



HAL
open science

Etude d'un filtre optique accordable utilisant l'effet photoréfractif dans le phosphore d'indium dopé au fer et transposition à l'optique guidée

Didier Herve

► **To cite this version:**

Didier Herve. Etude d'un filtre optique accordable utilisant l'effet photoréfractif dans le phosphore d'indium dopé au fer et transposition à l'optique guidée. Optique / photonique. Université de Bretagne Occidentale (UBO), 1996. Français. NNT: . tel-01979503

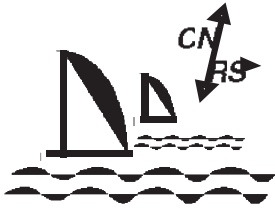
HAL Id: tel-01979503

<https://hal.science/tel-01979503>

Submitted on 13 Jan 2019

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.



LEST UMR CNRS 661

n° d'ordre : 458

THESE

présentée à

l'Université de Bretagne Occidentale

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université de Bretagne Occidentale

Spécialité : Electronique

par

Didier HERVE

**Etude d'un filtre optique accordable utilisant
l'effet photoréfractif dans le phosphore d'indium dopé au fer
et transposition à l'optique guidée**

Soutenue le 17 décembre 1996 devant la commission d'examen composée de :

Président :

M. R.A. PERICHON, Professeur, Université de Bretagne Occidentale

Rapporteurs :

M. S. LOUALICHE, Professeur, Institut National des Sciences Appliquées, Rennes

M. G. ROOSEN, Directeur de Recherche au C.N.R.S., Institut d'Optique Théorique et Appliquée, Orsay

Examineurs :

M. J. CARIOU, Maître de Conférence, Université de Bretagne Occidentale

M. P. GELIN, Professeur, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne

M. J. LOTRIAN, Professeur, Université de Bretagne Occidentale

M. B. MAINGUET, Ingénieur, France Télécom - Direction Régionale Paris-Sud

M. J.E. VIALLET, Ingénieur, Centre National d'Etudes des Télécommunications, Lannion

Invité :

M. J. CHAWKI, Ingénieur, Centre National d'Etudes des Télécommunications, Lannion

Recherches effectuées au L.E.S.T. - U.M.R. C.N.R.S. 6616 - E.N.S.T.B. - U.B.O.
Laboratoire d'Electronique et des Systèmes de Télécommunications
Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne
Technopôle de Brest-Iroise - B.P. 832 - 29285 BREST CEDEX

REMERCIEMENTS

Mes remerciements vont tout d'abord à mon employeur, l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne, qui m'a autorisé à présenter cette thèse afin de valoriser mes travaux de recherche.

J'exprime toute ma reconnaissance à M. Serge TOUTAIN, responsable du Laboratoire d'Electronique et des Systèmes de Télécommunications, pour m'avoir proposé, dès mon arrivée à l'école, de reprendre mes études à l'Université de Bretagne Occidentale. Ses encouragements et son soutien, dans un contexte parfois difficile, ont été essentiels à l'aboutissement de ce travail.

Je remercie M. Philippe GELIN d'avoir assuré la direction de cette thèse et d'avoir mis à ma disposition l'environnement scientifique et technique du département Micro-Ondes.

Je dois ma formation à la recherche scientifique à M. Bernard MAINGUET qui m'a fait découvrir les nombreux aspects de ce métier lors de son animation du Laboratoire d'Optoélectronique. Malgré ses nouvelles fonctions au sein de France Télécom, le contact n'a jamais été rompu au cours des deux dernières années et sa participation dans la phase finale a été sans faille.

Je tiens à remercier M. Robert-Alain PERICHON qui m'a fait l'honneur de présider le jury ainsi que MM. Slimane LOUALICHE et Gérard ROOSEN pour avoir accepté d'évaluer mon travail. Je remercie également MM. Jean LOTRIAN et Jack CARIOU pour leur participation au jury.

Je suis particulièrement reconnaissant envers Serge PINEL pour son aide technique très précieuse. Je remercie également Mathieu CHAUVET, Claude LE MOING, Emmanuel DANIEL, Annie LASQUELLEC, Marie-Paule KERVENNIC, Guy CHUITON, Pascal COANT, Jean-Pierre CLERE, Roger HAMON, Janet ORMORD, Vanessa SIMPSON, Yvette PRIGENT, Marcel DUAULT ainsi que tous ceux qui, à l'E.N.S.T. de Bretagne, ont apporté leur contribution et leurs encouragements.

J'exprime ma gratitude à toutes les personnes du Centre National d'Etudes des Télécommunications de Lannion qui m'ont aidé sans compter durant cette étude. Je pense, en particulier, à Jean-Emmanuel VIALLET et à René COQUILLE pour leur implication tant au niveau scientifique que technologique. Je remercie également Philippe GRAVEY, responsable du département Processeurs de Commutation Optique, pour son rôle primordial dans la mise en place de la collaboration contractuelle qui a eu lieu en 1996. Cette période a été riche d'enseignements grâce au tissu relationnel important qui s'est constitué pour le bon déroulement du marché d'étude.

Je remercie Suzanne SALAUN et Alain LE CORRE pour la réalisation des guides optiques et pour l'intérêt constant qu'ils ont porté à mon travail. Mes remerciements vont également à tous ceux qui ont apporté leur savoir-faire pour mener à bien les différents projets, notamment Léon BONNEL, Nicole WOLFFER, Marcel GAUNEAU, Yvon LAMBERT, Hélène L'HARIDON, Yves LE GUILLOU, Louis LE MARECHAL, Jean-Claude KEROMNES, Alain POUDOULEC et Patrick AUVRAY.

Je dois beaucoup à Jamil CHAWKI pour les discussions que nous avons eues sur la valorisation et la gestion des projets de recherche. Son souci des applications à caractère industriel pour les télécommunications a été le point de départ de la réalisation finale de notre étude. Je remercie vivement toute l'équipe du département Architectures des Réseaux Optiques du C.N.E.T. de Lannion pour les conseils qui m'ont été prodigués.

Franck DELORME et Pascal CORREC ont réalisé, au C.N.E.T de Bagneux, les diodes laser accordables sans lesquelles ce travail n'aurait pu aboutir à un dispositif complet. Pour cela et les relations amicales que nous avons gardées, je leur suis particulièrement reconnaissant.

Je remercie également, pour leur participation, Bernard CLERJAUD (Université Paris VI), Ammar SHARAHIA (Ecole Nationale d'Ingénieurs de Brest), Guillaume DROMEL et Arnaud LE MEUR (Institut Universitaire de Technologie de Lannion), Steffen SCHRODER (Deutsche Telekom, Fachhochschule, Berlin), Thomas ARTZ (Deutsche Telekom, Fachhochschule, Leipzig), Andrée D'ARAQUY (France Télécom, Direction Régionale Paris-Sud) et Jacques VARIN (Société Ar Méca, Rennes).

Enfin, je remercie mon épouse et mes enfants pour leur soutien et les encouragements qu'ils m'ont apportés tout au long de ce travail.

SOMMAIRE

Introduction générale	4
I. Le multiplexage en longueur d'onde pour les télécommunications optiques	6
I.1 Evolution des systèmes de télécommunications	7
I.2 Le multiplexage en longueur d'onde	7
I.2.1 Principe	7
I.2.2 Principaux dispositifs de multiplexage - démultiplexage	8
I.2.2.1 Réseaux de diffraction	9
I.2.2.2 Filtres Fabry-Pérot	9
I.2.2.3 Réseaux de guides d'ondes optiques	11
I.2.2.4 Cavités résonantes à réflecteurs diélectriques multicouches	12
I.3 Systèmes avec insertion/extraction optique en ligne	13
I.3.1 Démultiplexage et multiplexage complets	14
I.3.2 Multiplexeur à insertion/extraction utilisant un miroir de Bragg	14
I.3.3 Montage de type Mach-Zehnder utilisant deux miroirs de Bragg	15
I.4 Normalisation des fréquences et perspectives d'évolution des systèmes	16
Conclusion	17
Références	18
II. Les filtres à réseaux de phase	19
II.1 Introduction	20
II.2 Théorie des ondes couplées	21
II.3 Réponse spectrale	24
II.4 Réseaux non uniformes	26
II.5 Filtres à miroir de Bragg permanents photo-induits	29
II.5.1 Introduction	29
II.5.2 Filtres à réseaux photo-inscrits dans les fibres optiques	29
II.5.2.1 Mise en évidence des variations d'indice générées par la lumière	29
II.5.2.2 Photo-inscription par illumination latérale	31
II.5.2.3 Photo-inscription à travers un masque de phase	32
II.5.3 Filtres photoréfractifs dans le niobate de lithium	33
II.5.3.1 Introduction	33
II.5.3.2 L'effet photoréfractif	34
II.5.3.3 Inscription d'un réseau de Bragg par illumination latérale	35
II.6 Filtre à miroir de Bragg accordable utilisant l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe	36
II.6.1 Introduction	36
II.6.2 Principe du filtre et spécifications	36
Références	39
III. L'effet photoréfractif dans le phosphore d'indium dopé au fer	41
Introduction	42
III.1 Les propriétés photoréfractives de l'InP:Fe	42
III.1.1 Les cristaux InP et InP:Fe	42
III.1.1.1 Principales utilisations de l'InP	42

III.1.1.2	Fabrication des cristaux	42
III.1.1.3	Le dopage au fer	43
III.1.1.4	Propriété électro-optique	43
III.1.1.5	Absorption à la longueur d'onde 1,55 μm	45
III.1.2	Historique de l'étude de l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe	46
III.1.2.1	Premiers résultats expérimentaux et théoriques	46
III.1.2.2	Les travaux de B. Mainguet et les anomalies de couplage	47
III.1.2.3	Modèle du mécanisme de résonance	48
III.1.2.4	Les structures guidantes photoréfractives sur InP:Fe	50
III.2	Le mélange à deux ondes contra-directionnelles en milieu photoréfractif	51
III.2.1	Equations de couplage	51
III.2.2	Coefficients de transmission pour un milieu sans perte	55
III.2.3	Coefficients de transmission pour un milieu à faibles pertes	56
III.2.4	Coefficients de transmission d'après les solutions exactes des équations différentielles couplées	57
III.3	Mesures du gain photoréfractif pour des ondes contra-directionnelles dans les cristaux massifs	59
III.3.1	Méthode de mesure et montage expérimental	59
III.3.2	Influence de la température et comparaison avec le modèle théorique	64
III.3.3	Les performances des échantillons en fonction de leurs dopages	67
III.3.4	Estimation des performances potentielles en terme de filtrage	70
Conclusion	71
Références	73

IV. Filtre accordable utilisant l'effet photoréfractif dans un cristal massif d'InP:Fe	76
Introduction	77
IV.1 Premier dispositif expérimental et mise en œuvre d'une méthode de caractérisation	77
IV.1.1 Montage optique en espace libre	77	
IV.1.2 Mesure de la réponse spectrale et du coefficient de réflexion	81	
IV.2 Filtre photo-accordable à accès par fibres optiques	84	
IV.2.1 Réalisation d'un prototype portable	84	
IV.2.2 Coefficient de réflexion et réponse spectrale	86	
IV.2.3 Sensibilité de la réflectivité à la polarisation	87	
IV.3 Temps d'accord du filtre	90	
IV.3.1 Principe de la mesure et résultats expérimentaux	90	
IV.3.2 Estimation de la constante de temps du gain photoréfractif à partir des mesures des temps de montée et de descente relatifs à l'accord de Bragg	92	
IV.3.3 Simulation de la réponse du filtre à une variation de la longueur d'onde de commande	93	
IV.4 Influence de la géométrie du filtre sur la réjection et la réflectivité	97	
IV.4.1 Angle d'incidence et réseau à coefficient de couplage non-uniforme	97	
IV.4.2 Résultats expérimentaux	102	
IV.4.3 Comparaison avec la théorie des ondes couplées	103	
Conclusion	102
Références	103

V. Transposition du filtre photo-accordable à l'optique guidée sur

composés III-V	104
Introduction	105
V.1 Guide plan photoréfractif à base de composés III-V	106
V.1.1 Caractéristiques des matériaux InP:Fe et InGaAsP:Fe	106
V.1.2 Guide plan diélectrique à quatre couches	108
V.1.3 Sensibilité du filtre à la polarisation	111
V.2 Mesure du gain photoréfractif de guides plans	113
V.2.1 Le couplage par prisme en silicium	113
V.2.2 Montage expérimental	114
V.2.3 Résultats de mesure et comparaison avec le modèle théorique	116
V.3 Réalisation du filtre photo-accordable guidé	118
V.3.1 Montage expérimental	118
V.3.2 Résultats de mesure	120
V.3.2.1 Réponse spectrale et coefficient de réflexion	120
V.3.2.2 Temps d'accord du filtre et temps de réponse du matériau	121
Conclusion	122
Références	123
VI. Réalisation d'une maquette compacte et applications pour les télécommunications optiques	124
Introduction	125
VI.1 Filtre en boîtier	125
VI.1.1 Assemblage	125
VI.1.2 Stabilité	126
VI.2 Les applications pour les télécommunications optiques	127
VI.2.1 Analyse spectrale autour de la longueur d'onde 1.55 μm	127
VI.2.2 Supervision de multiplex en longueur d'onde	131
VI.2.3 Asservissement en longueur d'onde, d'une diode laser sur un laser de référence	133
VI.2.4 Démodulation de signaux optiques modulés en fréquence	134
Conclusion	136
Références	137
Conclusion générale	138
Annexes	140
1. Théorie des ondes couplées	141
2. Modèle du mécanisme de résonance de l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe	148
3. Etude électromagnétique des guides diélectriques plans à quatre couches	155
4. Sélection des publications et communications	162

Introduction générale

En l'espace d'une décennie, les techniques de transmission par fibres optiques ont profondément modifié les infrastructures des réseaux de télécommunications. Les travaux qui ont débuté au cours des années soixante, après l'invention du laser, ont permis d'apporter une solution aux besoins toujours plus importants de transmettre de l'information. Cette tendance ne faiblit pas aujourd'hui en raison de la généralisation des transmissions de données à tous les niveaux de la vie sociale et de l'économie, qu'elle soit nationale ou internationale.

