*, 1997), au même titre que les structures guidantes à base de couches minces.

La technologie silicium poreux est applicable pour réaliser des recombinateur dans la gamme [1-7 μm] et est donc adaptée pour des instruments aux sols fonctionnant dans les bandes *H*, *K* et *L*. L'interférométrie spatiale peut également profiter de cette technologie mais elle est peu adaptée pour un projet comme Darwin puisque la fenêtre de transparence ne couvre qu'une faible portion de la fenêtre requise pour la mission.

5.5 Conclusion

Ces premières réalisations ont permis d'une part d'initier le développement de solutions technologiques et d'autre part de mettre en avant les besoins en matière de caractérisation.

Les technologies à base de **verres de chalcogénure** permettent de réaliser des guides d'onde monomodes sur pratiquement toute la gamme de l'infrarouge thermique. Les guides à saut d'indice réalisés par gravure de couches minces sont plutôt adaptés pour les petites longueurs d'onde de l'infrarouge thermique à cause des limites en épaisseur des couches minces. Les guides réalisés par photo-inscription permettent d'obtenir des guides de gros diamètres et sont donc adaptés pour les plus grandes longueurs d'onde. Pour chacune de ces différentes technologies, j'ai réalisé des guides plans testés en infrarouge proche.

Un **guide plan en SiGe** a été réalisé avec des pertes de propagation de l'ordre de 3 dB/cm et une fenêtre de transparence s'étendant jusqu'à au moins $7\ \mu\text{m}$. Ce résultat est très encourageant mais doit être vérifié car le banc de mesure de pertes par la méthode MIR pose encore plusieurs questions concernant le couplage. Pour confirmer ces mesures et le banc MIR, il est nécessaire de corrélérer ces mesures de pertes sur le même composant avec un autre montage.

Le **silicium poreux** permet de réaliser des guides avec des dimensions et des différences d'indice arbitraires. J'ai réalisé des guides plans monomodes en infrarouge proche. Ses inconvénients sont la fenêtre de transmission limitée [$1\text{-}7\ \mu\text{m}$] et les pertes de propagation qui restent élevées. C'est ce dernier point qu'il faut étudier en priorité pour confirmer l'intérêt de cette technologie. Comme pour le guide en SiGe, il faut procéder à des mesures de perte en infrarouge thermique.

Pour progresser dans le développement de ces technologies de guides d'onde, il est nécessaire de disposer de moyens de caractérisation aux longueurs d'onde où les guides doivent être monomodes. Les critères essentiels qui permettent d'améliorer une technologie de guide d'onde puis de la valider sont les pertes optiques et surtout celles de propagation. La méthode à mettre en œuvre est une méthode de type recoupes successives (chapitre 2).

Il convient donc de dimensionner les guides pour que ceux-ci soient monomodes. Pour des technologies basées sur des couches minces, une mesure de l'indice de réfraction est nécessaire. Nous avons vu qu'une mesure selon la méthode des lignes noires à quelques longueurs d'onde discrètes permet d'assurer un dimensionnement des guides. Les épaisseurs et profils des guides sont mesurés par profilométrie. Pour des technologies avec des profils à gradient d'indice, ce type de dimensionnement n'est plus suffisant et il faut y ajouter une mesure de la longueur d'onde de coupure de coupure, comme expliqué au chapitre 4.

Conclusion & Perspectives

Ce travail de thèse présente les premiers développements d'optique planaire monomode appliquée à l'interférométrie stellaire pour les longueurs d'onde entre 2 et 20 μm . Après avoir fait un bilan de mon travail, je présenterai les développements à mener pour sa poursuite. Je finirai en donnant les perspectives à moyen terme et en particulier comment l'optique planaire monomode pourrait être avantageusement utilisée dans les missions interférométriques Darwin et TPF ainsi que dans les autres interféromètres.

Bilan

Bande K [2-2,4 μm]

J'ai montré que les technologies d'échange d'ions sur verre de silice et de gravure de couches minces de silice, utilisées pour la bande H peuvent être mise en œuvre pour des composants d'optique intégrée monomodes en bande K . Le contraste du recombineur réalisé par échange d'ions sur verre est similaire à celui obtenu en bande H , soit meilleur que 95% (cette valeur étant limitée par le banc de mesure).

Pour la technologie par échange d'ions, les pertes d'un recombineur complet ayant le même dessin mais avec des guides optimisés pour les bandes H et K sont de l'ordre de 35% en bande K et de 43% pour la bande H . Les pertes de propagation sont de 0,5 dB/cm en bande K pour 0,1 dB/cm en bande H . Pour ces mesures, il s'agit de composants dont le dessin n'a pas été complètement optimisé pour réduire les pertes. Ainsi, des pertes de 54% ont été mesurées pour un recombineur complet optimisé pour la bande H .

Pour la technologie de gravure de couches minces de silice, la transmission d'un recombineur complet optimisé pour la bande H est de 16% en bande K (la transmission en bande H étant de 44%). Ces guides sont transparents sur toute la bande K et la transmission peut être améliorée par un redimensionnement des guides pour les rendre monomodes à partir de 2,0 μm et améliorer le confinement du mode fondamental.

Infrarouge thermique

L'augmentation de la longueur d'onde de coupure d'un guide monomode impose soit d'augmenter le diamètre du cœur du guide soit d'augmenter la différence d'indice cœur/gaine. Une grande différence d'indice va donner des guides avec une ouverture numérique élevée, et va

obliger à utiliser des optiques de couplage avec un rapport d'ouverture f/D aussi faible que 1, ce qui représente une difficulté technologique en optique de volume. Technologiquement, il est plus facile de réaliser des guides de petits diamètres de cœur. C'est particulièrement le cas des technologies à base de couches minces pour lesquelles une épaisseur de 10 à 20 μm représente une limite, celle-ci dépendant fortement des matériaux et des méthodes de dépôt. Il va donc être nécessaire de trouver un compromis entre des guides de petits diamètres plus facile à réaliser et des guides de gros diamètres pour faciliter le couplage.

Pour poursuivre l'extension en longueurs d'onde, de nouvelles technologies d'optique intégrée doivent être utilisées et une étude bibliographique suivies de premiers essais de réalisation de guides avec leurs caractérisations m'ont permis d'identifier les technologies suivantes :

- Les **technologies basées sur la gravure de couches minces** permettent, de par leur bon contrôle des dimensions, de réaliser certaines fonctions optiques comme des coupleurs asymétriques. Par contre, elles permettent difficilement de réaliser des guides monomodes pour les plus grandes longueurs d'onde, puisque cela nécessite des guides de diamètre élevé. Les matériaux retenus sont le SiGe pour ces faibles pertes de propagation (connues uniquement en infrarouge proche jusqu'à 1,5 μm) et le couple ZnS/ZnSe pour sa fenêtre de transparence qui couvre l'infrarouge proche et thermique. De plus, le LETI a une bonne maîtrise de leur dépôt en couches minces. Pour la technologie SiGe, un guide plan monomode à partir de 3 μm a été réalisé avec des pertes de propagation mesurées de 3 dB/cm à 5 μm . Ces pertes devraient pouvoir être diminuées puisque des guides avec des pertes inférieures à 1 dB/cm ont été réalisées par d'autres laboratoires.
- Les **technologies à base d'un matériau massif** permettent d'obtenir des guides avec de faibles pertes de propagation grâce à leur profil à gradient d'indice. Ce profil d'indice permet également de réaliser des fonctions avec de faibles pertes en excès comme la jonction Y. Les matériaux utilisables sont les verres de chalcogénure, les verres d'halogénure et les combinaisons de ces deux types de verre. Ceux-ci permettent de couvrir toute la fenêtre de l'infrarouge thermique. Les verres de chalcogénure ont des propriétés photo-induites, avec en particulier la possibilité de changer localement l'indice de réfraction sous l'action de la lumière, ce qui a permis de graver de premières structures dans des verres d'As₂S₃. Il est à noter que ces verres peuvent aussi être déposés en couches minces puis gravés, ce qui permet d'y associer les avantages cités plus haut. Cette dernière méthode a été mise en œuvre avec succès par le LPMC.
- Le **silicium poreux** est une technologie associant des caractéristiques des deux méthodes précédentes. Basée sur le travail d'un substrat de silicium, elle permet de réaliser des guides avec un cœur de grande dimension et avec des différences d'indice cœur/gaine arbitraires. Différentes méthodes dont celles issues du milieu de la micro-électronique, permettent de graver des structures soit en contrôlant les dimensions soit en obtenant des guides à gradient d'indice. Le silicium poreux est transparent entre 1 et 7 μm . Avec cette méthode, j'ai réalisé des guides plans monomodes en infrarouge proche. Les pertes de propagation en infrarouge thermique, qui pourraient être élevées, représentent l'in-

connue de cette technologie.

- La **technologie des guides creux métalliques** reste une solution attractive, après avoir été écartée à cause des pertes de propagation très élevées. Elle permet un filtrage spatial très efficace sur des distances bien plus courtes que les distances de propagation dans des guides à saut d'indice ce qui réduit d'autant les pertes de propagation. Potentiellement, cette technologie permet de couvrir l'ensemble de l'infrarouge thermique et une étude approfondie doit être menée pour déterminer leurs pertes de propagation puis pour les mesurer.

Afin de caractériser ces différentes technologies et de les valider pour l'infrarouge thermique, la démarche générale est de dimensionner puis de réaliser des guides monomodes pour en mesurer les pertes de propagation. Les méthodes de mesure mises en œuvre en bande K ont permis de se familiariser avec les contraintes de mesure en infrarouge thermique. Comme pour les mesures sur les guides en bande K , ce sont ces mesures de perte qui permettent de valider une technologie de guide d'onde puis de l'améliorer. Afin de fixer les idées sur des valeurs de pertes de propagation, il faut noter que les pertes de propagation les plus faibles pour les technologies à base de silice sont de 0,1 dB/cm. Pour n'importe quelle technologie, des pertes de propagation de 10 dB/cm sont trop élevées pour être utilisable (à titre de comparaison, les pertes d'un guide de 2 cm de long avec des pertes de 10 dB/cm seraient équivalentes à celles obtenues pour 200 réflexions sur des miroirs avec un coefficient de réflexion de 98%). Des pertes de 1 dB/cm ou inférieures permettent de considérer la technologie comme valable. Ces valeurs ne sont pas applicables pour la technologie guides creux pour les raisons données plus haut.

Le domaine de longueurs d'onde sur lequel il y a guidage du mode fondamental peut être déterminé par le calcul à condition de bien connaître la structure du guide (dimensions et profil d'indice). En théorie, un guide d'onde propage toujours son mode fondamental au-delà de la longueur d'onde de coupure du deuxième mode (sauf pour un guide plan asymétrique). En pratique, le mode fondamental n'est plus guidé au-delà d'une certaine longueur d'onde à cause de la structure de la gaine ou à cause des asymétries du guide. Pour certaines technologies comme celles produisant des guides à gradient d'indice, la détermination de ces longueurs d'onde de coupure est délicate car le profil d'indice est mal connu. Il faut donc avoir recours à une mesure et j'ai utilisé une méthode basée sur l'excitation du guide par une source large bande et multimode. Une analyse spectrale de la lumière en sortie du guide permet de déterminer le domaine de longueurs d'onde sur lequel le guidage monomode est effectif. J'ai mis en œuvre des bancs de caractérisation permettant des mesures jusqu'à $3,2 \mu\text{m}$ en montrant l'intérêt de la méthode sur différents types de guides.