Les équipements d'extrémité des systèmes de télécommunications ont rapidement bénéficié des progrès de l'optoélectronique, de l'électronique numérique et de l'informatique. Les diodes lasers, composants clés de ces systèmes, atteignent aujourd'hui des niveaux de performance et de fiabilité remarquables. Ces progrès technologiques servent non seulement les composants discrets mais aussi les dispositifs intégrés, tant à l'émission qu'à la réception. La maîtrise des sources optiques en particulier, a permis de développer des systèmes de multiplexage en longueur d'onde afin d'utiliser au mieux la bande offerte par les fibres optiques. Ainsi, des débits plus importants peuvent être obtenus sur des fibres déjà installées. Cette technique, également connue sous son acronyme WDM (*Wavelength Division Multiplexing*), bénéficie aussi de l'introduction de l'amplification optique, évitant ainsi les étapes de démultiplexage/multiplexage au niveau des répéteurs. Les opérateurs de télécommunications ont d'ores et déjà été convaincus des avantages indéniables apportés par une telle augmentation de la capacité de transmission des liaisons optiques point à point. Par ailleurs, sachant que pour être compétitifs, les réseaux doivent évoluer vers une plus grande souplesse de gestion, les laboratoires de recherche se penchent à présent sur les possibilités d'introduire le multiplexage en longueur d'onde au niveau du routage des signaux. Un nœud de réseau multicolore doit donc assurer de nouvelles fonctions telle que l'insertion/extraction optique permettant ainsi aux signaux d'être aiguillés en fonction de leur longueur d'onde. Les composants clés sont alors les sources et les filtres optiques, accordables ou non, suivant l'application recherchée.

Les réseaux de phase photo-inscrits dans les fibres optiques sont en mesure de répondre à certains besoins de filtrage optique dans les systèmes utilisant le multiplexage en longueur d'onde. Cependant, avec un réseau d'indice permanent, l'accordabilité ne peut être obtenue qu'en appliquant une contrainte mécanique. Les cristaux photoréfractifs présentent, quant à eux, des propriétés qui autorisent la mise en place de réseaux de Bragg dont le pas reste accordable par voie optique. Dans le cas du phosphore d'indium dopé au fer (InP:Fe), l'effet photoréfractif est observable dans une gamme de longueurs d'onde comprise entre 1 μm et 1,6 μm environ et avec des temps de réponse de quelques millisecondes. L'InP:Fe présente, en outre, l'avantage d'être compatible avec l'intégration des principaux composants

opto-électroniques utilisés pour les télécommunications. L'étude présentée ici vise d'abord à démontrer la faisabilité d'un filtre accordable utilisant ce matériau et à identifier les fonctions nouvelles ou existantes susceptibles d'être couvertes par ce dispositif. Nous avons en particulier développé un prototype à accès fibrés comportant un cristal d'InP:Fe. Puis, à la suite des travaux menés sur les premiers guides photoréfractifs sur InP:Fe dans le cadre d'une étude commune entre l'ENST de Bretagne et le CNET de Lannion, nous avons cherché à transposer ce type de filtre à l'optique guidée dans la perspective d'une intégration future.

Le document est organisé comme suit :

Le premier chapitre présente quelques traits du multiplexage en longueur d'onde, apportant ainsi des éléments sur le contexte général de l'étude.

La théorie des réseaux de phase appliquée aux filtres en réflexion est traitée dans le second chapitre et est étendue au cas des structures périodiques non uniformes. Deux types de filtres aujourd'hui commercialisés sont présentés, il s'agit des réseaux photo-inscrits dans les fibres de silice dopées au germanium et des filtres photoréfractifs permanents dans le niobate de lithium. Les spécifications d'un filtre à réseau dynamique dans l'InP:Fe sont proposées en fin de chapitre.

Au cours du troisième chapitre, les propriétés photoréfractives de l'InP:Fe sont rappelées avant l'étude spécifique du mélange d'ondes contra-directionnelles. Des mesures de gain photoréfractif sur plusieurs échantillons sont comparées au modèle théorique. Les meilleurs cristaux sont alors identifiés et retenus pour la suite de l'étude.

Le quatrième chapitre aborde la réalisation pratique et la caractérisation des filtres photo-accordables dans les cristaux massifs. Les réponses spectrales mesurées sont comparées aux courbes théoriques, une attention particulière est portée à la réjection. Le temps d'accord du nouveau dispositif de filtrage est également étudié.

La transposition du filtre photo-accordable à l'optique guidée sur composés III-V est présentée dans le cinquième chapitre. La structure utilisée est un guide plan diélectrique à quatre couches comprenant l'alliage InGaAsP:Fe.

Les applications pratiques font l'objet du sixième chapitre. Tout d'abord, une maquette compacte utilisant un cristal massif est présentée. Enfin, sont décrites les réalisations d'un analyseur de spectre à source optique accordable et d'un contrôleur d'espacement de longueur d'onde.

CHAPITRE I

Le multiplexage en longueur d'onde pour les télécommunications optiques

I.1 Evolution des systèmes de télécommunications

Le paysage des télécommunications a subi une mutation très marquée au cours des vingt dernières années. La commutation spatiale électromécanique est devenue progressivement électronique temporelle et, dans le même temps, les transmissions adoptaient un nouveau support : la fibre optique. Les systèmes de commutation et de transmission, auparavant si distincts, se rejoignent aujourd'hui autour des techniques numériques pour permettre au réseau de télécommunications d'atteindre les performances exigées par l'accroissement des volumes de données échangées. A ces besoins croissants, accompagnant la mondialisation de l'économie et l'évolution des usages industriels et domestiques, les communications optiques sont les seules en mesure de répondre. Les systèmes de la nouvelle hiérarchie numérique synchrone (ou SDH : *Synchronous Digital Hierarchy*) sont aujourd'hui disponibles jusqu'à un débit de 2,488 Gbit/s soit 30720 voies téléphoniques à 64 Kbit/s sur une paire de fibres optiques [1]. Le multiplexage temporel permet d'augmenter encore les débits au-delà de 10 Gbit/s mais au prix d'une complexité accrue des équipements électroniques et optoélectroniques. Par ailleurs, la plupart des fibres installées présentent une dispersion trop importante pour supporter une montée en débit sur de longues distances. Il est cependant possible d'augmenter la capacité des liaisons existantes sans faire appel aux travaux de génie civil toujours très coûteux. La solution réside en l'utilisation de plusieurs porteuses optiques sur une même fibre. Le multiplexage en longueur d'onde, également connu sous son acronyme WDM (*Wavelength Division Multiplexing*), fait l'objet de nombreux travaux de recherche car, si le support de transmission est aujourd'hui figé, les équipements d'extrémité sont généralement de conception nouvelle.

I.2 Le multiplexage en longueur d'onde

I.2.1 Principe

Les systèmes utilisant le multiplexage en longueur d'onde ont été récemment mis en service aux Etats-Unis, sur certaines grandes artères de transmission. Les équipements, en exploitation en France depuis la fin de l'année 1996, utilisent quatre porteuses optiques espacées de 7 nm, le débit sur chaque canal étant de 2,488 Gbit/s. La figure I-1 illustre le principe du multiplexage en longueur d'onde pour un sens de transmission d'une liaison point à point. Il faut souligner que les amplificateurs optiques possèdent une largeur de bande optique suffisante pour permettre l'amplification simultanée de tout le multiplex sans besoin

de démultiplexer ou de convertir en signal électrique comme le faisaient les anciens répéteurs optiques.

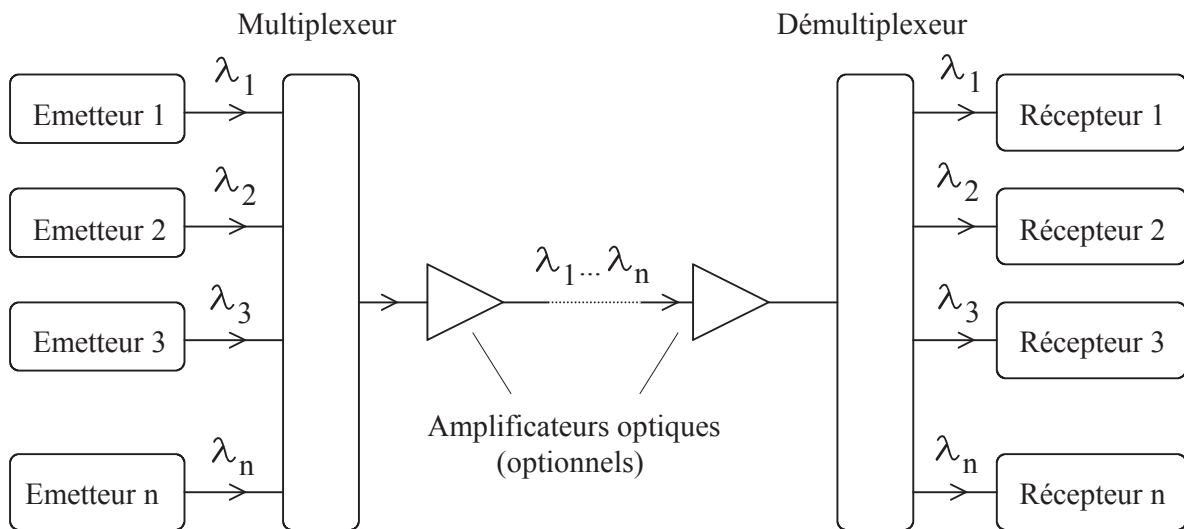


Figure I-1 : Principe d'une liaison sur fibre optique utilisant la technique du multiplexage en longueur d'onde pour un sens de transmission.

I.2.2 Principaux dispositifs de multiplexage - démultiplexage

La fonction de démultiplexage est la plus critique dans les systèmes multicolores car il faut limiter à la fois la diaphotie entre canaux et les pertes d'insertion. Les réseaux de diffraction et les réseaux de guides d'ondes optiques (appelés aussi phaseurs) sont des démultiplexeurs monocomposants qui peuvent également être utilisés pour la fonction de multiplexage.

L'association de plusieurs filtres optiques en cascade permet aussi de séparer les différentes longueurs d'onde mais les dernières voies extraites présentent alors des pertes plus importantes que les premières. Les filtres peuvent être des réseaux de Bragg, des filtres Fabry-Pérot, des filtres diélectriques résonants ou encore des filtres acousto-optiques.

Un coupleur suivi de plusieurs filtres optiques peut également assurer la fonction de démultiplexage et les pertes deviennent identiques pour tous les canaux. Cependant, lorsque leur nombre est important, cette technique peut devenir moins avantageuse que la précédente. En effet les pertes minimales sont de 3 dB pour un dispositif 1 vers 2, elles sont de 6 dB pour 1 vers 4, etc. Au-delà de 8 canaux, l'utilisation de réseaux de diffraction ou de phaseurs est préférable car leurs pertes sont généralement moindres que celles d'un coupleur.

En ce qui concerne le multiplexage, il peut être assuré par un coupleur mais les pertes d'insertion peuvent être très élevées pour les mêmes raisons que celles évoquées précédemment. Ainsi, comme pour le démultiplexage, les réseaux de diffraction et les phaseurs sont plus adaptés. Différentes solutions peuvent donc être retenues par les opérateurs suivant les performances recherchées et le coût des dispositifs. Les paragraphes suivants présentent certaines de ces solutions.

I.2.2.1 Réseaux de diffraction

Le multiplexeur à réseau de diffraction présente, en général, des pertes d'insertion inférieures à 5 dB (pour quatre ou huit longueurs d'onde) mais son coût est bien entendu plus élevé que celui d'un coupleur. Il peut également être utilisé en réception pour le démultiplexage comme le montre la figure I-2 [2]. Cette technique présente l'avantage de séparer toutes les longueurs d'ondes du multiplex avec un seul composant.

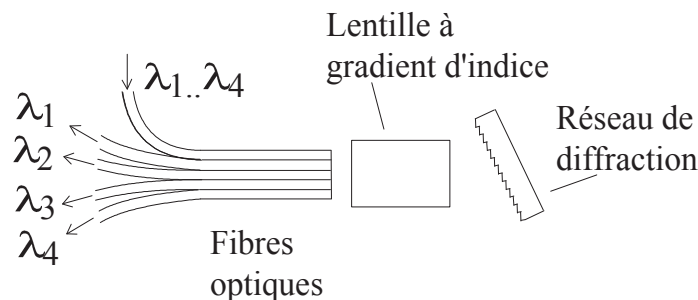


Figure I-2 : Multiplexeur/démultiplexeur à réseau de diffraction pour quatre longueurs d'ondes.

Le nombre de traits du réseau de diffraction détermine sa résolution et il est aujourd'hui possible de séparer plus de 100 longueurs d'ondes espacées de 1 nm avec une largeur à mi-hauteur de 0,25 nm [3]. Les caractéristiques principales sont une diaphotie d'environ -30 dB et une sensibilité à la polarisation inférieure à 0,2 dB.

I.2.2.2 Filtres Fabry-Pérot

Les démultiplexeurs utilisant des filtres Fabry-Pérot accordables sont moins compacts car il faut associer un dispositif à chaque voie. La figure I-3 représente un filtre réalisé avec des fibres optiques monomodes dont les faces sont traitées réfléchissantes ($0,9 < R < 0,99$). La longueur L de la cavité est ajustée par l'application d'une tension sur un cristal piézo-électrique solidaire des fibres [4].

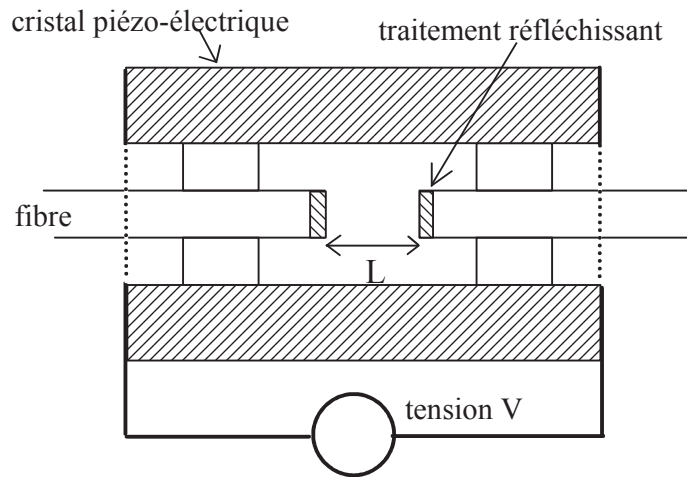


Figure I-3 : Principe d'un filtre Fabry-Pérot fibré accordable.

Le coefficient de transmission normalisée d'un filtre Fabry-Pérot est donné en fonction de la longueur d'onde λ par :

$$T(\lambda) = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{2\pi n L}{\lambda}\right)} \quad (I-1)$$

R est le coefficient de réflexion des miroirs et n l'indice du milieu séparant ces derniers. Une représentation de la fonction $T(\lambda)$ est donnée figure I-4. Les caractéristiques principales sont l'intervalle spectral libre (I.S.L.) et la bande passante du filtre, la finesse correspondant au rapport de ces deux valeurs.

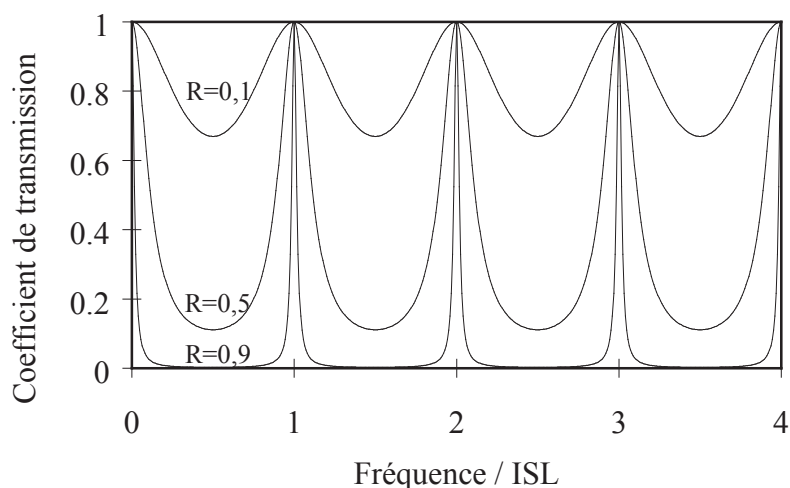


Figure I-4 : Réponse spectrale en transmission d'un filtre Fabry-Pérot pour différentes valeurs du coefficient de réflexion R des miroirs.

Pour des filtres de bonne qualité, les pertes d'insertion peuvent être de 1 dB seulement mais un coupleur est indispensable pour la fonction de démultiplexage qui demande en outre autant de filtres que de longueurs d'onde à séparer sans oublier les systèmes d'asservissement pour pallier les dérives des signaux ou les problèmes d'hystérésis des cristaux piézo-électriques (figure I-5).

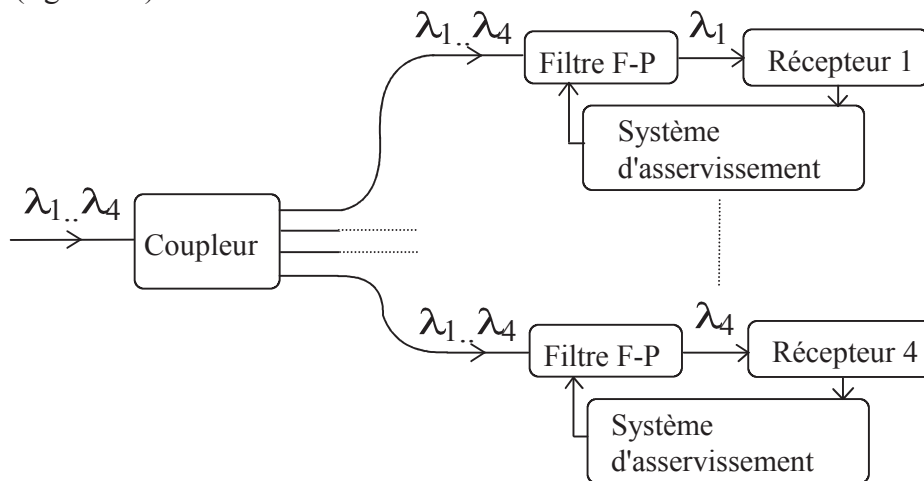


Figure I-5 : Démultiplexage de quatre longueurs d'onde à l'aide de filtres Fabry-Pérot.

I.2.2.3 Réseaux de guides d'onde optiques

Les réseaux de guides d'ondes (ou phaseurs) sont plus récents et font appel aux techniques de l'optique intégrée sur silice ou sur phosphore d'indium [5]. Il s'agit de faire parcourir des trajets différents à des ondes prélevées sur un même multiplex et de les recombinaison dans une structure planaire de façon à provoquer une séparation angulaire des longueurs d'onde par diffraction. Une représentation de ces structures est donnée figure I-6.

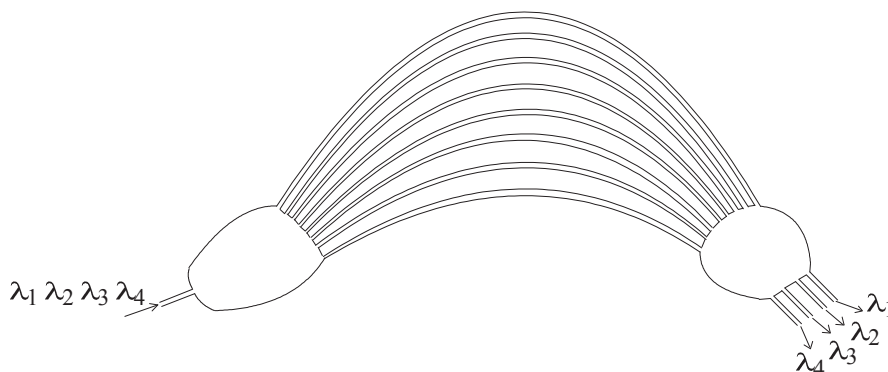


Figure I-6 : Démultiplexeur à réseau de guides d'ondes optiques (phaseur).

Des produits commerciaux compacts (100 x 56 x 15 mm) sont disponibles jusqu'à 32 canaux espacés de 0,8 nm (100 GHz) avec des pertes d'insertion inférieures à 8 dB, une sensibilité à la polarisation de 0,3 dB et une diaphotie de -22 dB [6]. L'inconvénient de ce dispositif est la régulation en température qui est indispensable pour éviter toute dérive.

I.2.2.4 Cavités résonantes à réflecteurs diélectriques multicouches

Le raccordement de filtres fibrés indépendants entraîne nécessairement des pertes et un encombrement non négligeable de l'ensemble. Dans le cas des cavités à réflecteurs diélectriques multicouches, les filtres peuvent être disposés en cascade directement sur un même substrat de verre. Chaque filtre laisse passer une seule longueur d'onde tandis que les autres sont réfléchies vers le filtre suivant (figure I-7) [7]. Pour améliorer leurs réponses spectrales, ces filtres peuvent être constitués de plusieurs cavités.

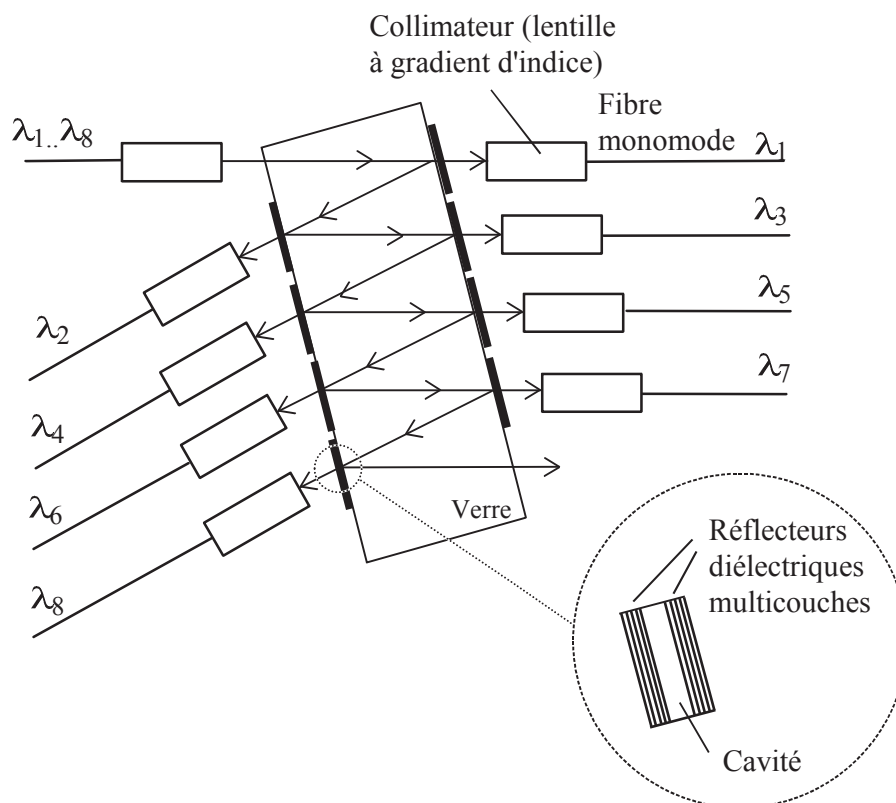


Figure I-7 : Démultiplexeur pour huit longueurs d'onde utilisant des cavités à réflecteurs diélectriques multicouches [7].