Travail à court terme

Les éléments précédents m'ont permis de participer à la réponse à un appel d'offre lancé par l'ESA pour la réalisation d'un recombineur à deux entrées fonctionnant dans la gamme [4-20 μm] pour la mission Darwin. Cet appel d'offre a été remporté par le groupement IMEP, LETI, LAOG et Alcatel Space. L'objectif à court terme est donc de poursuivre ces premiers développements en réalisant des guides droits monomodes en infrarouge thermique. A moyen terme, il va s'agir de réaliser un recombineur complet.

Démarche de développement

Les différentes technologies retenues sont les technologies à base de verres de chalcogénure, les guides creux et les guides en ZnS/ZnSe. Les autres technologies ayant été éliminées essentiellement à cause de leur fenêtre de transparence trop limitée. Afin de valider ces choix, il faut réaliser des guides monomodes en infrarouge thermique. Pour les guides à saut ou à gradient d'indice, ce dimensionnement n'est possible qu'en connaissant l'indice de réfraction des matériaux avec une précision de l'ordre de 10^{-4} . La méthode préconisée est une méthode de type lignes noires. Pour la technologie des guides creux, c'est le coefficient d'absorption des couches métalliques qui est le paramètre permettant de dimensionner les guides en trouvant le compromis entre pertes de propagation et efficacité de filtrage modal. La mesure du coefficient d'absorption se fait par une méthode de photo-déflexion thermique appelée encore effet mirage (VINCENT *et al.*, 1993, pour plus de détails). Après avoir dimensionné et réalisé des guides, il faut déterminer leur longueurs d'onde de coupure par une mesure de transmission spectrale de guide.

Les mesures de pertes permettent d'identifier les principales sources de pertes puis de modifier les paramètres technologiques pour réduire ces pertes. Les mesures de pertes peuvent se faire selon deux méthodes complémentaires quant aux contraintes de mise en œuvre et aux informations apportées. La mesure de pertes pour différentes longueurs de propagation est la seule suffisamment fiable pour déterminer les pertes de propagation avec l'inconvénient d'être destructive. La méthode par imagerie est plus délicate dans l'interprétation des mesures mais à l'avantage d'être non-destructive.

Moyens de mesure nécessaires

Dans un premier temps, les mesures d'indice de réfraction, de coefficient d'absorption et de pertes de propagation peuvent être réalisées à une seule longueur d'onde dans la gamme [4-20 μm] à condition d'être capable de vérifier que les guides obtenus sont transparents aux autres longueurs d'onde. Cette méthode permet de réduire les difficultés de mesure en infrarouge thermique en utilisant des bancs de mesure mono-longueur d'onde avec un bon rapport signal à bruit. L'utilisation d'un laser à 10,6 μm permet de disposer "facilement" de suffisamment de flux pour être au-dessus de l'émission thermique du fond. Si besoin, ces premières caractérisations peuvent être suivies de mesures à d'autres longueurs d'onde fournies par des

diodes lasers. Des mesures de champ proche sur des guides droits à ces mêmes longueurs d'onde permettent d'apporter des informations sur le profil des guides et sur leurs ouvertures numériques. Les différentes mesures nécessaires sont regroupées ici :

TAB. 5.2 – Bilan des moyens de caractérisation nécessaires

Paramètres	Méthode
Indice de réfraction des matériaux	Lignes noires
Coefficient d'absorption des couches métalliques	Photo-déflexion thermique
Pertes de propagation, fonctionnelles et en excès	Recoupe successive et/ou mesures de flux
Ouverture numérique et profil du mode fondamental	Imagerie du champ proche
Longueurs d'onde de coupure monomodes	Transmission spectrale de guide
Fenêtre de transparence	Transmission spectrale des matériaux

Un recombineur en optique intégrée pour Darwin

La suite de ces développements technologiques est la réalisation d'un recombineur à deux entrées puis la réalisation des différentes fonctions nécessaires au recombineur de la mission Darwin.

L'intérêt majeur dans l'utilisation de l'optique intégrée est le **filtrage modal** qui permet de relâcher les contraintes sur la forme des fronts d'onde et donc de réduire les spécifications sur la qualité des optiques et sur la précision de contrôle de l'interféromètre. L'optique intégrée peut être avantageusement utilisée pour assurer des **fonctions évoluées** sous un volume réduit et thermiquement stable. La réalisation d'un recombineur ne pose pas de problèmes majeurs lorsque l'on dispose de la technologie pour faire des guides droits monomodes.

Le domaine spectral [6-18 μm] oblige à avoir recours de deux à trois technologies, aucune de celles identifiées ne couvrant l'intégralité de la gamme. Cette solution apparaît nécessaire quelque soit la solution de recombinaison adoptée : optique de volume, fibre optique ou optique intégrée. Cependant, la recombinaison en optique intégrée à plus de deux télescopes dans une gamme spectrale très large pose deux défis à résoudre : le dessin du système d'injection et la réalisation des fonctions du mode frange noire en bande large.

Pour s'affranchir des limites des fibres optiques monomodes (disponibilité en infrarouge thermique et dispersion chromatique), il vaut mieux préférer une injection directe dans le composant avec des optiques de volume ce qui est relativement simple, pour un système à deux voies, avec des paraboles hors axes. Pour le **passage à 6 voies**, l'injection devient plus complexe à réaliser, la solution actuellement retenue étant illustrée sur la figure 5.28. Une autre possibilité est l'utilisation de microlentilles en bout de guide, ce qui pourrait de plus

accroître la compacité et la stabilité mécanique de l'ensemble.

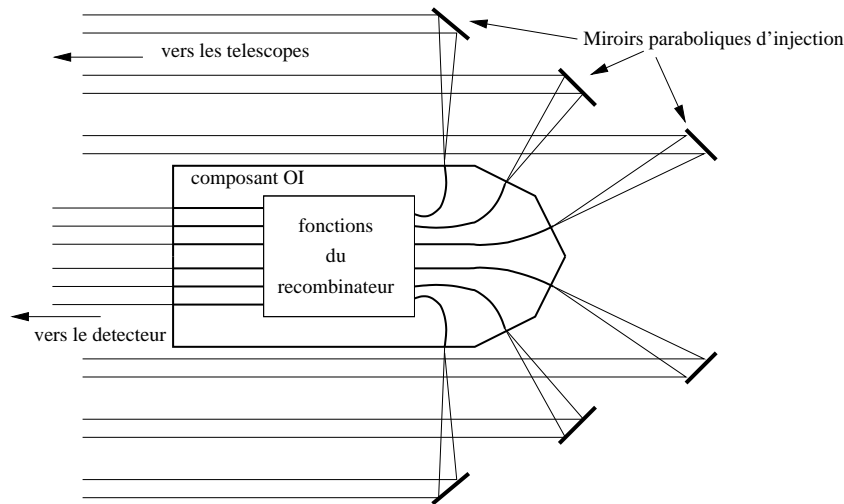


FIG. 5.28 – Dessin du système d'injection d'un recombineur à 6 voies

Certaines **fonctions du mode frange noire**, en particulier la fonction déphasage de π achromatique, n'ont pas été réalisées en optique intégrée et nécessitent un travail de réflexion actuellement en cours à l'IMEP. En fait, la véritable difficulté n'est pas le dessin de ces fonctions optiques mais le fait qu'elles doivent fonctionner sur une large bande spectrale (soit un tiers à un quart de la bande spectrale). Une solution serait de multiplier le nombre de sous-bande, par exemple d'en avoir autant que de canaux nécessaires à l'étude spectroscopique (soit 25 canaux). Cette solution relâche toutes les contraintes chromatiques en facilitant le couplage à l'injection, le confinement du mode fondamental et la conception des fonctions optiques puisque la bande spectrale de fonctionnement de chaque guide serait alors de 500 nm de largeur.

Si la compacité de l'optique intégrée permet d'envisager une telle solution, cela multiplie les systèmes d'injection. Deux solutions sont envisageables : l'une basée sur l'optique de volume avec un réseau de diffraction et l'autre basée sur l'utilisation d'un extracteur de longueurs d'onde en optique intégrée. Pour cette deuxième solution, il faut éviter les problèmes de chromatisme lors du couplage à l'injection dans des guides monomodes en utilisant un guide multimode dont le couplage est beaucoup moins chromatique. L'utilisation de structures multimodes est déjà en cours d'étude à l'IMEP avec la réalisation d'un extracteur de longueurs d'onde dont l'objectif est de séparer deux bandes spectrales (GHIBAUDO, 2003). De même, les principes d'une structure MMI, MultiMode Interferometer, pourraient être utilisés dans ce cadre (ROOMS, 2003).

Recombinaison pour l'interférométrie infrarouge

Interférométrie directe en infrarouge

Plusieurs projets d'interféromètre stellaire en infrarouge thermique (APrès-MIDI, OHANA, GENIE, ALIRA) projettent d'utiliser de l'optique monomode - fibres optiques ou guides d'onde - pour filtrer modalement, transporter des faisceaux et/ou assurer des fonctions dont la recombinaison interférométrique et la calibration photométrique. Les différentes technologies que j'ai retenues pour la mission Darwin sont également utilisables pour ces projets.

Un recombinateur en optique intégrée est, de part sa compacité et sa structure homogène, plus stable en température qu'un recombinateur en optique de volume. La contribution du recombinateur aux variations de l'émission thermique du fond pourraient donc être plus faible en ne nécessitant pas de refroidissement cryogénique à 77 ° K. Une étude serait à mener dans ce sens tout en utilisant l'expérience qui va être acquise sur MIDI dans ce domaine.

Interférométrie hétérodyne

Nous avons vu que l'un des avantages de l'interférométrie hétérodyne est sa capacité de filtrage modal (Partie 1.2). L'optique intégrée pourrait permettre de réaliser plusieurs fonctions d'une détection hétérodyne :

- Filtrage modal du faisceau de l'oscillateur local,
- Superposition du faisceau de référence et du faisceau stellaire,
- Conversion de fréquence.

Ces fonctions pourraient être réalisées avec une technologie basée sur les verres de chalcogénure pour leur transparence en infrarouge thermique et pour la possibilité de doper ces verres pour en faire des matériaux actifs et effectuer la conversion de fréquence. Cela mériterait une étude pour en vérifier la faisabilité et les possibilités.

Publications personnelles

Ce travail a donné lieu aux publications suivantes :

Revue internationale à comité de lecture

- **Laurent, E.**, Perraut, K., Benech, P., Berger, J. P., Gluck, S., Haguenauer, P., Kern, P., Malbet, F. et Schanen, I., Integrated optics for astronomical interferometry. V. Extension to the K band. *Astronomy & Astrophysics*, **390**, (2002), pp. 1171-1176.