Il faut préciser que la qualité des collimateurs est ici essentielle car une trop forte divergence du faisceau incident conduit à des pertes de plus en plus importantes pour les dernières voies extraites. Les performances annoncées de ces filtres sont particulièrement intéressantes en ce qui concerne la stabilité puisque la dérive en température est de seulement $0,001 \text{ nm}/^\circ\text{C}$.

I.3 Systèmes avec insertion-extraction optique en ligne

Les multiplexeurs de la hiérarchie numérique synchrone (SDH) utilisent les techniques électroniques pour extraire et insérer en ligne les signaux d'un multiplex temporel (à l'aide de pointeurs). Contrairement à la hiérarchie numérique plésiochrone (première génération des systèmes numériques), il n'est pas nécessaire de procéder à toutes les étapes de démultiplexage pour extraire un signal d'un multiplex SDH. Pour le multiplexage, les performances sont du même ordre avec une grande souplesse de gestion des signaux affluents. Le premier débit normalisé est de 155,52 Mbit/s (STM-1: *Synchronous Transfer Module*), les ordres supérieurs étant 622,08 Mbit/s (STM-4), 2,488 Gbit/s (STM-16) et 9,953 Gbit/s (STM-64).

Des propositions récentes ont été faites pour étendre ce principe aux multiplex en longueur d'onde [8]. Il faut alors extraire une longueur d'onde au niveau d'une station puis émettre un nouveau signal sur cette même longueur d'onde pour reformer le multiplex. Les équipements assurant une telle fonction sont des multiplexeurs à insertion-extraction optique (figure I-8).

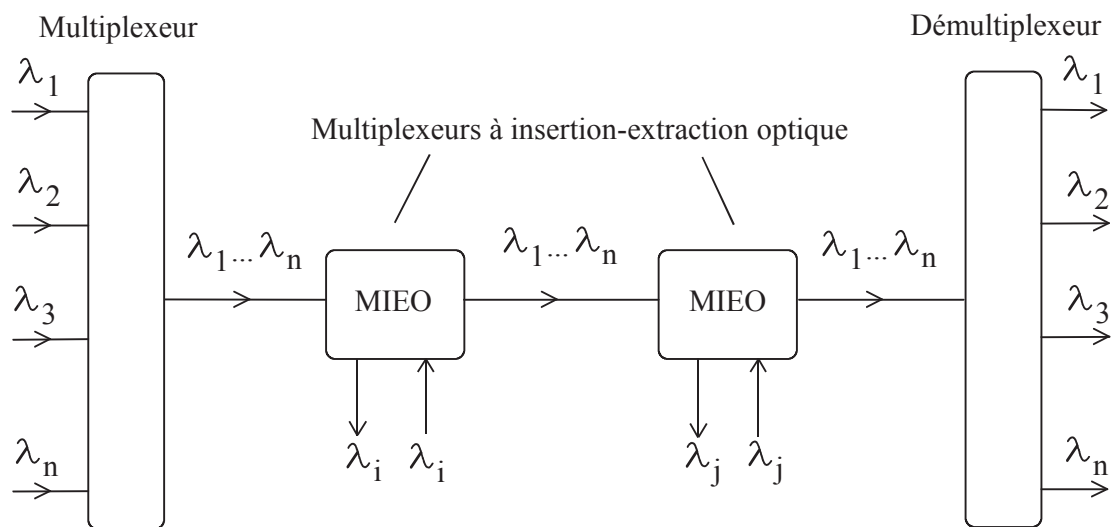


Figure I-8 : Liaison point à point avec insertion-extraction optique en ligne.

La figure ci-dessus représente une topologie de type bus où la sécurisation est généralement assurée par un doublement de la liaison et des équipements. Dans un réseau régional ou métropolitain, il est intéressant de mettre en œuvre des structures en anneaux car elles permettent une meilleure sécurisation des liaisons entre stations (deux stations peuvent communiquer par deux chemins différents).

I.3.1 Démultiplexage et multiplexage complets

Si une seule longueur d'onde est concernée par l'insertion-extraction, le dispositif de la figure I-9 peut s'avérer coûteux. En effet, dans cette configuration toutes les longueurs d'onde subissent une étape de démultiplexage puis de multiplexage.

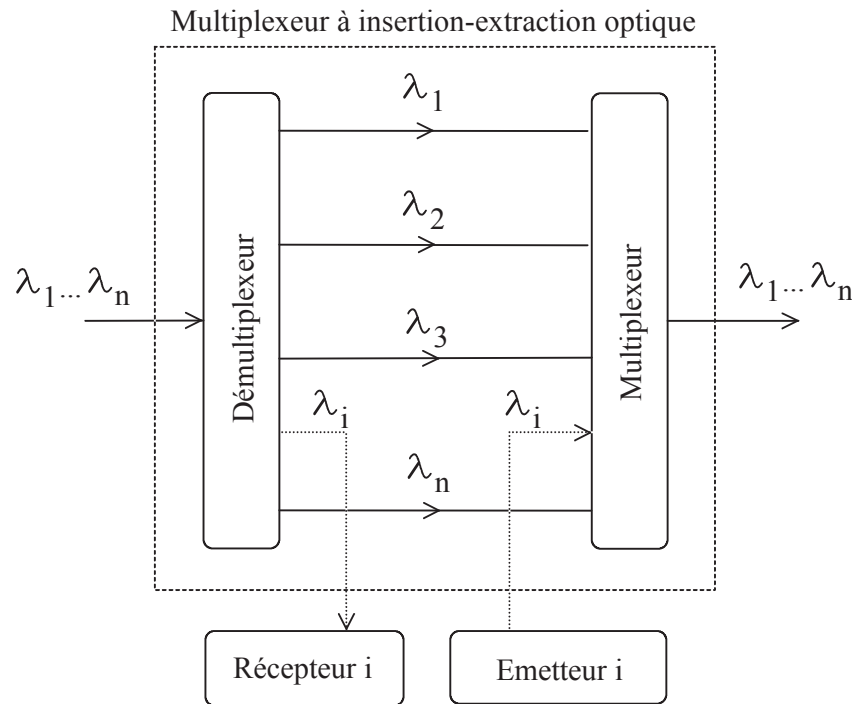


Figure I-9 : Multiplexeur à insertion/extraction optique en ligne. Dans cette configuration toutes les longueurs d'onde subissent une étape de démultiplexage puis de multiplexage.

I.3.2 Multiplexeur à insertion/extraction utilisant un miroir de Bragg

Pour éviter de démultiplexer toutes les longueurs d'onde, un filtre à miroir de Bragg photo-inscrit dans une fibre (cf. chapitre II) peut être utilisé en association avec deux coupleurs [9]. L'utilisation de circulateurs (figure I-10) proposée récemment par AT&T [10] et par France Télécom-C.N.E.T. [11] permet de réduire les pertes à environ 2 dB port à port. En ce qui concerne la référence [11], les performances en terme de bilan de liaison sont accrues par l'adjonction d'un amplificateur optique bidirectionnel entre les deux circulateurs.

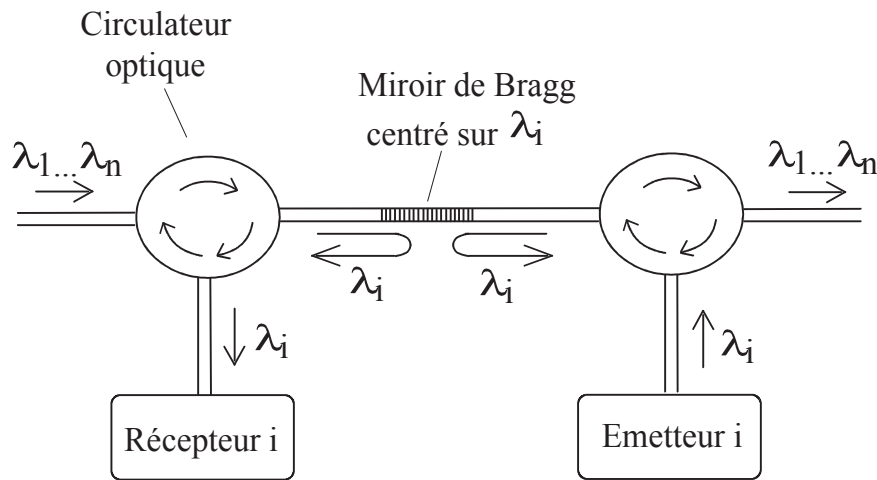


Figure I-10: Multiplexeur à insertion-extraction optique utilisant un miroir de Bragg photo-inscrit dans une fibre et deux circulateurs.

L'accordabilité des miroirs de Bragg peut être obtenue par l'utilisation d'un cristal piézo-électrique collé à la fibre. La déformation de celle-ci provoque alors une variation du pas du réseau photo-inscrit et entraîne un changement de la longueur d'onde λ_i .

I.3.3 Montage de type Mach-Zehnder utilisant deux miroirs de Bragg

Les circulateurs optiques étant très coûteux, il peut être avantageux de préférer un dispositif à base de deux coupleurs 3 dB et de deux réseaux de Bragg identiques [12]. La configuration est celle d'un interféromètre de Mach-Zehnder comme le montre la figure I-11. Les ondes étant déphasées de $\pi/2$ l'une par rapport à l'autre en sortie d'un coupleur 3 dB, un second passage aboutit à une mise en opposition de phase de celles-ci. L'équilibre de l'interféromètre est obtenu en modifiant l'indice de réfraction de zones situées sur l'un des bras, cette opération se fait par exposition aux U.V. Lorsqu'un peigne de longueurs d'onde est injecté par l'entrée A, seul le signal à λ_i est présent sur la sortie B tandis que les autres longueurs d'onde sortent par le port D. L'injection d'un nouveau signal à λ_i dans le multiplex peut être effectuée par l'entrée C. Le démultiplexeur de la référence [13] présente de très bonnes performances puisque la réflectivité atteint 99,4 % avec une réjection des autres signaux supérieure à 20 dB pour un espacement entre canaux de 0,8 nm (100 GHz). Ce dispositif est insensible à la polarisation des ondes et les pertes en transmission pour le multiplex sont inférieures à 0,5 dB.

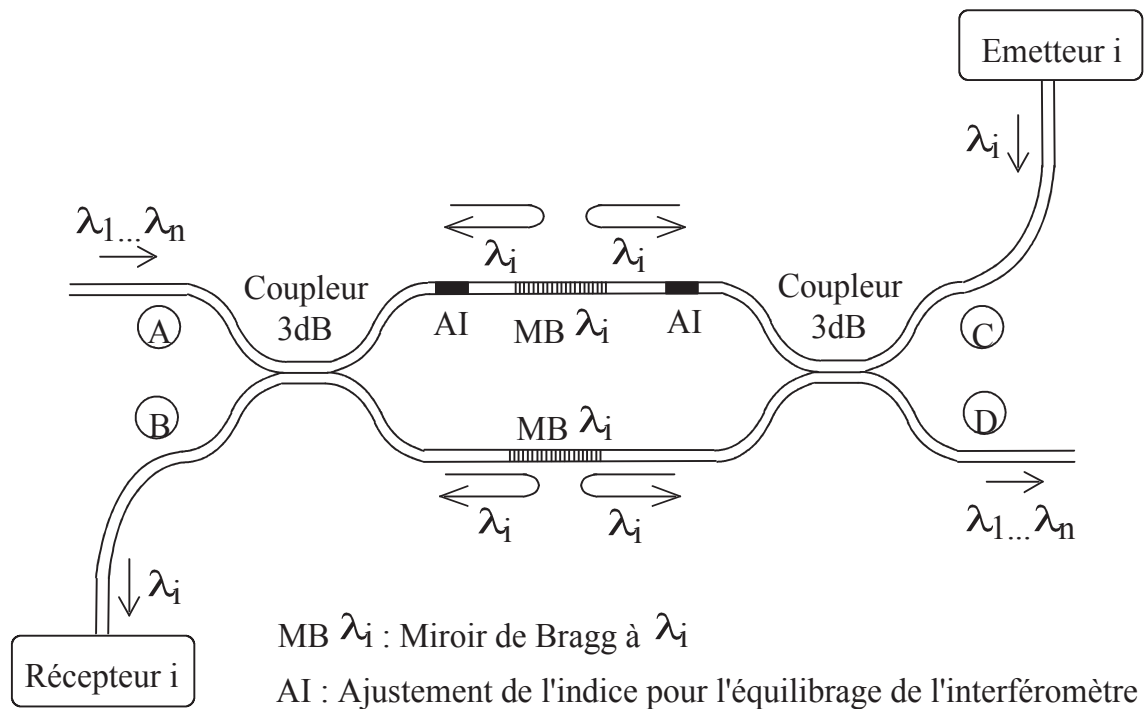


Figure I-11 : Multiplexeur à insertion/extraction optique utilisant deux réflecteurs de Bragg dans une configuration de type Mach-Zehnder.

I.4 Normalisation des fréquences et perspectives d'évolution des systèmes

Sachant qu'il faut réduire l'espacement entre les canaux d'un multiplex optique pour en augmenter le nombre, des travaux de normalisation sont nécessaires pour définir les longueurs d'onde autorisées.

L'espacement proposé par l'opérateur et constructeur américain AT&T à l'U.I.T. (Union Internationale des Télécommunications) est de 100 GHz (0,8 nm) pour une plage allant de 191600 GHz (1564,68 nm) à 195900 GHz (1530,33 nm) soit 43 fréquences dont la référence a été choisie à 193100 GHz (1552,52 nm). Les systèmes d'AT&T sont opérationnels avec 4 longueurs d'onde assurant chacune un débit de 2,5 Gbit/s soit un débit total de 10 Gbit/s. La prochaine génération aura une capacité double avec 8 longueurs d'onde espacées de 200 GHz (1,6 nm).

L'opérateur japonais NTT propose un espacement de seulement 25 GHz (0,2 nm) avec 121 porteuses normalisées autour de 193100 GHz. La compagnie British Telecom va jusqu'à

envisager des écarts de seulement 10 GHz (0,08 nm) mais à l'heure actuelle ces intervalles extrêmement faibles ne sont pas utilisables en raison du manque de stabilité des lasers à semi-conducteurs et de leur élargissement spectral sous modulation directe. Les sous-espacements de 25 GHz ont également été proposés pour la distribution de fréquences de référence émises par des lasers à gaz dans le réseau afin de permettre la stabilisation des lasers à semi-conducteurs présents dans les équipements d'émission. Un procédé original d'asservissement est décrit au chapitre VI.

Par ailleurs, les performances des émetteurs et des récepteurs accordables sont en progrès constant pour permettre l'extension du multiplexage en longueur d'onde aux applications de type réseau où les stations peuvent être configurées à la demande. Enfin, de tels systèmes nécessitent l'emploi de nouveaux dispositifs de supervision et de maintenance afin de prévenir en particulier les conflits de longueur d'onde. Les constructeurs d'appareils de mesure proposeront, dès 1997, une nouvelle gamme d'analyseurs de spectres compacts (cf. chapitre VI).

Conclusion

Les dispositifs de démultiplexage optique les plus employés utilisent soit des réseaux de diffraction soit des filtres tels que les cavités ou les structures périodiques photo-inscrites dans les fibres. Dans les applications nécessitant des filtres accordables, les solutions actuelles basées sur l'utilisation de cristaux piézo-électriques solidaires des fibres présentent quelques inconvénients en raison de l'hystérésis de ces derniers. Ainsi, pour une même tension appliquée, le filtre peut être centré sur deux longueurs d'onde différentes suivant la situation du cristal dans le cycle d'hystérésis. Pour éviter les déplacements mécaniques, on peut recourir aux filtres acousto-optiques mais ceux-ci demandent un générateur électrique (de fréquence supérieure à 100 MHz), ce qui augmente l'encombrement de l'ensemble.

En ce qui concerne les structures périodiques photo-induites, une accordabilité, sans déplacement mécanique, pourrait être obtenue avec un réseau d'indice effaçable et réinscriptible. Ceci n'est cependant pas possible dans les fibres optiques à base de silice mais certains cristaux photoréfractifs sont des candidats potentiels. La commande du filtre devrait alors être une source accordable en longueur d'onde. En raison des résultats importants déjà obtenus avec les diodes laser multi-électrodes, on peut prévoir que ces composants seront de plus en plus performants et donc utilisables pour la commande de filtres à réseau de phase dynamique. La théorie des filtres obtenus à partir de variations périodiques d'indice est présentée au chapitre II.

Références du chapitre I

- [1] Bartsch S. et Thépaut P.M., "Systèmes optoélectroniques de transmission terrestre", Revue des télécommunications - Alcatel, p. 51-57, 4^{ème} trimestre 1992.
- [2] Fujii Y., Aoyama K. and Minowa J., "Optical demultiplexer using a silicon echelette grating", IEEE Journal of Quantum Electronics, **QE-16**, p. 165-169, 1980.
- [3] Laude J.P., "Multiplexeurs de longueur d'onde haute densité", Optoélectronique, n°86, p.24, Mars-Avril 1996.
- [4] Stone J., Stulz L.W., "Pigtailed high-finesse tunable fibre Fabry Perot interferometers with large, medium and small free spectral range", Electronics Letters, **23** (15), p 781-783, 1987.
- [5] Verbeek B.H. and Smit M.K., "Phased Array based WDM devices", Proceedings of the 21st European Conference on Optical Communications (ECOC'95), Brussels, Tu.A.3.1, 1995.
- [6] Documentation technique NTT Electronic Technology Corporation, Tokai, Ibaraki, 31911-Japan.
- [7] Scobey M.A., Spock D.E., "Passive DWDM components using Microplasma® optical interference filters", Proceedings of the International Conference on Optical Fiber Communications (OFC'96), San Jose, U.S.A., ThK1, p. 242-243, 1996.
- [8] Way W.I., "A self routing WDM high capacity SONET ring network", IEEE Photonics Technology Letters, **4**, p. 402-405, 1992.
- [9] Chawki M.J., Tholey V., Delevaque E., Boy S. and Gay E., "Wavelength reuse scheme in a WDM unidirectional ring network using a proper fibre grating add/drop multiplexer", Electronics letters, **31** (6), p. 476-477, 1995.
- [10] C.R. Giles and V. Mizrahi, "Low-loss Add/Drop Multiplexers for WDM Lightwave Networks", Proceedings of the 10th International Conference on Integrated Optics and Optical Communications (IOOC'95), Hong Kong, Th.C2-1, 1995.
- [11] Chawki M.J., Berthou L., Delevaque E., Gay E. and Le Gac I, "Evaluation of an optical boosted Add/drop Multiplexer OBADM including circulators and fiber grating filters", Proceedings of the 21st European Conference on Optical Communications (ECOC'95), Brussels, p.47, 1995.
- [12] Johnson D.C., Hill K.O., Bilodeau F. and Faucher S., "New design concept for a narrowband wavelength-selective optical tap and combiner", Electronics Letters, **23** (13), p. 668-669, 1987.
- [13] Bilodeau F., Johnson D.C., Thériault, Malo B., Albert J. and Hill K.O., "An all-fiber dense-wavelength-division multiplexer/demultiplexer using photoimprinted Bragg gratings", IEEE Photonics Technology Letters, **7** (4), p. 388-390, 1995.

CHAPITRE II

Les filtres à réseau de phase

II.1 Introduction

Le principe des filtres à réseau de phase épais repose sur la théorie des ondes couplées dans une structure périodique [1]. Une telle structure est aussi appelée hologramme de volume ou simplement réseau épais (par opposition au réseau mince utilisé pour la diffraction). On montre, à partir des équations de Maxwell, qu'une variation périodique de l'indice du matériau dans la direction de propagation entraîne la réflexion partielle ou totale de cette onde. Si de plus la structure est guidante, les choses sont plus complexes puisqu'il faut étudier le couplage de modes et non plus d'ondes planes [2]. Néanmoins, pour certaines structures simples, monomodes et utilisant un matériau non biréfringent, la première théorie est satisfaisante en première approximation. Dans tous les cas, la perturbation est supposée suffisamment faible pour que les ondes se propagent sans affecter la nature des modes ou des ondes et en particulier leurs vecteurs d'onde. Dans le cas d'un guide d'ondes, les modes de propagation de la structure non perturbée sont ainsi conservés et la perturbation agit seulement sur les amplitudes des ondes (matériau massif) ou des modes (guide d'ondes).

On a coutume de séparer deux cas de figure, suivant l'importance de l'angle entre le faisceau incident et la direction du vecteur d'onde du réseau (figure II-1). Pour un guide bidimensionnel (fibre optique, guide rectangulaire, guide carré), seule la configuration (b) présente un intérêt à condition cependant que le vecteur d'onde soit normal ou quasi normal aux franges du réseau.

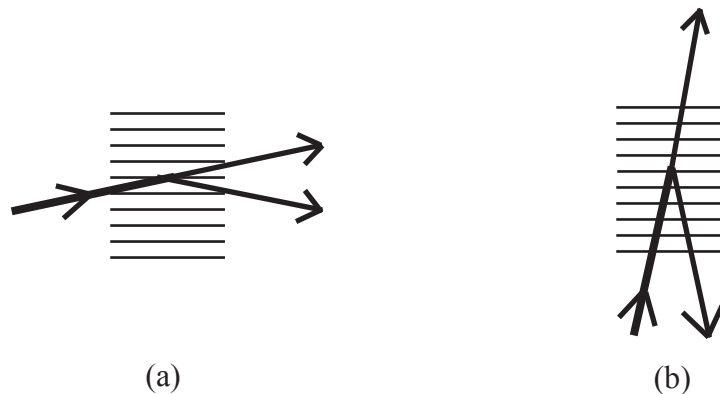


Figure II-1 : Réseaux épais en transmission (a) et en réflexion (b).

Les réseaux en réflexion (b) présentent des réponses spectrales plus sélectives que celles des réseaux en transmission (a). Les réflecteurs sont des miroirs distribués où chaque variation d'indice au niveau du pas du réseau contribue à la réflexion globale. Pour un réseau donné, la réflexion est maximale lorsque toutes les réflexions élémentaires sont en phase ou encore lorsque l'on se trouve dans les conditions dites de Bragg.

Dans les guides, la perturbation périodique peut être réalisée par gravure sur la surface. Ces réseaux sont surtout utilisés dans les diodes lasers DFB (*Distributed Feed-Back*) qui sont aujourd'hui les lasers les plus répandus pour les télécommunications à hauts débits et longues distances car ils présentent des caractéristiques spectrales remarquables avec une largeur de raie de quelques MHz. Les diodes lasers DBR (*Distributed Bragg Reflector*) sont accordables de façon discontinue pour les dispositifs à deux sections. L'adjonction d'une section de phase les rend continûment accordables sur plus de 15 nm pour les meilleurs composants [3]. Les principales différences de structure entre les lasers DFB et les lasers DBR sont présentées sur la figure II-2.

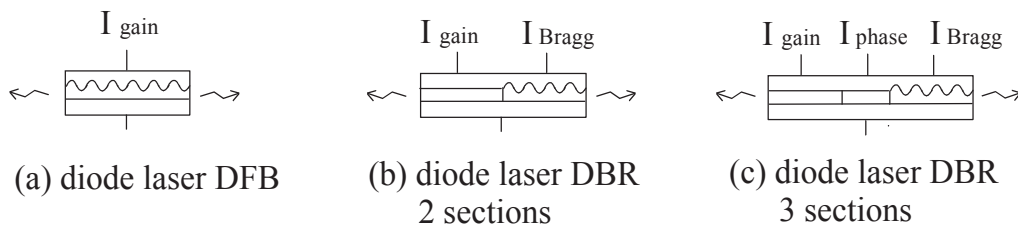


Figure II-2 : Diodes laser DFB et DBR.

II.2 Théorie des ondes couplées

Soit une onde plane progressant dans un milieu à variations périodiques d'indice de pas Λ , le vecteur d'onde de cette onde formant un angle θ avec le vecteur d'onde du réseau d'indice. Si des réflexions élémentaires se font, elles voyagent symétriquement par rapport à ce même vecteur d'onde (figure II-3). Les différentes ondelettes ne se retrouvent en phase que si le trajet $2 \Lambda \cos \theta$ est égal à un nombre entier m de longueurs d'onde dans le matériau ($\frac{\lambda}{n}$).