Actes de congrès internationaux

- **Laurent, E.**, Schanen, I., Malbet, F., Taillades, G., Infrared waveguides for interferometry applications, *Proc. SPIE Vol. 4006, (2000), p. 1090-1101, Interferometry in Optical Astronomy, Eds. : Pierre J. Lena ; Andreas Quirrenbach.*
- **Laurent, E.**, Kern, P., Schanen, I., Pradel, A., Aggad, A., Single-mode waveguides in thermal infrared wavelengths for spatial interferometry, *Proceedings ICSO'00, , 4th International Conference on Space Optics, Toulouse, 5-7 December 2000.*
- **Laurent, E.**, Kern, P., Schanen, I., Perraut, K., Haguenauer, P., Berger, J.-P., Malbet, F., Berruyer, P., Integrated Optics components for astronomical interferometry in the K band, *SF2A-2001 : Semaine de l'Astrophysique Française, meeting held in Lyon, France, May 28-June 1st, 2001, Eds. : F. Combes, D. Barret, F. Thévenin, EdP-Sciences, Conference Series*, pp. 613.
- Haguenauer, P., Kern, P., Perraut, K., Berger, J.-P., Malbet, F., **Laurent, E.**, Planar integrated optics for astronomical interferometry *SF2A-2001 : Semaine de l'Astrophysique Française, meeting held in Lyon, France, May 28-June 1st, 2001, Eds. : F. Combes, D. Barret, F. Thévenin, EdP-Sciences, Conference Series*, pp. 473.
- Haguenauer, P., Schanen, I., Kern, P., Barillot, M., **Laurent, E.**, Perraut, K., Berger, J.-P., Malbet, F., Integrated Optics and astronomical Instrumentation, *ESA/ESO workshop on the Ground based European Nulling Interferometry Experiment (GENIE), Leiden (NL), 2002.*

- **Laurent, E.**, Single-mode planar optics for 4-20 micrometers wavelengths astronomical interferometry, *SF2A-2002 : Semaine de l'Astrophysique Francaise, meeting held in Paris, France, June 24-29, 2002*, Eds. : F. Combes and D. Barret, *EdP-Sciences (Editions de Physique), Conference Series*

- **Laurent, E.**, Kern, P., Schanen, I., Balan, V., Vigreux, C., Pradel, A., Setzu, S., Ferrand, P., Romestain, R., Perraut, K., Benech, P., Single-mode planar optics for thermal infrared wavelengths astronomical interferometry, *Proc. SPIE Vol. 4838, (2002), Interferometry in Optical Astronomy*.

Actes de journées d'étude nationales

- **Laurent, E.**, Kern, P., Schanen, I., Extension aux grandes longueurs d'onde de l'optique planaire pour l'interférométrie spatiale *Journée nanosciences, Grenoble, 1er février 2002*.

- **Laurent, E.**, Kern, P., Schanen, I., Extension aux grandes longueurs d'onde de l'optique planaire pour l'interférométrie spatiale *Journée MicroPhotonique, Grenoble, 12 juin 2002*.

Rapport technique

- Perraut, K. and **Laurent, E.**, Rapport technique AMBER, AMB-IGR-015, Attenuation of a silica single-mode fiber in the atmospheric K band, LAOG, 2000.

Bibliographie

- ABE, L. , VAKILI, F. ET BOCCALETTI, A. 2001, The achromatic phase knife coronagraph, *Astron. & Astrophys.* **374**, 1161.
- ABSIL, O. 2001, Nulling interferometry with IRSI-Darwin : detection and characterization of earth-like exoplanets, Rap. tech., Université de Liège - Faculté des Sciences Appliquées.
- AGGAD, A. 2000, Rapport de stage de DEA. Réalisation et développement de guides monomodes à base de verres chalcogénures pour l'optique intégrée dans le domaine du moyen et lointain IR, Rap. tech., DEA Matériaux de l'Université de Montpellier II.
- AGRAWAL, G. 1997, *Fiber-optic communication systems*, Wiley-interscience.
- ANDRIANOV, S. N. , ZALILOVA, N. E. , MAKEEVA, E. V. , MIRUMYAMTS, S. O. *et al.* 1993, Ion-exchange method of forming waveguides in glasses for the IR region., *Sov. J. Opt. Technol.* **60**, 9, 629.
- ARRAND, H. F. , BENSON, T. M. , LONI, A. , ARENS-FISCHER, R. *et al.* 1998a, Novel liquid sensor based on porous silicon optical waveguides, *IEEE Photonics Technology Letters* **10**, 10, 1467.
- ARRAND, H. F. , BENSON, T. M. , SEWELL, P. , LONI, A. *et al.* 1998b, The application of porous silicon to optical waveguiding technology, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **4**, 6, 975.
- ARTJUSHENKO, S. , IONOV, V. , KALAJDIAN, K. I. , KRYUKOV, A. P. *et al.* 1995, Infrared fibers : power delivery and medical applications, dans *Proc. SPIE*, vol. 2396, pp. 25–36.
- ARTJUSHENKO, V. G. , BUTVINA, L. N. , VOJTSEKHOVSKY, V. V. , DIANOV, E. M. *et al.* 1986, Mechanisms of optical losses in polycrystalline KRS-5 fibers, *Journal of Lightwave Technology* **4**, 461.
- ASSUS, P. , CHOPLIN, H. , CORTEGGIANI, J. P. , CUOT, E. *et al.* 1979, The CERGA infrared interferometer, *Journal of Optics* **10**, 345.
- AZEMA, A. , BOTINEAU, J. ET BROSSAT, T. 1986, New IR optical waveguides., dans *Integrated Optical Circuit Engineering III, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers*, vol. 651, pp. 282–287.
- AZEMA, A. , GAUCHEREL, P. , ROUSTAN, J. C. , GRANGER, R. *et al.* 1990, First design and characterization of HgZnTe optical waveguides, *Journal of Applied Physics* **68**, 6029.

- BAGLIN, A. , AUVERGNE, M. , CATALA, C. , MICHEL, E. *et al.* 2002, The COROT Mission and its Seismology Programme (invited paper), dans *ASP Conf. Ser. 259 : IAU Colloq. 185 : Radial and Nonradial Pulsations as Probes of Stellar Physics*, p. 626.
- BALAN, V. , VIGREUX, C. , PRADEL, A. , LLOBERA, A. *et al.* 2002, Chalcogenide glass based opto-chemical sensor, dans *Proc. XIIIth ISNOG*, pp. 704–707.
- BALAN, V. , VIGREUX, C. , PRADEL, A. , LLOBERA, A. *et al.* 2003, Chalcogenide glass based ARROW waveguide, *J. Non-Cryst. Solids* -.
- BARILLOT, M. 2002, MAI2 ground nulling interferometer, dans *ESA/ESO workshop on the ground based European Nulling Interferometry Experiment (GENIE)*, Leiden (NL).
- BAUDOZ, P. , RABBIA, Y. , GAY, J. , BURG, R. *et al.* 2000a, Achromatic interfero coronagraphy. II. Effective performance on the sky, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **145**, 341.
- BAUDOZ, P. , RABBIA, Y. , GAY, J. , BURG, R. *et al.* 2000b, Achromatic interfero coronagraphy. II. Effective performance on the sky, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **145**, 341.
- BEICHMAN, C. A. 1998, Terrestrial Planet Finder : the search for life-bearing planets around other stars, dans *Proc. SPIE*, vol. 3350, pp. 719–723.
- BELLIN, S. 2002, Du silicium à moitié prix, *Le Journal du CNRS* **151-152**, 13.
- BENECKE, W. ET SPLINTER, A. 2001, MEMS applications of porous silicon, dans *Proc. SPIE*, vol. 4592, pp. 76–87.
- BERGER, J. P. 1998, *Interférométrie et formation stellaire. Perspectives pour une instrumentation en optique intégrée.*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble.
- BERGER, J. P. , BENECH, P. , SCHANEN, I. , MAURY, G. *et al.* 2000, Combining up to eight telescope beams in a single chip, dans *Proc. SPIE*, vol. 4006, pp. 986–995.
- BERGER, J. P. , HAGUENAUER, P. , KERN, P. , MALBET, F. *et al.* 2002, First results from the IONIC three beam combiner at IOTA, dans *Proc. SPIE*, vol. 4838.
- BERGER, J. P. , HAGUENAUER, P. , KERN, P. , PERRAUT, K. *et al.* 2001a, Integrated optics : first measurements of stars., *American Astronomical Society Meeting* **198**, .
- BERGER, J. P. , HAGUENAUER, P. , KERN, P. , PERRAUT, K. *et al.* 2001b, Integrated optics for astronomical interferometry. IV. First measurements of stars, *Astron. & Astrophys.* **376**, L31.
- BERGER, J. P. , PERRAUT, K. , KERN, P. , MALBET, F. *et al.* 1999, Integrated optics for astronomical interferometry. II. First laboratory white-light interferograms, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **139**, 173.
- BERTHET, M. , KERN, P. , PUGET, P. ET MALBET, F. 1997, Coupling optical fibers with detector matrices, dans *Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, p. 287.
- BIRKS, T. A. , KNIGHT, J. C. ET RUSSELL, P. S. J. 1997, Endlessly single-mode photonic crystal fiber, *Optics Letters* **22**, 961.

- BOEV, B. , MITKOVA, M. , NIKOLOVA, L. , TODOROV, T. *et al.* 2000, Photoinduced changes in the optical constants of Ge-Se-AgI thin films, *Optical Materials* **13**, 389.
- BORDÉ, P. , PERRIN, G. ET AUTRES 2002, 10 μm wavefront spatial filtering : first results with chalcogenide fibers, dans *Proc. SPIE*, vol. 4838.
- BORN, M. ET WOLF, E. 1999, *Principles of optics*, Cambridge University Press.
- BRACEWELL, R. N. 1978, Detecting nonsolar planets by spinning infrared interferometer, *Nature* **274**, 780.
- BROQUIN, J.-E. 1997, *Etude de guides d'ondes dopés terres rares en optique intégrée sur verre en vue de réaliser un amplificateur optique.*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- BROQUIN, J. E. 2001, Ion-exchanged integrated devices, dans *Proc. SPIE*, vol. 4277, pp. 105–117.
- BROQUIN, J. E. , RIMET, R. , JOSSE, E. , LUCAS, J. *et al.* 1997, Realization and characterization of optical waveguides on fluoride glass substrate, dans *Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, p. 79.
- BROSSAT, T. , AZEMA, A. , BOTINEAU, J. ET RAYMOND, F. 1986, High band gap HgCdTe optical waveguides designed for 10.6 microns, dans *Recent developments in materials and detectors for the infrared*, vol. 588, pp. 111–115.
- BURKE, B. F. 1986, Detection of planetary systems and the search for evidence of life, *Nature* **322**, 340.
- CANHAM, L. T. 1990, Silicon quantum wire array fabrication by electrochemical and chemical dissolution of wafers, *Applied Physics Letters* **57**, 1046.
- CASSAGNE, D. 1998, Matériaux à bandes interdites photoniques, *Annales de Physique* **23**, 4, 1.
- CHAGNON, G. , MENNESSON, B. , PERRIN, G. , COUDE DU FORESTO, V. *et al.* 2002, L'-band interferometric observations of evolved stars., *Astronomical Journal* **124**, 2821.
- CHANG, M. S. , CHANG, W. S. C. , SOPORI, B. L. , VANN, H. R. *et al.* 1975, GaAs optical waveguide structures at 10.6 micrometers wavelength, *Applied Optics* **14**, 1572.
- CHARRIER, J. , LUPI, C. , HAJI, L. ET BOISROBERT, C. 2000, Optical study of porous silicon buried waveguides fabricated from p-type silicon, *Materials Science in Semiconductor Processing* **3**, 5-6, 357.
- CHARTIER, G. 1997, *Manuel d'optique*, Hermes.
- CHEO, P. K. , BERAK, J. M. , OSHINKY, W. ET SWINDAL, J. L. 1973, Optical waveguide structures for CO₂ lasers., *Applied Optics* **12**, 500.
- CLAUSS, G. ET PERSEGOL, D. 1997, Realisation of an optical concentrator. Application to the adaptation between a set of fiber and a photodetector array, dans *Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, pp. 283–+.

- COCORULLO, G. , DELLA CORTE, F. G. , IODICE, M. , POLICHETTI, T. *et al.* 2001, Low Loss All-Silicon Single Mode Optical Waveguide with Small Cross-Section., *Fiber & Integrated Optics* **20**, 207.
- COLAVITA, M. M. , WALLACE, J. K. , HINES, B. E. , GURSEL, Y. *et al.* 1999, The Palomar Testbed Interferometer, *Astrophysical Journal* **510**, 505.
- COLAVITA, M. M. ET WIZINOWICH, P. L. 2000, Keck Interferometer : progress report, dans *Proc. SPIE*, vol. 4006, pp. 310–320.
- COUDÉ DU FORESTO, V. 1994, *Interférométrie astronomique infrarouge par optique guidée monomode.*, Thèse de doctorat, Université de Paris VII - Denis Diderot.
- COUDE DU FORESTO, V. , PERRIN, G. , RUILIER, C. , MENNESSON, B. P. *et al.* 1998, FLUOR fibered instrument at the IOTA interferometer, dans *Proc. SPIE*, vol. 3350, pp. 856–863.
- COUDÉ DU FORESTO, V. ET RIDGWAY, S. 1992, FLUOR : a stellar interferometre using single-mode infrared fibers, dans *High-Resolution Imaging by Interferometry II, ESO Proc. Vol. 39*, pp. 731–740.
- COUDE DU FORESTO, V. , RIDGWAY, S. ET MARIOTTI, J.-M. 1997, Deriving object visibilities from interferograms obtained with a fiber stellar interferometer, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **121**, 379.
- COUDÉ DU FORESTO, V. , SCHNEIDER, J.-L. , PIERRE, P. ET PERRIN, G. 2002, ALIRA : the Atacama large infrared array, dans *Proc. SPIE*, vol. 4838.
- CREECH-EAKMAN, M. J. 2002, Nulling Interferometry, dans *Michelson Interferometry Summer School*.
- DAIGNE, G. 2002, PRIMA prospective, dans *SF2A-2002 : Semaine de l'Astrophysique Française*.
- DAUB, E. ET WÜRFEL, P. 1995, Ultralow values of the absorption coefficient of Si obtained from luminescence, *Physical Review Letters* **74**, 6, 1020.
- DAVIS, K. M. , MIURA, K. , SUGIMOTO, N. ET HIRAO, K. 1996, Writing waveguides in glass with a femtosecond laser, *Optics Letters* **21**, 1729.
- DEKEL, B. , BARKAY, Z. ET KATZIR, A. 2001, The study of waveguides made by diffusion of Br into AgCl substrates and the transmission of mid-IR radiation through these waveguides, *Optics Communications* **199**, 383.
- DEKEL, B. ET KATZIR, A. 2002, Mid-Infrared Diffused Planar Waveguides Made of Silver Halide Chloro-Bromide, *Applied Optics* **41**, 3622.
- DEVYATIKH, G. G. ET AL. 1980, Material dispersion and rayleigh scattering in glass-forming germanium dioxide. Prospective material for optical waveguides with low losses., *Quantum electronics URSS* **7**, 1563.

- DI BIN, P. , PAGNOUX, D. , SIMOS, C. , FAUGERAS, P. *et al.* 1997, Technique for measurement of fibre cutoff wavelengths by selective modal excitation, *Electronics Letters* **33**, 416.
- DIANOV, E. M. 1982, International Conference on IR optical waveguides., *Quantum electronics URSS* **9**, 2109.
- DROUET D'AUBIGNY, C. Y. , WALKER, C. K. ET JONES, B. D. 2000, Laser micromachining of terahertz systems, dans *Proc. SPIE*, vol. 4015, pp. 584–588.
- DROUET D'AUBIGNY, C. Y. , WALKER, C. K. ET JONES, B. D. 2001, Laser microchemical etching of waveguides and quasi-optical components, dans *Proc. SPIE*, vol. 4557, pp. 101–110.
- DYCK, H. M. , VAN BELLE, G. T. ET THOMPSON, R. R. 1998, Radii and Effective Temperatures for K and M Giants and Supergiants. II., *Astronomical Journal* **116**, 981.
- EL-SABBAN, S. 2001, *T-magique en optique intégrée : Application à l'interférométrie stellaire*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- ESA (éditeur) 1999, *DARWIN and ASTRONOMY : The Infrared Space Interferometer*, Stockholm.
- ESA (éditeur) 2001, *1st Eddington Workshop : Stellar-structure and habitable planet finding*, Córdoba (Spain).
- ESA/ESO (éditeur) 2002, *GENIE Workshop*, Leiden.
- FALLAHI, M. , NORDSTROM, R. J. et TODD, T. R. (éditeurs) 1999, *Electro-Optic, Integrated Optic, and Electronic Technologies for Online Chemical Process Monitoring*, vol. 3537.
- FEAUTRIER, P. , GEOFFRAY, H. , PETMEZAKIS, P. , MONIN, J. *et al.* 1994, 1 to 5 micrometers imaging detector for the ADONIS adaptive optics system, dans *Proc. SPIE*, vol. 2268, pp. 386–397.
- FERRAND, P. 2001, *Structures guidantes à bande interdite photonique à base de silicium poreux.*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble.
- FERRAND, P. 2002, Le silicium nanoporeux : microstructuration diélectrique et application aux structures photoniques avancées, *Annales de Physique* **27**, 1.
- FERRAND, P. , ROMESTAIN, R. ET VIAL, J. C. 2001, Photonic band-gap properties of a porous silicon periodic planar waveguide, *Physical Review B* **63**, 115106.
- FERRANDO, A. , SILVESTRE, E. , MIRET, J. J. ET ANDRÉS, P. 2000, Nearly zero ultra flattened dispersion in photonic crystal fibers, *Optics Letters* **25**, 790.
- FICK, J. , NICOLAS, B. , RIVERO, C. , ELSHOT, K. *et al.* 2002, Thermally activated silver diffusion in chalcogenide thin films, *Thin solid films* **418**, 215.
- FROEHLI, C. 1982, Coherence and Interferometry Through Optical Fibers, dans *Scientific Importance of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths*, pp. 285+.

- FRUMAR, M. , VICEK, M. , CERNOSEK, Z. , POLAK, Z. *et al.* 1997, Photoinduced changes of the structure and physical properties of amorphous chalcogenides, *Journal-of-Non-Crystalline-Solids*. **213-214**, 215.
- FUCHS, A. ET FICK, J. 2002, Fabrication de réseaux optiques par photo-dopage dans des couches minces de chalcogénure, dans *JNOG, Dijon, France*.
- GALSTYAN, T. V. , VIENS, J. F. , VILLENEUVE, A. , RICHARDSON, K. A. *et al.* 1997, Photoinduced self-developing relief gratings in thin film chalcogenide As₂S₃ glasses, *J. Light-wave Technol.* **15**, 1343.
- GÉRARD, P. 1994, *Méthode modale généralisée pour l'étude de dispositifs d'optique intégrée. Application : filtre microondes par voie optique.*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- GHATAK, A. ET THYAGARAJAN, K. 1998, *Introduction to fiber optics*, Cambridge University Press.
- GHIBAUDO, E. 2003, *en cours*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- GIBSON, D. J. ET HARRINGTON, J. A. 1999, Transmission properties of hollow glass waveguides, dans *Proc. SPIE*, vol. 3849, pp. 143–148.
- GLINDEMANN, A. , ABUTER, R. , CARBOGNANI, F. , DELPLANCKE, F. *et al.* 2000, The VLT Interferometer : a unique instrument for high-resolution astronomy, dans *Proc. SPIE*, vol. 4006, pp. 2–12.
- GLUCK, S. 2001, Rapport de fin d'étude : Optimisation d'un interféromètre à 3 entrées en optique intégrée pour IONIC., Rap. tech., LETI/CEA Grenoble, LAOG/UJF.
- GRÜNING, U. , LEHMANN, V. ET ENGELHARDT, C. M. 1995, Two-dimensional infrared photonic band gap structure based on porous silicon, *Applied Physics Letters* **66**, 24, 3254.
- GUESSOUS, A. , PAPET, P. , SARRADIN, J. ET RIBES, M. 1995, -, *Sensors and Actuators B (Chemical)* **B24-25**, 296.
- GUYON, O. , RODDIER, C. , GRAVES, J. E. , RODDIER, F. *et al.* 1999, The Nulling Stellar Coronagraph : Laboratory Tests and Performance Evaluation, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **111**, 1321.
- HAGUENAUER, P. 2001, *Qualification de IONIC, instrument de recombinaison interférométrique basé sur des composants d'optique planaire dédié à l'astronomie.*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble.
- HAGUENAUER, P. , BERGER, J. , PERRAUT, K. , KERN, P. *et al.* 2000, Integrated Optics for Astronomical Interferometry. III. Optical Validation of a Planar Optics Two-Telescope Beam Combiner, *Applied Optics* **39**, 2130.
- HAGUENAUER, P. , SCHANEN-DUPORT, I. , KERN, P. , BARILLOT, M. *et al.* 2002, Integrated Optics and astronomical Instrumentation, dans *ESA/ESO workshop on the Ground based European Nulling Interferometry Experiment (GENIE)*, Leiden (NL).