Un signal est donc réfléchi si sa longueur d'onde est telle que :

$$\lambda = \frac{2 n \Lambda \cos \theta}{m} \quad (\text{II-1})$$

Cette relation est appelée condition de Bragg. On supposera par la suite que cette condition est remplie ou presque remplie et avec $m = 1$.

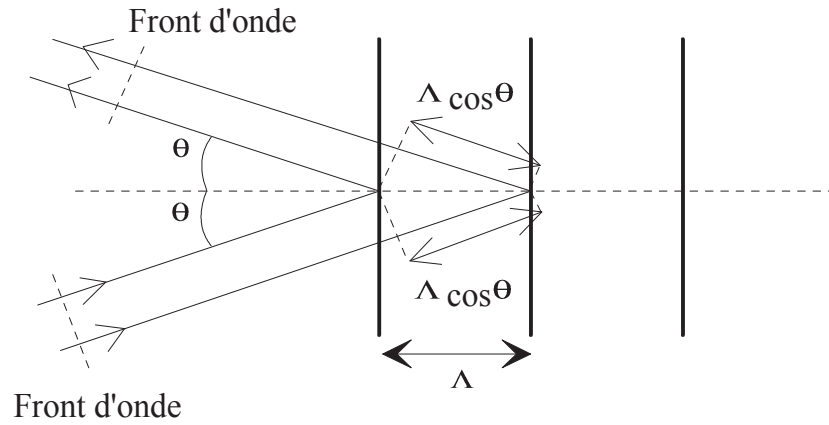


Figure II-3 : Représentation géométrique de la condition de Bragg.

L'approche ci-dessus permet d'annoncer certaines relations entre la longueur d'onde des faisceaux lumineux et le pas du réseau mais cela est insuffisant pour quantifier les échanges d'énergie entre les ondes couplées. Une approche électromagnétique est nécessaire pour traiter ce problème, celle-ci est présentée dans l'annexe 1. Cette étude concerne des ondes planes monochromatiques se propageant dans un milieu dont la variation d'indice est sinusoïdale de période Λ et suivant z seulement :

$$n(z) = n_m + n_1 \cos \bar{K} \bar{X} = n_m + n_1 \cos \frac{2\pi}{\Lambda} z \quad (\text{II-2})$$

avec n_m : indice moyen et n_1 : amplitude de la modulation d'indice.

On suppose que la polarisation des ondes couplées A et B est perpendiculaire au plan d'incidence (xOz) et que la perturbation est suffisamment faible pour ne pas affecter pas les vecteurs d'onde mais seulement les amplitudes des ondes. En négligeant les ordres supérieurs de diffraction et en supposant que le couplage s'effectue lentement suivant z , on obtient les deux équations différentielles couplées suivantes :

$$A'(z) = -j \kappa e^{-j\delta z} B(z) \quad (\text{II-3})$$

$$B'(z) = j \kappa e^{j\delta z} A(z) \quad (\text{II-4})$$

$A(z)$ et $B(z)$ représentent les amplitudes des ondes couplées suivant z .

κ est le coefficient de couplage, il est donné par $\kappa = \frac{\pi n_1}{\lambda \cos \theta}$ (II-5)

Le coefficient de couplage s'exprime généralement en cm^{-1} .

Dans le cas des ondes contra-directionnelles, on a $\theta = 0$ et par conséquent :

$$\kappa = \frac{\pi n_1}{\lambda} \quad (\text{II-6})$$

Le terme δ traduit la désynchronisation entre les ondes et le réseau, L'expression de δ est donnée par :

$$\delta = 4 \pi n_m \cos \theta \left(\frac{1}{\lambda_B} - \frac{1}{\lambda} \right) \quad (\text{II-7})$$

avec λ_B , la longueur d'onde de Bragg telle que $\lambda_B = 2 \pi n_m \cos \theta$ (II-7).

On peut également utiliser l'approximation : $\delta \approx 4 \pi n_m \cos \theta \left(\frac{\lambda - \lambda_B}{\lambda^2} \right)$ (II-8)

L'onde incidente (A) rencontre le milieu périodique en $z = 0$ et l'amplitude de l'onde réfléchie (B) est généralement nulle à l'extrémité de la structure périodique de longueur L. Le coefficient de réflexion en amplitude est alors donné par :

$$r = \frac{B(0)}{A(0)} = \frac{-j \kappa \operatorname{sh} sL}{s \operatorname{ch} sL - j \frac{\delta}{2} \operatorname{sh} sL} \quad (\text{II-9})$$

Le coefficient de réflexion en puissance (ou réflectivité) est donc :

$$R = |r|^2 = \frac{\kappa^2 \operatorname{sh}^2 sL}{s^2 \operatorname{ch}^2 sL + \left(\frac{\delta}{2} \right)^2 \operatorname{sh}^2 sL} \quad (\text{II-10})$$

$$\text{avec } s^2 = \kappa^2 - \left(\frac{\delta}{2} \right)^2 \quad (\text{II-11})$$

Pour κ et L donnés, R est maximal à l'accord de Bragg ($\delta = 0$ et donc $s = \kappa$). On a alors :

$$R_{\max} = \operatorname{th}^2 \kappa L \quad (\text{II-12})$$

On remarque sur la figure II-4 que le coefficient de réflexion dépasse 90% pour $\kappa L = 2$.

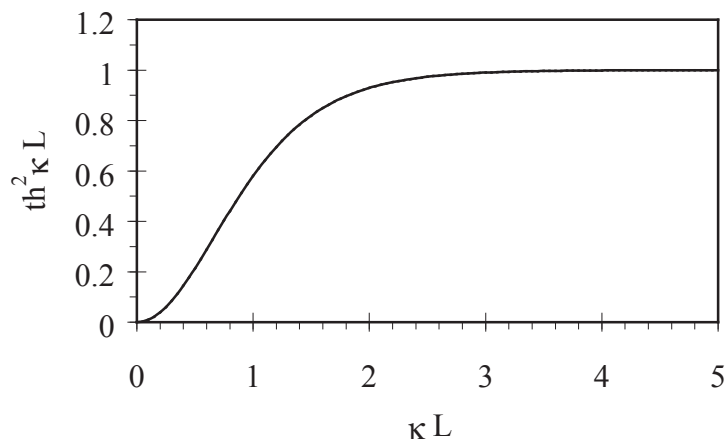


Figure II-4 : Réflectivité maximale d'un réflecteur de Bragg en fonction du produit κL .

II.3 Réponse spectrale

Si l'on s'écarte de l'accord de Bragg par une variation de la longueur d'onde λ , la réflectivité R est affectée comme le laisse prévoir la relation (II-10). La réponse spectrale est donc obtenue en faisant varier λ dans l'expression de R par l'intermédiaire de δ . Si on s'intéresse également à la phase $\text{Arg}(r)$ de l'onde réfléchie par rapport à l'onde incidente, on utilisera l'expression (II-9).

On prendra par la suite $\cos\theta = 1$, la désynchronisation δ s'écrit alors :

$$\delta = 4 \pi n_m \left(\frac{\lambda - \lambda_B}{\lambda \lambda_B} \right) = \frac{4 \pi n_m}{c} (f_B - f) \quad (\text{II-13})$$

Pour analyser la réflectivité et la phase de manière générale, on peut les représenter en fonction de δL à κL donné (figure II-5). L'évolution de la phase avec la fréquence de l'onde donne une information sur la dispersion (si la phase est non linéaire en fonction de la fréquence, il y a dispersion).

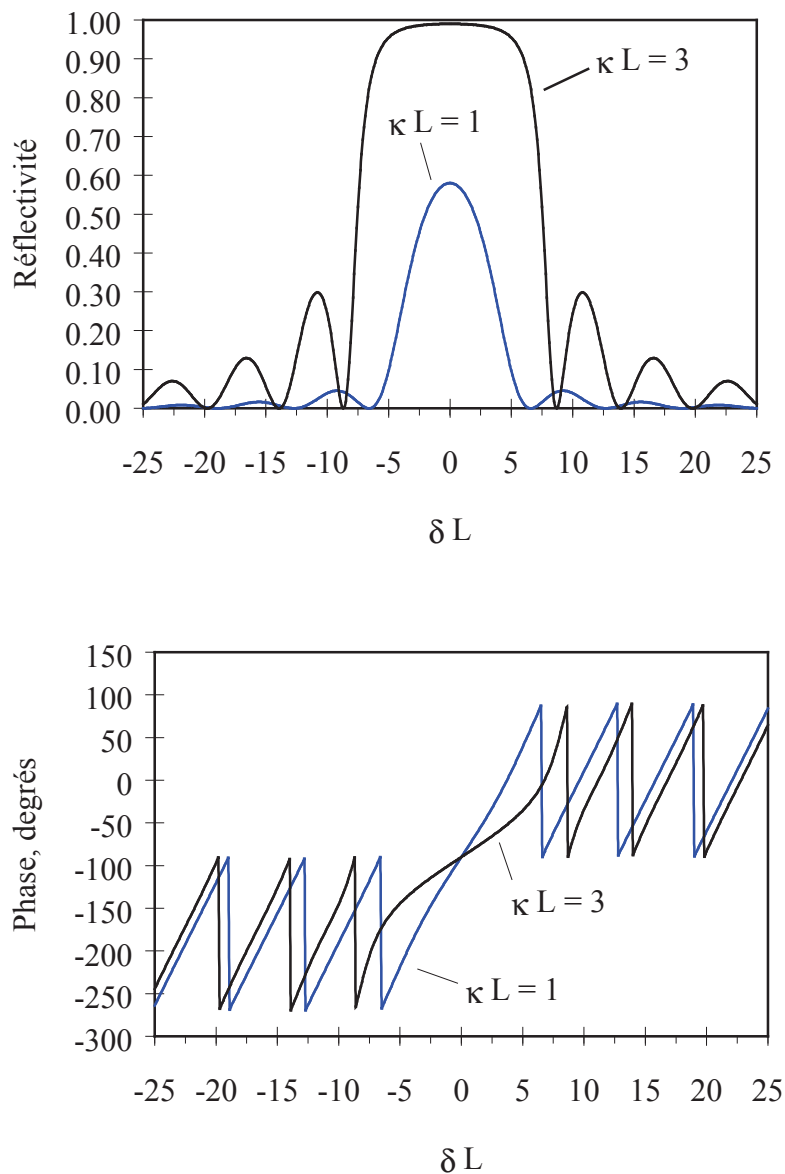


Figure II-5 : Réflectivité et phase d'un filtre de Bragg en fonction du produit δL et pour deux valeurs de κL .

On s'aperçoit immédiatement que le produit κL est déterminant pour les caractéristiques spectrales. La réflectivité maximale avoisine 60% pour $\kappa L = 1$ tandis qu'elle approche 100% lorsque $\kappa L = 3$. Dans ce second cas, on note également que le lobe principal présente des flancs plus raides, la contrepartie étant des lobes latéraux de plus forts niveaux. La largeur du lobe principal évoluant avec κL , la position des lobes latéraux s'en trouve aussi affectée. La discussion sur la dispersion est moins évidente d'après les courbes présentées car une plus grande précision est nécessaire et il faut calculer en chaque point la dérivée par rapport à la longueur d'onde (ou par rapport à la fréquence). On constaterait alors, par exemple, que pour $\kappa L = 1$ la phase n'est pas linéaire autour de l'accord de Bragg. En fonction

des applications et en particulier dans le cas des transmissions à haut débit, l'étude de la dispersion doit donc être prise en compte.

Revenons sur la réflectivité et ses caractéristiques spectrales. Le lobe principal a une valeur maximale $R_{\max} = \text{th}^2 \kappa L$ et les annulations de la réflectivité R ont lieu pour

$$\delta L = 2\sqrt{m^2 \pi^2 + \kappa^2 L^2} \quad (\text{II-14}) \quad \text{avec } m \text{ entier } > 1$$

ceci correspond à

$$\Delta f = \frac{c}{2\pi n_m L} \sqrt{m^2 \pi^2 + \kappa^2 L^2} \quad (\text{II-15}) \quad \text{ou} \quad \Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi n_m L} \sqrt{m^2 \pi^2 + \kappa^2 L^2} \quad (\text{II-16})$$

Si κL est faible, l'allure du filtre est quasi-triangulaire, on peut alors estimer la largeur à mi-hauteur du filtre (Bande passante à -3dB ou FWHM : *Full-Width at Half Maximum*), celle-ci est donnée par :

$$\text{FWHM}_\lambda \approx \frac{\lambda^2}{2 n_m L} \quad (\text{II-17})$$

Le niveau des lobes latéraux est donné par $R_{\text{lobe}} = \frac{\kappa^2 L^2}{(m + \frac{1}{2})^2 \pi^2 + \kappa^2 L^2}$ (m impair) (II-18)

Si $\kappa L = \frac{\pi}{2} \approx 1,57$, le lobe principal atteint $R_{\max} = 0,84$ et le premier lobe latéral se situe à $R_{\text{lobe}} = 0,1$. La réjection n'est pas bonne puisqu'elle est ici de 9,4 dB alors qu'un filtre acceptable pour des applications de télécommunications telles que le multiplexage en longueur d'onde devrait présenter une réjection d'au moins 20 dB.