- HALE, D. D. S. , BESTER, M. , DANCHI, W. C. , FITELSON, W. *et al.* 2000, The Berkeley Infrared Spatial Interferometer : A Heterodyne Stellar Interferometer for the Mid-Infrared, *Astrophysical Journal* **537**, 998.
- HANS, H. et NEUROTH, N. (éditeurs) 1995, *The properties of optical glass*, Springer.
- HARRINGTON, J. A. 2000a, A review of IR transmitting hollow waveguides, *Fiber and Integrated Optics* **19**, 211.
- HARRINGTON, J. A. 2000b, Infrared fiber optics, dans *Handbook of Optics*, vol. 3, McGraw Hill.
- HARRINGTON, J. A. , RABII, C. D. , DOBIN, D. E. ET HAAN, D. J. 1997, Hollow glass and plastic waveguides for the delivery of Er :YAG and CO₂ laser radiation, dans *Proc. SPIE*, vol. 3199, pp. 89–93.
- HARTMANN, J. M. , LOUP, V. , ROLLAND, G. , HOLLIGER, P. *et al.* 2002, SiGe growth kinetics and doping in reduced pressure-chemical vapor deposition, *Journal of Crystal Growth* **236**, 1-3, 10.
- HARUNA, M. , SEGAWA, Y. ET NISHIHARA, H. 1992, Nondestructive and simple method of optical-waveguide loss measurement with optimisation of end-fire coupling, *Electronics Letters* **28**, 17, 1612.
- HEATON, J. M. , BOURKE, M. M. , JONES, S. B. , SMITH, B. H. *et al.* 1999, Optimization of Deep-Etched, Single-Mode GaAs/AlGaAs Optical Waveguides Using Controlled Leakage into the Substrate, *Journal of Lightwave Technology* **17**, 267.
- HERBST, T. M. , RIX, H. , BIZENBERGER, P. ET OLLIVIER, M. 2000, LINC : a near-infrared beam combiner for the Large Binocular Telescope, dans *Proc. SPIE*, vol. 4006, pp. 673–680.
- HICKERNELL, R. K. , LARSON, D. R. , PHELAN, R. J. ET LARSON, L. E. 1988, Waveguide loss measurement using photothermal deflection, *Applied Optics* **27**, 2636.
- HILL, J. M. ET SALINARI, P. 2002, The Large Binocular Telescope Project, dans *Proc. SPIE*, vol. 4837.
- HIMEL, M. D. , RUFFNER, J. A. ET GIBSON, U. J. 1987, Propagation losses of thin film waveguides., dans *SPIE*, vol. 835, pp. 32–38.
- HINZ, P. M. , ANGEL, J. R. P. , HOFFMANN, W. F. , MCCARTHY, D. W. *et al.* 1998, Imaging circumstellar environments with a nulling interferometer., *Nature* **395**, 251.
- HINZ, P. M. , ANGEL, J. R. P. , WOOLF, N. J. , HOFFMANN, W. F. *et al.* 2000, BLINC : a testbed for nulling interferometry in the thermal infrared, dans *Proc. SPIE*, vol. 4006, pp. 349–353.
- HOCDE, S. , LE NEINDRE, L. , LE FOULGOC, K. , BOUSSARD, C. *et al.* 1998, Recent improvements in the development of IR TeX glass fibers, dans *Proc. SPIE*, vol. 3262, pp. 144–149.

- HORY, M. A. 1995, *Contribution à l'étude de la luminescence du silicium poreux : Analyse infrarouge de la passivation de surface et effets de la polarisation électrique.*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble.
- HUSS, G. , REYNAUD, F. ET DELAGE, L. 2001, An all guided three-arm interferometer for stellar interferometry, *Optics Communications* **196**, 55.
- INBERG, A. , BEN DAVID, M. , OKSMAN, M. , KATZIR, A. *et al.* 2000, Theoretical model and experimental studies of infrared radiation propagation in hollow plastic and glass waveguides, *Optical Engineering* **39**, 1316.
- ISBI, Y. , STERNKLAR, S. , GRANOT, E. , LYUBIN, V. *et al.* 1999, Sub-wavelength optical recording on chalcogenide glassy film, *Optics Communications* **171**, 219.
- JACQUIN, O. 1997, Rapport de stage de DEA. Etude de la bande passante de guides d'onde réalisés par échange au potassium en vue de la réalisation de multiplexeurs, Rap. tech., DEA Optique Optoélectronique et Microondes de l'INPG - Grenoble.
- JEUNHOMME, L. B. 1983, *Single-mode fiber optics*, Marcel DEKKER, INC.
- JOHANN, U. ET FLATSCHER, R. 2002, DARWIN nulling interferometer and opto-dynamic simulator, dans *ESA/ESO workshop on the Ground based European Nulling Interferometry Experiment (GENIE)*, Leiden (NL).
- JOHNSON, M. A. , BETZ, A. L. ET TOWNES, C. H. 1974, 10-micron heterodyne stellar interferometer, *Physical Review Letters* **33**, 1617.
- JOSS, E. 1997, -, Thèse de doctorat, Université de Rennes.
- KARLSSON, A. ET MENNESSON, B. P. 2000, Robin Laurance nulling interferometers, dans *Proc. SPIE*, vol. 4006, pp. 871–880.
- KATSUYAMA, Y. , TOKUDA, M. , UCHIDA, N. ET NAKAHARA, M. 1976, New method for measuring V-value of a single mode optical fiber, *Electronics Letters* **12**, 669.
- KATZIR, A. et HARRINGTON, J. A. (éditeurs) 1999, *Specialty Fiber Optics for Medical Applications*, vol. 3596.
- KERN, P. et MALBET, F. (éditeurs) 1997, *Astrofib'96 : Integrated optics for Astronomical interferometry*.
- KERVELLA, P. , GITTON, P. , DI FOLCO, E. , PHAN DUC, T. *et al.* 2002, VINCI, the VLTI commissioning instrument : status after one year of operations, dans *Proc. SPIE*, vol. 4838.
- KHALIL, D. 1993, *Les modes rayonnés en optique intégrée. Analyse et applications.*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- KILSTON, S. , LINFIELD, R. , NOECKER, M. C. ET SERABYN, E. 2002, TPF Corona-graph and Interferometer Approaches – A Current View of Their Comparative Technology Challenges, dans *American Astronomical Society Meeting*, vol. 201.
- KINGSTON, R. H. 1979, *Detection of optical and infrared radiation*, Springer.
- KLOCEK, P. 1991, *Handbook of infrared optical materials*, Marcel DEKKER, INC.

- KNIGHT, J. C. , BIRKS, T. A. , RUSSELL, P. S. J. ET DE SANDRO, J. P. 1998, Properties of photonic crystal fiber and the effective index model, *Optical Society of America Journal* **15**, 748.
- KOKORINA, V. 1996, *Glasses for infrared optics*, CRC press.
- KOLOBOV, A. V. ET ELLIOTT, S. R. 1991, Photodoping of amorphous chalcogenides by metals, *Advances-in-Physics* **40**, 5, 625.
- KORESKO, C. 2002, Keck nulling, dans *GENIE Workshop*, Leiden.
- KUHNERT, A. C. , SHAKLAN, S. B. , SHEN, J. , CARLSON, A. E. *et al.* 2000, First tests of the interferometer in the micro-arcsecond metrology testbed (MAM), dans *Proc. SPIE*, vol. 4006, pp. 815–827.
- LÉGER, A. , OLLIVIER, M. , ALTWEGG, K. ET WOOLF, N. J. 1999, Is the presence of H₂O and O₃ in an exoplanet a reliable signature of a biological activity?, *Astron. & Astrophys.* **341**, 304.
- LÉRONDEL, G. , ROMESTAIN, R. ET BARRET, S. 1997a, Roughness of the porous silicon dissolution interface, *Journal of Applied Physics* **81**, 6171.
- LÉRONDEL, G. , ROMESTAIN, R. , VIAL, J. C. ET THÖNISSEN, M. 1997b, Porous silicon lateral superlattices, *Applied Physics Letters* **71**, 196.
- LABEYE, P. 2001, *Cours d'optique guidée*, DEA O.O.M. - ENSPG 3ème Année.
- LAGNY, L. 2001, Rapport de stage de DEA. Etude des potentialités des échanges combinés Na/K et Na/Ag pour la réalisation de composants d'optique intégrée sur verre à états de polarisation., Rap. tech., DEA Optique Optoélectronique et Microondes de l'INPG - Grenoble.
- LAGNY, L. 2004, *en cours*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- LAMEDICA, G. , BALUCANI, M. , BONDARENKO, V. ET FERRARI, A. 2001, Oxidized porous silicon waveguides losses, dans *Proc. SPIE*, vol. 4430, pp. 177–180.
- LANE, B. F. , COLAVITA, M. M. , BODEN, A. F. ET LAWSON, P. R. 2000, Palomar Testbed Interferometer : update, dans *Proc. SPIE*, vol. 4006, pp. 452–458.
- LANG, T. , THÉVENAZ, L. ET ROBERT, P. 1994, Cut-off wavelength measurements of Ti :LiNbO₃ channel waveguides, *Meas. Sci. Technol.* **5**, 1124.
- LAURENT, E. , SCHANEN-DUPORT, I. , MALBET, F. ET TAILLADES, G. 2000, Infrared waveguides for interferometry applications, dans *Proc. SPIE*, vol. 4006, pp. 1090–1101.
- LAWSON, P. R. (éditeur) 2002, *Michelson Interferometry Summer School*, JPL.
- LAWSON, P. R. , DUMONT, P. J. ET COLAVITA, M. M. 1999, Interferometer Designs for the Terrestrial Planet Finder, dans *ASP Conf. Ser. 194 : Working on the Fringe : Optical and IR Interferometry from Ground and Space*, p. 423.
- LEE, D. L. 1986, *Electromagnetic principles of integrated optics*, Wiley International Edition.

- LEGER, A. , MARIOTTI, J. M. , MENNESSON, B. , OLLIVIER, M. *et al.* 1996, Could We Search for Primitive Life on Extrasolar Planets in the Near Future ?, *Icarus* **123**, 249.
- LEHMANN, V. ET GÖSELE, U. 1991, Porous silicon formation : A quantum wire effect, *Applied Physics Letters* **58**, 8, 856.
- LEINERT, C. , GRASER, U. , WATERS, L. B. , PERRIN, G. *et al.* 2002, The 10 micron instrument MIDI - getting ready for observations on the VLTI, dans *Proc. SPIE*, vol. 4838.
- LENA, P. 1996, *Méthodes physiques de l'observation.*, Savoirs actuels/ Editions du CNRS.
- LEPROUX, P. , VALÉRIE, W. , SCHANEN, I. , HAGUENAUER, P. *et al.* 2002, Numerical simulations on spatial filtering efficiency with optical fibers and integrated optic components, dans *Proc. SPIE*, vol. 4838.
- LÉRONDEL, G. , FERRAND, P. ET ROMESTAIN, R. 1996, Elaboration and light emission properties of low doped p-type porous silicon microcavities, dans *Advances in Microcrystalline and Nanocrystalline Semiconductors*, vol. 452 de *Mater. Res. Soc. Symposium Proceedings*, pp. 711–717, Pittsburgh.
- LIN, S. , FLEMING, J. G. , HETHERINGTON, D. L. , SMITH, B. K. *et al.* 1998, A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths, *Nature* **394**, 251.
- LOPEZ, B. , MEKARNIA, D. , THIEBAUT, E. , GAY, J. *et al.* 2002, Aperture synthesis at 10 microns with the VLTI : APrès-MIDI, dans *Proc. SPIE*, vol. 4838.
- LUCAS, J. 1999, Infrared glasses, *Current Opinion in Solid State and Materials Science* **4**, 181.
- LUCAS, J. ET ZHANG, X. H. 1990, The tellurium halide glasses (review paper), *Journal of non-crystalline solids* **125**, 1.
- MALBET, F. , KERN, P. , SCHANEN, I. , BERGER, J.-P. *et al.* 1999, Integrated optics for astronomical interferometry. I. Concept and astronomical applications, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **138**, 135.
- MARCUSE, D. 1978, Loss analysis of single-mode fiber splices, *Bell System Technical Journal* **56**, 5, 703.
- MARCUSE, D. 1991, *Theory of dielectric optical waveguides*, Academic Press, INC.
- MARIOTTI, J.-M. 1992, Coherent combined instrumentation for the VLT Interferometer, Rap. tech. VLT Report No. 65, ESO.
- MATSUURA, Y. , MIYAGI, M. ET HONGO, A. 1990, Fabrication of low-loss zinc-selenide coated silver hollow waveguides for CO₂ laser light, *Journal of Applied Physics* **68**, 5463.
- MCALISTER, H. A. 1999, The CHARA Array on Mt. Wilson : An Overview, dans *ASP Conf. Ser. 194 : Working on the Fringe : Optical and IR Interferometry from Ground and Space*, p. 241.
- MCCONAGHY, C. F. , HUGENBERG, K. F. ET BECKER, R. A. 1995, White Light Spectral Analysis of Lithium Niobate Waveguides., *Journal of Lightwave Technology* **13**, 83.