II.4 Réseaux non uniformes

La réjection des filtres à réseau de phase peut être améliorée par l'utilisation de réseaux non uniformes. En effet, si les caractéristiques d'un réseau varient sur sa longueur, le filtre résultant est la combinaison de plusieurs filtres élémentaires. On peut ainsi définir des réponses plus plates dans la bande tout en ayant des lobes latéraux réduits.

Pour un réseau de Bragg inscrit dans une fibre optique, les ondes sont contra-directionnelles avec $\theta = 0$ et l'indice de réfraction moyen n_m est l'indice effectif n_{eff} du mode de propagation. Les champs s'écrivent alors :

$$E_A(z) = A(z) e^{-j\beta z} \quad (\text{II-19})$$

$$\text{et } E_B(z) = B(z) e^{+j\beta z} \quad (\text{II-20})$$

$$\text{avec la constante de propagation } \beta = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda} \quad (\text{II-21})$$

L'étude consiste à décomposer le réseau en réseaux élémentaires présentant chacun des caractéristiques uniformes, différentes des autres sections (figure II-6). La méthode la plus facilement exploitable est une méthode matricielle [4]. Chaque matrice décrit un réseau élémentaire, il suffit alors de faire le produit de toutes les matrices. Il faut veiller à assurer le raccordement des phases des ondes aux interfaces des sections.

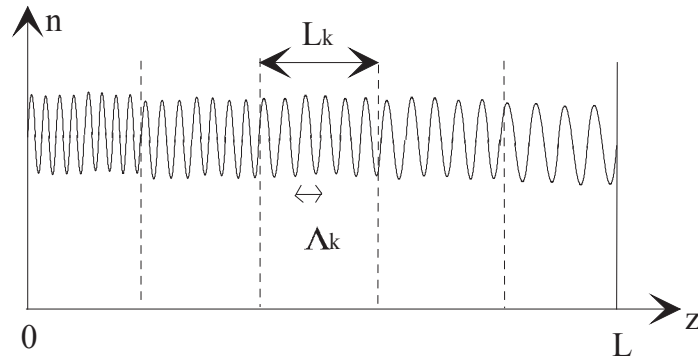


Figure II-6 : Exemple de réseau non uniforme (κ constant, Λ non constant).

La matrice élémentaire est donnée par :

$$\begin{pmatrix} E_A(z) \\ E_B(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left(\text{ch } sL_k - j\frac{\delta_k}{2s} \text{sh } sL_k \right) e^{j\beta_{Bk}L_k} & j\frac{\kappa}{s} \text{sh } sL_k e^{-j(\beta_{Bk}L_k + \Phi_k)} \\ -j\frac{\kappa}{s} \text{sh } sL_k e^{+j(\beta_{Bk}L_k + \Phi_k)} & \left(\text{ch } sL_k + j\frac{\delta_k}{2s} \text{sh } sL_k \right) e^{-j\beta_{Bk}L_k} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_A(z + L_k) \\ E_B(z + L_k) \end{pmatrix} \quad (\text{II-22})$$

avec $\beta_{Bk} = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda_{Bk}}$ et Φ_k phase du réseau à l'entrée de la section k

La matrice globale est $M = \prod_{k=1}^N M_k$ (II-23).

Les termes de la matrice M sont notés : $\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}$

La relation de phase entre les réseaux est $\Phi_k = \Phi_{k-1} + \frac{2\pi L_{k-1}}{\Lambda_{k-1}}$ (II-24) avec $\Phi_1 = 0$.

Pour le réseau global, on a comme précédemment $B(L) = 0$ et donc $E_B(L) = 0$.

On obtient ainsi la réponse spectrale en réflexion : $R(\lambda) = \left| \frac{E_B(0)}{E_A(0)} \right| = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2$ (II-25)

On a également la réponse spectrale en transmission $T(\lambda) = \left| \frac{E_A(L)}{E_A(0)} \right| = \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2$ (II-28)

La figure II-7 représente la réponse spectrale calculée d'un filtre à réseau non uniforme comptant 25 sections.

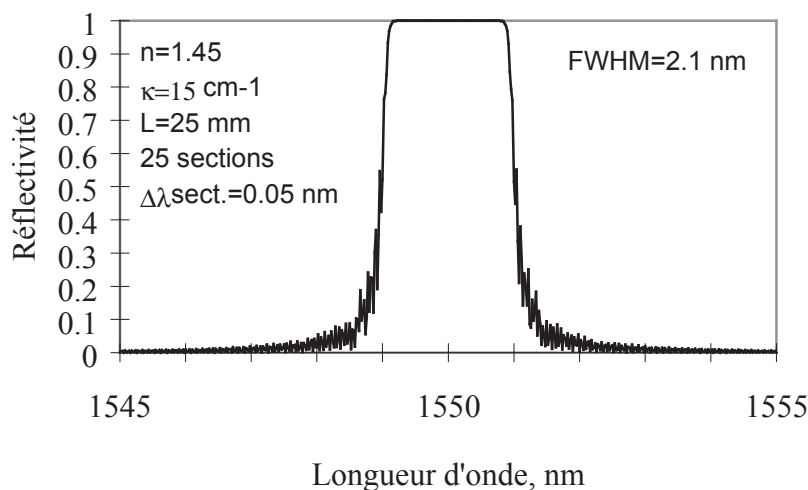


Figure II-7 : Réponse spectrale calculée d'un filtre à réseau non uniforme comportant 25 sections de longueur 1 mm chacune. La longueur d'onde de Bragg varie de 0,05 nm entre 2 sections consécutives, le coefficient de couplage κ étant constant. Les caractéristiques sont : longueur d'onde centrale de 1550 nm, largeur à mi-hauteur de 2,1 nm, et réflectivité de 100% (pertes non prises en compte).

Les réseaux non uniformes permettent aussi d'obtenir des caractéristiques de phase particulières permettant de compenser la dispersion des liaisons hauts débits / longues distances sur fibres standard [5]. Ainsi, récemment une transmission à 10 Gbit/s sur une distance de 400 km a été réalisée sur ce type de fibre en insérant un compensateur de dispersion d'une longueur de 10 cm [6].

II.5 Filtres à miroir de Bragg permanents photo-induits

II.5.1 Introduction

Sous illumination périodique, il est possible de réaliser des miroirs de Bragg dans des fibres optiques en silice dopée à l'oxyde de germanium ou dans des cristaux de niobate de lithium (LiNbO_3). Mis au point récemment, les filtres obtenus par ces deux techniques sont aujourd'hui disponibles commercialement.

Afin de distinguer les deux phénomènes de variation d'indice photo-induite traités dans les paragraphes et les chapitres suivants, nous adopterons une convention quant à leurs dénominations en tenant compte des termes les plus couramment employés. En ce qui concerne les modifications d'indice observées sous illumination intense dans les fibres optiques en silice dopée à l'oxyde de germanium, nous parlerons de photo-inscription. Bien qu'il s'agisse d'un effet photoréfractif puisque la lumière provoque des modifications de l'indice de réfraction, nous réserverons ce terme au phénomène mettant en jeu le transport et la redistribution de charges dans un cristal isolant ou semi-isolant possédant un centre profond et des propriétés électro-optiques. Ce dernier effet n'est pas intrinsèquement permanent puisque la répartition des charges dépend de la nature de l'éclairement mais un traitement thermique peut fixer définitivement les variations d'indices dans certains matériaux comme le niobate de lithium.

II.5.2 Filtres à réseaux photo-inscrits dans les fibres optiques

II.5.2.1 Mise en évidence des variations d'indice générées par la lumière

Les variations d'indice photo-induites dans une fibre optique de silice ont été mises en évidence en 1978 par K.O. Hill *et al.* [7]. En effet, à la longueur d'onde de 488 nm (laser Argon) et pour une puissance injectée de 250 mW, la puissance réfléchie augmentait progressivement de 4 % à 90 % de la puissance injectée dans une fibre d'une longueur d'environ 1 m. Le phénomène a été interprété comme étant le résultat de la création d'un réflecteur de Bragg dû à la génération d'un réseau d'indice photo-induit dans le cœur de la fibre. La figure II-8 représente le montage expérimental permettant de mesurer simultanément les signaux réfléchis et transmis.

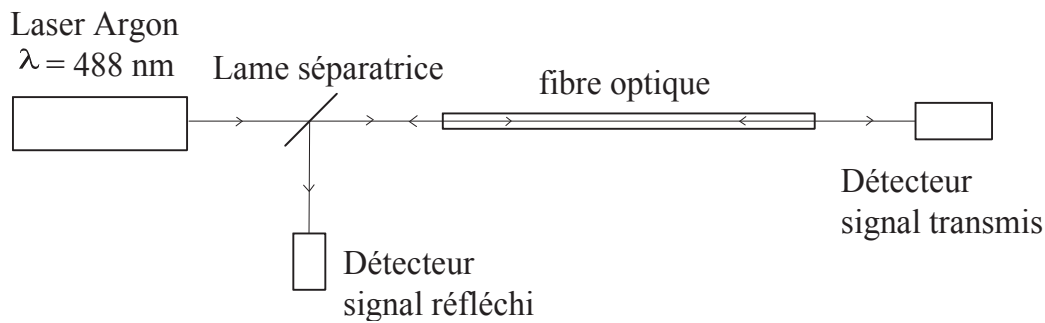


Figure II-8 : Inscription d'un réseau de Bragg par la méthode d'illumination longitudinale.

Une onde stationnaire apparaît du fait de la réflexion de Fresnel (environ 4%) intervenant à l'extrémité de la fibre. Dans les franges claires, l'indice augmente jusqu'à un palier de saturation et l'effet est irréversible. Il a été montré que ce phénomène n'est possible qu'en présence d'oxyde de germanium (GeO_2), ce dopant étant initialement destiné à augmenter l'indice de la silice au niveau du cœur par rapport à celui de la gaine. Lors de l'expérience de K.O. Hill, un filtre ayant une largeur de 200 MHz a été réalisé avec une longueur de fibre L de 62 cm. Malgré une variation d'indice de seulement $5 \cdot 10^{-7}$ et donc un coefficient de couplage κ d'environ $0,03 \text{ cm}^{-1}$ d'après (II-21), le terme κL atteint une valeur suffisante pour que la réflectivité donnée par (II-30) soit de 90 %. Bien que la description physique soit encore incomplète car très complexe, il apparaît qu'une irradiation lumineuse intense provoque une modification du spectre d'absorption du matériau par la suppression de certains défauts et l'apparition de nouveaux, ce qui entraîne une variation de l'indice de réfraction [8]. Une figure d'illumination interférentielle donne alors une structure périodique qui peut persister durant plusieurs années après l'arrêt de l'éclairement dans la mesure où les intensités optiques d'utilisation restent suffisamment faibles. L'inscription longitudinale donne une longueur d'onde centrale du filtre égale à celle du laser de pompe utilisé. La photo-inscription n'étant possible que pour des longueurs d'onde inférieures à 620 nm, des filtres pour les télécommunications ne sont pas réalisables suivant cette technique. Différents procédés ont ensuite permis d'inscrire des réseaux dont le pas coïncide avec une réflexion de Bragg dans l'infrarouge sachant que les variations d'indices ne se limitent pas au domaine dans lequel elles ont été provoquées. Ces techniques sont décrites dans les paragraphes II.5.2.2 et II.5.2.3.