- MCMULLIN, J. N. ET AL. 1993, Hollow metallic waveguides in silicon V-grooves, *IEEE Photon. Tech. Lett.* **5**, 1080.
- MÈGE, P. 2002, *Interférométrie avec des guides d'onde optiques. Théorie et applications.*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble.
- MÈGE, P. , MALBET, F. ET CHELLI, A. 2000, Spatial filtering in AMBER, dans *Proc. SPIE*, vol. 4006, pp. 299–307.
- MÈGE, P. , MALBET, F. ET CHELLI, A. 2002, Interferometry with single mode waveguide, dans *Proc. SPIE*, vol. 4838.
- MEKARNIA, D. ET GAY, J. 1990, Infrared multispectral interferometry, *Astron. & Astrophys.* **238**, 469.
- MEMMING, R. ET SCHWANDT, G. 1966, Anodic dissolution of silicon in hydrofluoric acid solutions, *Surface science* **4**, 109.
- MENEGHINI, C. ET VILLENEUVE, A. 1998, As₂S₃ photosensitivity by two-photon absorption : holographic gratings and self-written channel waveguides, *Optical Society of America Journal B Optical Physics* **15**, 2946.
- MENNESSON, B. 1999, *Interférométrie stellaire dans l'infrarouge thermique : Observations d'environnements circumstellaires par optique guidée monomode et contributions à la mission spatiale DARWIN.*, Thèse de doctorat, Université de Paris VII.
- MENNESSON, B. ET MARIOTTI, J. M. 1997, Array Configurations for a Space Infrared Nulling Interferometer Dedicated to the Search for Earthlike Extrasolar Planets, *Icarus* **128**, 202.
- MENNESSON, B. , MARIOTTI, J. M. , COUDÉ DU FORESTO, V. , PERRIN, G. *et al.* 1999, Thermal infrared stellar interferometry using single-mode guided optics : first results with the TISIS experiment on IOTA, *Astron. & Astrophys.* **346**, 181.
- MENNESSON, B. , OLLIVIER, M. ET RUILIER, C. 2002, Use of single-mode waveguides to correct the optical defects of a nulling interferometer, *Journal of the Optical Society of America A* **19**, 596.
- MIHALCESCU, I. , LÉRONDEL, G. ET ROMESTAIN, R. 1997, Porous silicon anisotropy investigated by guided light, *Thin Solid Films* **297**, 245.
- MIURA, K. , QIU, J. , INOUE, H. , MITSUYU, T. *et al.* 1997, Photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser, *Applied Physics Letters* **71**, 3329.
- MIURA, K. , QIU, J. , MITSUYU, T. ET HIRAO, K. 1999, Photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser, *Journal of Non-Crystalline Solids* **256-257**, 212.
- MONNIER, J. D. 1999, *Infrared interferometry and spectroscopy of circumstellar envelopes*, Thèse de doctorat, University of California, Berkeley.
- MOSS, T. , BURELL, G. ET ELLIS, B. 1973, *Semiconductor Opto-Electronics.*, London : Butterworth.

- MOTTIER, P. 1997, Integrated optics and micro-optics at LETI, dans *Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, p. 63.
- MOURARD, D. , BONNEAU, D. , GLENTZLIN, A. , MERLIN, G. *et al.* 2000, GI2T/REGAIN interferometer, dans *Proc. SPIE*, pp. 434–443.
- MURAKAMI, Y. , KAWANA, A. ET TSUCHIYA, H. 1979, Cut-off wavelength measurements for single-mode optical fibers, *Applied Optics* **18**, 1101.
- NAGATA, S. , DOMOTO, C. , NISHIMURA, T. ET IWAMEJI, K. 1998, Single-mode optical waveguide fabricated by oxidization of selectively doped titanium porous silicon, *Applied Physics Letters* **72**, 2945.
- NANINNI, M. 2002, *Amélioration des performances d'un système à tomographie optique cohérente par l'optique intégrée*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- NIKONOROV, N. V. , GLEBOV, L. B. , PETROVSKY, G. T. ET RICHARDSON, K. A. 1994, New oxide and non-oxide glasses for waveguide applications, dans *Proc. SPIE*, vol. 2287, pp. 200–212.
- NOUVELOT, L. 1993, *Evaluation et réalisation de miroirs diélectriques à profils d'indice continu et périodique.*, Thèse de doctorat, LETI.
- OKAMURA, Y. , MIKI, A. ET YAMAMOTO, S. 1986, Observation of wave propagation in integrated optical circuits, *Applied Optics* **25**, 3405.
- OLLIER, E. ET MOTTIER, P. L. 2000, Micro-opto-electro-mechanical systems : recent developments and LETI's activities, dans *Proc. SPIE*, vol. 4075, pp. 12–21.
- OLLIVIER, M. 1999, *Contribution à la recherche d'exoplanètes. Coronographie interférentielle pour la mission DARWIN.*, Thèse de doctorat, Université de Paris XI.
- OLLIVIER, M. 2002, Demonstration of high contrast nulling interferometry in the thermal infrared, dans *ESA/ESO workshop on the Ground based European Nulling Interferometry Experiment (GENIE)*, Leiden (NL).
- OLLIVIER, M. ET MARIOTTI, J. 1997, Improvement in the rejection rate of a nulling interferometer by spatial filtering, *Applied Optics* **36**, 5340.
- PAGNOUX, D. , BLONDY, J. , DI BIN, P. , FAUGERAS, P. *et al.* 1994, Azimuthal far-field analysis for the measurement of the effective cutoff wavelength in single-mode fibers-effects of curvature, length, and index profile, *Journal of Lightwave Technology* **12**, 385.
- PAGNOUX, D. , BLONDY, J.-M. , ROY, P. ET FACQ, P. 1997, Cut-off wavelength and mode field radius determinations in monomode fibres by means of a new single measurement device, *Pure Applied Optics* **6**, 551.
- PEARSON, M. R. T. , JESSOP, P. E. , BRUCE, D. M. , WALLACE, S. *et al.* 2001, Fabrication of SiGe Optical Waveguides Using VLSI Processing Techniques, *Journal of Lightwave Technology* **19**, 363.
- PELLEGRINI, V. , TREDICUCCI, A. , MAZZOLENI, C. ET PAVESI, L. 1995, Enhanced optical properties in porous silicon microcavities, *Physical Review B* **52**, 20, R14328.

- PERRAUT, K. ET LAURENT, E. 2000, Attenuation of a silica single-mode fiber in the atmospheric K band., Rap. tech. AMB-IGR-015, LAOG.
- PERRIN, G. 1996, *Une unité de recombinaison à fibres pour l'interféromètre IOTA. Application à l'étude des étoiles de type tardif.*, Thèse de doctorat, Université de Paris VII - Denis Diderot.
- PERRIN, G. 1997, Correction of the "piston effect" in optical astronomical interferometry. I. Modulus and phase gradient of the visibility function restoration, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **121**, 553.
- PERRIN, G. , LAI, O. , LENA, P. J. ET COUDE DU FORESTO, V. 2000, Fibered large interferometer on top of Mauna Kea : OHANA, the optical Hawaiian array for nanoradian astronomy, dans *Proc. SPIE*, vol. 4006, pp. 708–714.
- PESARCIK, S. F. , TREYZ, G. V. , IYER, S. S. ET HALBOUT, J.-M. 1992, Silicon germanium optical waveguides with 0.5 dB/cm losses for singlemode fibre optic systems., *Electronics Letters* **28**, 2, 159.
- PETKOV, K. ET EWEN, P. J. S. 1999, Photoinduced changes in the linear and non-linear optical properties of chalcogenide glasses, *Journal of Non Crystalline Solids* **249**, 2-3, 150.
- PETROV, R. G. , MALBET, F. , RICHICHI, A. , HOFMANN, K. *et al.* 2000, AMBER : the near-infrared focal instrument for the Very Large Telescope Interferometer, dans *Proc. SPIE*, vol. 4006, pp. 68–79.
- PHAN HUY, K. 2002, Rapport de stage de DEA. Analyse de la réponse spectrale des guides optiques intégrées sur verre., Rap. tech., DEA Optique Optoélectronique et Microondes de l'INPG - Grenoble.
- POGOSSIAN, S. P. , VESCAN, L. ET VONSOVICI, A. 1999, High-confinement SiGe low-loss waveguides for Si-based optoelectronics, *Applied Physics Letters* **75**, 1440.
- POULAIN, M. 1975, -, *Mat. Res. Bull.* .
- PUJOL, L. , LIZET, J. ET SOSNICKI, O. 2001, Reference laser source for the IASI interferometer, dans *Proc. SPIE*, vol. 4169, pp. 153–158.
- RABBIA, Y. , GAY, J. , RIVET, J. P. ET SCHNEIDER, J. L. 2002, Review of concepts and constraints for APS's, dans *ESA/ESO workshop on the Ground based European Nulling Interferometry Experiment (GENIE)*, Leiden (NL).
- RAMACHANDRAN, S. ET BISHOP, S. G. 1999, Low loss photoinduced waveguides in rapid thermally annealed films of chalcogenide glasses, *Applied Physics Letters* **74**, 13.
- RODDIER, F. 1981, *Progress in Optics*, vol. 19, pp. 281–376, Amsterdam, North-Holland Publishing Co.
- RODDIER, F. ET RODDIER, C. 1997, Stellar Coronagraph with Phase Mask, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **109**, 815.
- ROOMS, F. 2003, *en cours*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.

- ROSSI, A. M. , AMATO, G. , CAMARCHIA, V. , BOARINO, L. *et al.* 2001, High-quality porous-silicon buried waveguides, *Applied Physics Letters* **78**, 3003.
- ROSSI, A. M. , RENDINA, I. , PERRONE, G. , CAPPELLUTI, F. *et al.* 2000, Fabrication and characterization of porous silicon integrated waveguides, dans *Proc. SPIE*, vol. 3953, pp. 112–119.
- ROUSSET, G. , LACOMBE, F. , PUGET, P. , GENDRON, E. *et al.* 2000, Status of the VLT Nasmyth adaptive optics system (NAOS), dans *Proc. SPIE*, pp. 72–81.
- ROWSON, S. , CHELNOKOV, A. ET LOURTIOZ, J. M. 1999a, Macroporous silicon photonic crystals at 1.55 μm , *Electronics Letters* **35**, 9, 753.
- ROWSON, S. , CHELNOKOV, A. ET LOURTIOZ, J. M. 1999b, Two-dimensional photonic crystal in macroporous silicon : from mid-infrared (10 μm) to telecommunications wavelengths (1.3–1.5 μm), *Journal of Lightwave Technology* **17**, 11, 1989.
- RUILIER, C. 1998, A study of degraded light coupling into single-mode fibers, *Proc. SPIE* **3350**, 319.
- RUILIER, C. ET CASSAING, F. 2001, Coupling of large telescopes and single-mode waveguides : application to stellar interferometry, *Optical Society of America Journal* **18**, 143.
- RUXEL, Y. 1996, *Coévaporation avec masquage mécanique de ZnSe et LaF3 pour la réalisation de couches minces à profils d'indice continus périodique.*, Thèse de doctorat, LETI.
- R.V. RAMAMSWAMY ET R. SRIVASTAVA 1988, Ion-exchanged glass waveguides : a review, *Journal of Lightwave Technol.* **6**, 984.
- SAAD, M. et HARRINGTON, J. A. (éditeurs) 1999, *Infrared Optical Fibers and Their Applications*, vol. 3849.
- SALEH, B. E. A. et TEICH, M. C. (éditeurs) 1991, *Fundamentals of photonics*, Wiley.
- SALIMINIA, A. , VILLENEUVE, A. , GALSTYAN, T. V. , LAROCHELLE, S. *et al.* 1999, First- and Second-Order Bragg Gratings in Single-Mode Planar Waveguides of Chalcogenide Glasses, *Journal of Lightwave Technology* **17**, 837.
- SALVADÉ, Y. , COURTEVILLE, A. ET DANDLIKER, R. 2000, Absolute metrology for space interferometers, dans *ICSO 2000, 4th International Conference on Space Optics*, p. 71.
- SANGHERA, J. S. , SHAW, L. B. , BUSSE, L. E. , NGUYEN, V. Q. *et al.* 2000, Development and Infrared Applications of Chalcogenide Glass Optical Fibers., *Fiber and Integrated Optics* **19**, 251.
- SCARMOZZINO, R. , GOPINATH, A. , PREGLA, R. ET HELFERT, S. 2000, Numerical techniques for modeling guided-wave photonic devices, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **6**, 1, 150.
- SCHANEN, I. 1999, Dossier pour l'Habilitation à Diriger des Recherches : Optique intégrée & interférométrie., Rap. tech., Institut National Polytechnique de Grenoble.

- SCHANEN, I. , KERN, P. ET MALBET, F. 1997, Optical waveguides made by ion exchange for astronomical interferometry applications at the wavelength of 2.2 micrometers, dans *Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, p. 99.
- SCHUPPERT, B. , SCHMIDTCHEN, J. , SPLETT, A. , FISCHER, U. *et al.* 1996, Integrated Optics in Silicon and SiGe-Heterostructures (Invited Paper)., *Journal of Lightwave Technology* **14**, 2311.
- SEKULIC, P. 2003, -, Thèse de doctorat, Université de Paris XI.
- SERABYN, E. 2000, Nulling Interferometry and Planet Detection, dans *Principles of Long Baseline Stellar Interferometry*, p. 275.
- SERABYN, E. ET COLAVITA, M. M. 2001, Fully Symmetric Nulling Beam Combiners, *Applied Optics* **40**, 1668.
- SETZU, S. 1999, *Réalisation et étude de structures à modulation d'indice optique en silicium poreux.*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble.
- SETZU, S. , FERRAND, P. ET ROMESTAIN, R. 2000, Optical properties of multilayered porous silicon, *Materials Science and Engineering B* **69-70**, 34.
- SETZU, S. , LÉRONDEL, G. ET ROMESTAIN, R. 1998, Temperature effect on the roughness of the formation interface of p-type porous silicon, *Journal of Applied Physics* **84**, 6, 3129.
- SETZU, S. , SOLSONA, P. , LÉTANT, S. , ROMESTAIN, R. *et al.* 1999, Microcavity effect on dye impregnated porous silicon samples, *The European Physical Journal Applied Physics* **7**, 1, 59.
- SÉVERI, M. , POUTEAU, P. , MOTTIER, P. ET KERN, P. 1999, A waveguide interferometer for phase closure in astronomy, dans *ECIO'99*, p. 279, Turin.
- SHAKLAN, S. 1988, A long-baseline interferometer employing single-mode fiber optics, dans *ASP Conf. Ser. 3 : Fiber Optics in Astronomy*, pp. 262-268.
- SHAKLAN, S. ET RODDIER, F. 1988, Coupling starlight into single-mode fiber optics, *Applied Optics* **27**, 2334.
- SI, J. , KITAOKA, K. , QIU, J. , MITSUYU, T. *et al.* 1999, Optically encoded second-harmonic generation in germanosilicate glass by a femtosecond laser, *Optics Letters* **24**, 911.
- SIMOS, C. ET DI BIN, P. 2002, Accurate experimental determination of cutoff wavelengths in channel waveguides, *Microwave and optical technology letters* **32**, 1, 14.
- SMITH, C. J. M. , BENISTY, H. , OLIVIER, S. , RATTIER, M. *et al.* 2000, Low-loss channel waveguides with two-dimensional photonic crystal boundaries, *Applied Physics Letters* **77**, 2813.
- SMITH, R. L. ET COLLINS, S. D. 1992, Porous silicon formation mechanisms, *Journal of Applied Physics* **71**, 8, R1.
- SPANO, P. , DE MARCHIS, G. ET GROSSO, G. 1983, Coherence properties and cutoff wavelength determination in dielectric waveguides, *Applied Optics* **22**, 1915.

- SPLETT, A. , SCHMIDTCHEN, J. , SCHUPPERT, B. , PETERMANN, K. *et al.* 1990, Low loss optical ridge waveguides in a strained GeSi epitaxial layer grown on silicon., *Electronics Letters* **26**, 14, 1035.
- SWANEPOEL, R. 1983, Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon, *J. Phys. E : Sci. Instrum.* **16**, 1214.
- TAKAHASHI, M. ET KOSHIDA, N. 1999, Fabrication and characteristics of three-dimensionally buried porous silicon optical waveguides, *Journal of Applied Physics* **86**, 5274.
- TANAKA, K. , TOYOSAWA, N. ET HISAKUNI, H. 1995, Photoinduced Bragg gratings in As₂S₃ optical fibers, *Optics Letters* **20**, 19, 1976.
- TOWNES, C. H. 1999, Noise and Sensitivity in Interferometry, dans *Michelson Interferometry Summer School*.
- TRAUB, W. A. 1998, Recent results from the IOTA interferometer, dans *Proc. SPIE*, vol. 3350, pp. 848–855.
- TRAUB, W. A. , CARLETON, N. P. , BREGMAN, J. D. , BREWER, M. K. *et al.* 2000, Third telescope project at the IOTA interferometer, dans *Proc. SPIE*, vol. 4006, pp. 715–722.
- TROPF, W. J. , THOMAS, M. E. ET HARRIS, T. J. 1995, *Handbook of Optics*, chap. 33, McGraw-Hill, Inc.
- TROPF, W. J. , THOMAS, M. E. ET KLOCEK, P. 1996, Infrared optical materials, dans *Proc. SPIE Vol. CR64*, pp. 137–169.
- TSAI, T. E. , ASKINS, C. G. ET FRIEBELE, E. J. 1992, Photoinduced grating and intensity dependence of defect generation in Ge-doped silica optical fiber, *Applied Physics Letters* **61**, 390.
- TUCKER, D. S. , WORKMAN, G. L. ET SMITH, G. A. 1997, Effects of gravity on processing Heavy Metal Fluoride Fibers, *Journal of Materials Research* **12**, 9, 2223.
- VERMEULEN, F. E. , JAMES, C. R. ET ROBINSON, A. M. 1991, Hollow microstructural waveguides for propagation of infrared radiation, *Journal of Lightwave Technology* **9**, 1053.
- VIENS, J. , VILLENEUVE, A. , LE FOULGOC, K. , RICHARDSON, K. A. *et al.* 1998, Fabrication of chalcogenide glass waveguides and integrated optical devices, *Proc. SPIE* **3491**, 366.
- VIENS, J.-F. , MENEGHINI, C. , VILLENEUVE, A. , GALSTIAN, T. V. *et al.* 1999, Fabrication and characterization of integrated optical waveguides in sulfide chalcogenide glasses, *Journal of Lightwave Technology* **17**, 7.
- VINCENT, G. , LEBLANC, F. , SAGNES, I. , BADOZ, P. A. *et al.* 1993, Investigation of optical properties of free-standing porous silicon films by absorption and mirage effect, *Journal of Luminescence* **57**, 217.
- VLCEK, M. , EWEN, P. J. S. ET WAGNER, T. 1998, High efficiency diffraction gratings in As-S layers, *Journal of Non-Crystalline Solids* **227-230**, 743.

- VOLONTE, S. 2000, Darwin the infrared space interferometer - concept and feasibility study report, Rap. tech., ESA-SCI.
- VOROZOV, N. , DOLGYI, L. , YAKOVITSEVA, V. , BONDARENKO, V. *et al.* 2000, Self-aligned oxidised porous silicon optical waveguides with reduced loss, *Electronics Letters* **36**, 8, 722.
- WAGNER, T. , DALE, G. , EWEN, P. J. S. , OWEN, A. E. *et al.* 2000, Kinetics of the thermally and photoinduced solid state reaction of Ag with As₃₃S₆₇ films, *Journal of applied physics* **87**, 10, 7147.
- WALLNER, O. , LEEB, W. ET FLATSCHER, R. 2002, Design of spatial and modal filters for nulling interferometers, dans *Proc. SPIE*, vol. 4838.
- WILL, M. , NOLTE, S. , CHICHKOV, B. N. ET TÜNNERMANN, A. 2002, Optical Properties of Waveguides Fabricated in Fused Silica by Femtosecond Laser Pulses, *Applied Optics* **41**, 4360.
- WOLFE, W. 1996, *Electro-Optical Components*, vol. 3, chap. 1, SPIE Press.
- YAKHKIND, A. K. ET AL. 1980, Ion exchange interactions of germanate glass with molten alkali nitrates., *Soviet Journal of Glass Physics and Chemistry* **6**, 720.
- YAKHKIND, A. K. ET AL. 1982, Concentration dependance of refractive index in ion exchange gradient index glasses based on germanate., *Soviet Journal of Glass Physics and Chemistry* **8**, 597.
- YARIV, A. (éditeur) 1991, *Optical electronics*, Saunders College Publ.
- ZACHARASIEN, W. H. 1932, , *J. Am. Ceram. Soc.* **54**, 3841.
- ZEKAK, A. , EWEN, P. J. S. , SLINGER, C. W. ET OWEN, A. E. 2002, The effect of heat on the metal photodissolution process in amorphous As₄₀S₆₀ films, *Journal of Non-Crystalline Solids* **202**, 122.
- ZHANG, X. , FONTENEAU, G. , MA, H. ET LUCAS, J. 1989, Potentials of application of tellurium halide glasses : thin film and optical fibers, dans *Proc. SPIE*, vol. 1128, p. 301.

Correspondance entre les unités de pertes optiques

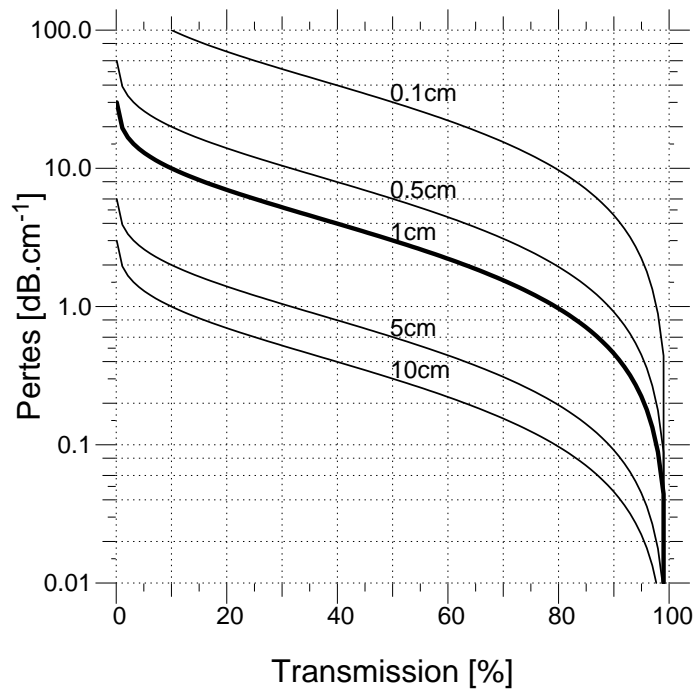


FIG. 29 – Correspondance entre la transmission T (%) et les pertes de propagation P (dB/cm) en fonction de la longueur de propagation e . La courbe en gras indique la correspondance entre des pertes en dB et la transmission T ($P = -10/e \cdot \log_{10}(T)$).

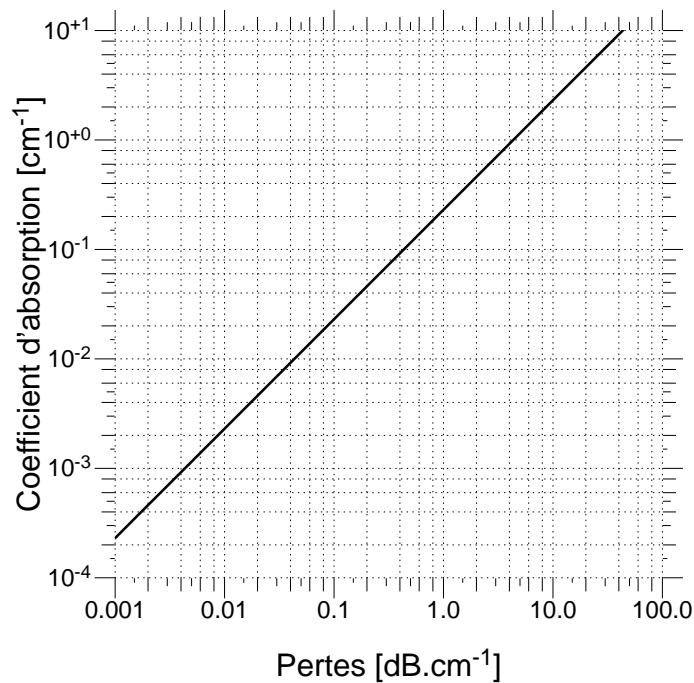


FIG. 30 – Correspondance entre le coefficient d'absorption κ (cm^{-1}) et les pertes de propagation P (dB/cm) ($T = \exp(-\kappa \cdot e)$ et $P = -10/e \cdot \log_{10}(T)$ avec e longueur de propagation et T transmission).

Correspondance entre la longueur
d'onde, le nombre d'onde et la
fréquence

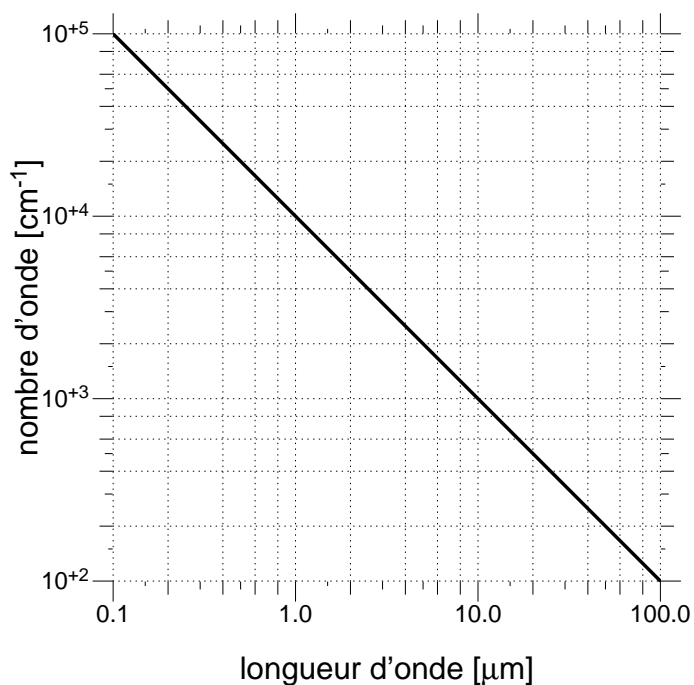


FIG. 31 – Correspondance entre la longueur d'onde λ et le nombre d'onde w ($w \cdot \lambda = 10^4$ avec w en $[cm^{-1}]$ et λ en $[\mu m]$).

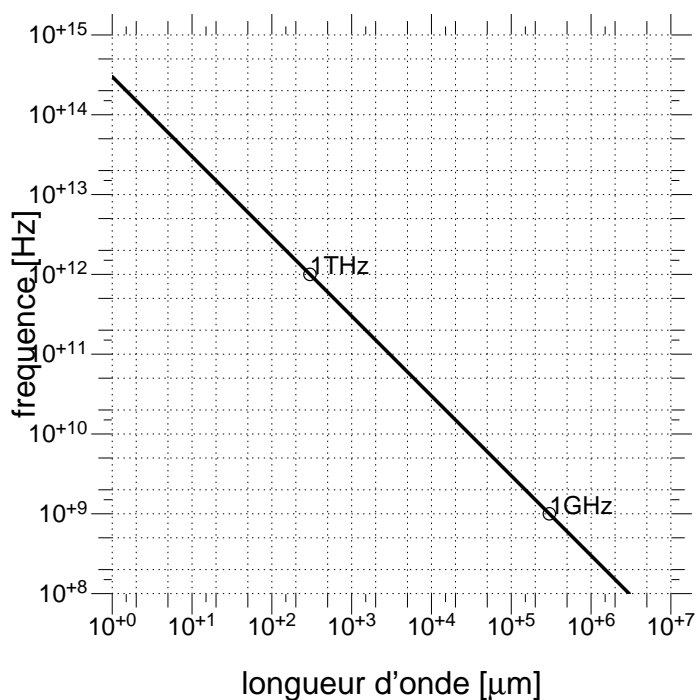


FIG. 32 – Correspondance entre la longueur d'onde λ et la fréquence f ($f \cdot \lambda = 3 \cdot 10^8$ avec f en [Hz] et λ en $[m]$).

TITRE

Premiers développements de l'optique intégrée planaire monomode pour les longueurs d'onde entre 2 et 20 micromètres. Applications à l'interférométrie stellaire.

RÉSUMÉ

Depuis de nombreuses années, l'optique guidée monomode est utilisée en interférométrie stellaire pour assurer la recombinaison des faisceaux. La solution de l'optique intégrée planaire monomode permet, de plus, d'obtenir une importante stabilité instrumentale pour un volume compact. Le filtrage modal combine à ces avantages augmente nettement la précision de mesure des visibilités interférométriques. L'utilisation de l'optique intégrée offre des avantages décisifs pour les futures missions spatiales DARWIN et TPF "Terrestrial Planet Finder" fonctionnant en IR thermique (de 4 à 20 micromètres de longueurs d'onde). Les technologies d'optique intégrée basées sur la silice, gravure de couches minces et échange d'ions, développées pour l'infrarouge proche, sont utilisées avec succès dans la bande de transmission de l'atmosphère H [1470-1780 nm].

Dans ce travail de thèse, nous avons débuté le développement de l'optique intégrée pour étendre le domaine de longueurs d'onde entre 2 et 20 micromètres. Pour cela, les technologies basées sur la silice ont été validées dans la bande de l'atmosphère K [2000-2400 nm]. Une analyse de différentes technologies d'optique intégrée existantes a permis d'en sélectionner plusieurs qui sont compatibles avec les contraintes instrumentales et technologiques. Au travers de différentes réalisations et mesures, nous avons défini les développements technologiques à mener et les étapes de caractérisation nécessaires. Nous avons également mené des mesures pour déterminer le domaine de longueurs d'onde sur lequel il y a effectivement un guidage du mode fondamental.

TITLE

First developments of single-mode planar integrated optics in the 2-20 micrometers wavelengths range. Application to stellar interferometry.

ABSTRACT

For many years, single-mode guided optics is used in stellar interferometry to ensure beam combination. The solution of planar integrated optics enables a high instrumental stability in a compact volume. Modal filtering associated to these advantages greatly increase the measurement precision of interferometric visibilities. Integrated optics offers decisive advantages for incoming space missions like Darwin and TPF "Terrestrial Planet Finder" working in the thermal infrared wavelengths [4-20 micrometers]. Silica based integrated optics technologies, developed in the near infrared spectral range, are implemented in the H atmospheric band [1470-1780 nm].

In this thesis work, we began studying the development of integrated optics in the range of 2 to 20 micrometers wavelengths. In this way, silica based technologies were validated in the K atmospheric band [2000-2400 nm]. An analysis of the available integrated optics technologies compatible with our technological and instrumental constraints is done. Through some manufacturing and measurements, we defined the required technological and characterization stages to be done. We also implemented methods and testbenches to measure the wavelengths range where the fundamental mode is effectively guided.

SPÉCIALITÉ

Optique, Optoélectronique et Microondes

MOTS-CLÉS

Interférométrie stellaire, optique intégrée planaire monomode, infrarouge thermique, filtrage modal, recombinaison.

INTITULÉ ET ADRESSE DU LABORATOIRE

IMEP - Institut de Microélectronique, Électromagnétisme et Photonique
23, rue des Martyrs BP257 - F-38016 GRENOBLE Cedex 1 - FRANCE