II.5.2.2 Photo-inscription par illumination latérale

En 1989, G. Meltz *et al.* ont utilisé une technique d'illumination latérale de la fibre à la longueur d'onde 244 nm (U.V.) correspondant à la bande de défauts de l'oxyde de germanium [9]. Ces auteurs ont montré que cette méthode présente une efficacité d'inscription $6 \cdot 10^5$ fois plus importante que la technique d'irradiation longitudinale pour des concentrations de dopants comparables. Les intensités nécessaires et les temps d'irradiation ont donc été considérablement réduits. Les variations d'indice ainsi obtenues peuvent atteindre $5 \cdot 10^{-5}$, ce qui permet de réduire la longueur du réseau à quelques mm et par conséquent d'augmenter la bande passante du filtre. On peut également noter que, récemment, des variations d'indice supérieures à 10^{-3} ont été provoquées dans des fibres standard en utilisant un laser à la longueur d'onde de 193 nm. Dans cette expérience, la bande de défauts utilisée présente une raie d'absorption à environ 185 nm avec une largeur spectrale suffisante pour assurer une absorption à un photon [10]. L'illumination latérale permet de choisir le pas du réseau de telle sorte que le réflecteur de Bragg opère soit dans le domaine visible soit dans l'infrarouge. Le coefficient de réflexion peut aussi être ajusté car il dépend de la puissance du laser et de la durée d'exposition. La fibre doit être dénudée, c'est-à-dire que le revêtement primaire à base de polymères déposé lors de la fabrication doit être retiré. La figure II-9 représente un montage de photo-inscription dans une fibre optique, les deux faisceaux issus d'une même source forment un angle égal à 2θ . L'axe de la fibre est positionné dans le champ d'interférences de telle sorte qu'il soit perpendiculaire aux plans d'égales intensités.

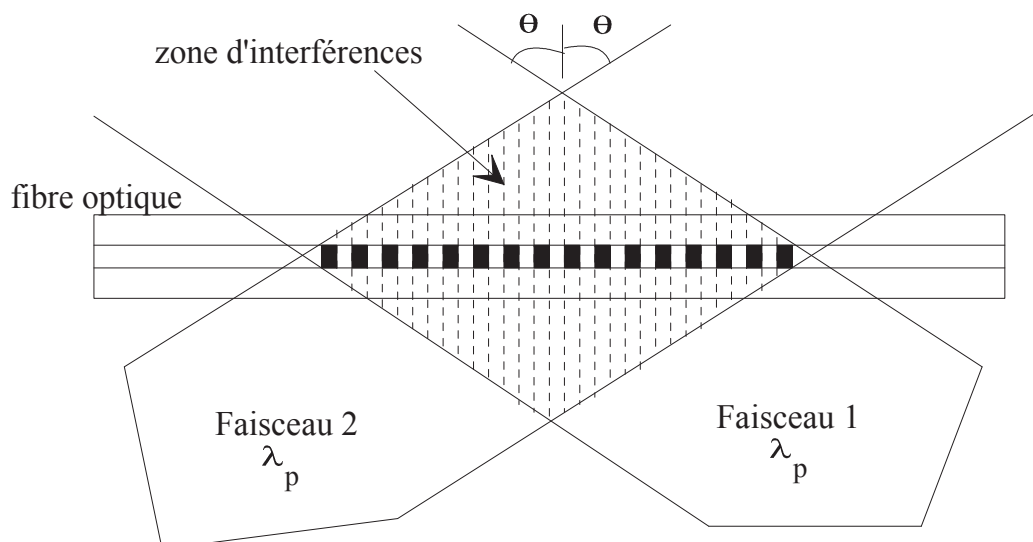


Figure II-9 : Photo-inscription d'un réseau de Bragg par illumination latérale.

Le pas du réseau Λ est fixé par l'angle entre les faisceaux et la longueur d'onde. A l'intérieur de la fibre, l'angle est θ_{int} et on a :

$$\Lambda = \frac{\lambda_{\text{int}}}{2 \sin \theta_{\text{int}}} \quad (\text{II-29}) \quad \text{avec } \lambda_{\text{int}} \text{ la longueur d'onde à l'intérieur du matériau donnée par}$$

$$\lambda_{\text{int}} = \frac{\lambda_p}{n_p} \quad (\text{II-30}) \quad \text{où } \lambda_p \text{ est la longueur d'onde de pompe utilisée pour l'inscription et } n_p$$

l'indice de réfraction à cette même longueur d'onde.

Les ondes entrent par le même côté et, pour un angle extérieur θ , le pas Λ ne dépend pas de l'indice du matériau comme le montre la loi de Descartes :

$$n_p \sin \theta_{\text{int}} = \sin \theta \quad (\text{II-31}) \quad \text{d'où} \quad \Lambda = \frac{\lambda_p}{2 n_p \sin \theta_{\text{int}}} = \frac{\lambda_p}{2 \sin \theta} \quad (\text{II-32})$$

Le pas peut donc théoriquement prendre une valeur comprise entre $\frac{\lambda_p}{2}$ et l'infini. Pour les applications de télécommunications (1300 - 1600 nm), celui-ci doit être de l'ordre de 500 nm puisque la longueur centrale d'onde du filtre est donnée par $\lambda_B = 2 n \Lambda$ d'après (II-1), avec l'indice de la silice d'environ 1,45 dans cette gamme de longueur d'onde. L'angle θ correspondant à la longueur d'onde 1550 nm est de 13,2°.

Un traitement d'inscription induit des pertes d'insertion, mais celles-ci demeurent négligeables dans l'infrarouge. Par contre, la sensibilité à la température atteint environ 0,015 nm/°C, ce qui peut être gênant lorsque la largeur du filtre est très faible et il faut alors envisager une régulation de température.

II.5.2.3 Photo-inscription à travers un masque de phase

La technique du masque de phase permet d'obtenir une meilleure reproductibilité des réseaux photo-inscrits car il n'y a pas d'ajustement angulaire [11]. En effet il suffit de déposer ce masque sur la fibre puis d'irradier à une longueur d'onde U.V. (figure II-10). Il est à noter que les filtres aujourd'hui commercialisés sont fabriqués suivant ce procédé. Le masque de phase est un réseau gravé sur silice par micro lithographie électronique. La période est double de celle du réseau à photo-inscrire. Le masque de phase est un réseau mince de diffraction dont l'ordre 0 peut être réduit à moins de 5% de la puissance incidente. Les ordres -1 et 1 représentent 75% de cette puissance et les ordres pairs ne diffractent aucune puissance. La gravure étant contrôlée par ordinateur lors de la fabrication, on peut concevoir des masques qui permettent de réaliser des filtres à réseau non uniforme pour obtenir des réponses spectrales particulières (cf. paragraphe II.4).

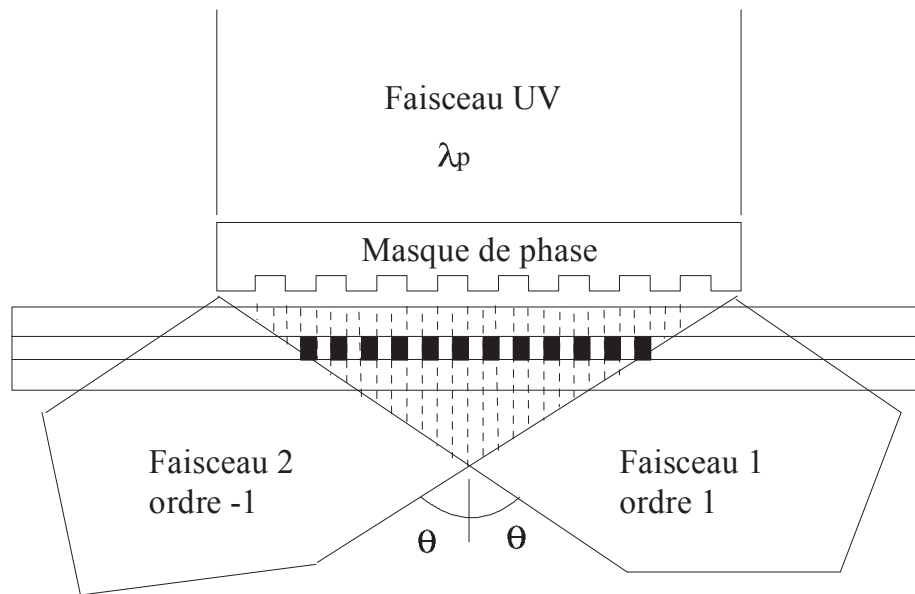


Figure II-10 : Photo-inscription d'un réseau avec un masque de phase.

II.5.3 Filtres photoréfractifs dans le niobate de lithium

II.5.3.1 Introduction

Les filtres photoréfractifs ont été mis au point dans le domaine visible en 1993 [12] puis dans l'infrarouge en 1994 [13] par G.A. Rakuljic et V. Leyva. Ces dispositifs constituent la première application commerciale de l'effet photoréfractif découvert en 1966 dans le niobate de lithium [14]. Les variations d'indice ne sont pas générées par le même phénomène que celui qui est observé dans les fibres en silice dopée à l'oxyde de germanium. Si des filtres de Bragg permanents sont obtenus dans les deux cas, ceux inscrits directement dans les fibres optiques offrent d'emblée un avantage pour le raccordement avec d'autres fibres. Bien que la technologie des guides sur LiNbO_3 soit aujourd'hui maîtrisée pour la réalisation des modulateurs électro-optiques hautes fréquences en particulier, les premiers filtres photoréfractifs utilisent des cristaux massifs avec des adaptations par lentilles pour le couplage avec des fibres. Des filtres étalons sont ainsi disponibles commercialement avec une largeur de raie de 0,08 nm, la longueur d'onde centrale pouvant être comprise entre 1530 et 1570 nm avec une précision de 0,01 nm [15]. Il faut cependant noter que le dispositif doit être régulé en température car les variations sont typiquement de 0,007 nm/°C. En contrôlant parfaitement celle-ci, un ajustement de l'étalon est donc possible.

II.5.3.2 L'effet photoréfractif

L'effet photoréfractif peut être observé dans des cristaux ayant simultanément plusieurs propriétés. La première est l'absorption partielle de la lumière avec génération de porteurs de charges. Ces porteurs qui diffusent ou dérivent dans la structure doivent être ensuite piégés. Si la lumière n'est pas spatialement homogène, les porteurs piégés dans les zones les plus sombres ont des chances d'y demeurer, provoquant ainsi une accumulation de charges. Le champ électrique résultant entre les zones claires et les zones sombres entraîne une variation d'indice si le matériau est électro-optique. Ce phénomène est cumulatif et le temps d'établissement est par conséquent assez lent (quelques centaines de ms pour le niobate de lithium). Une telle perturbation agit sur la propagation des faisceaux présents dans le cristal (figure II-11).

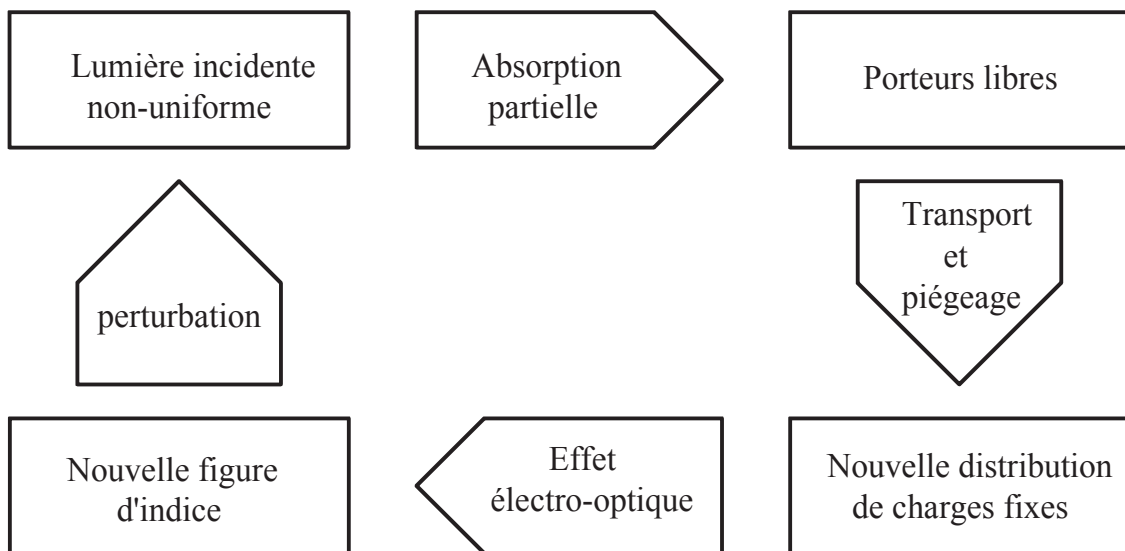


Figure II-11 : Principe de l'effet photoréfractif.

Pour obtenir une structure périodique, il suffit de faire interférer deux faisceaux cohérents et on provoque ainsi un couplage particulier entre les deux ondes via le réseau qu'elles induisent. Ce cas du "mélange à deux ondes" est étudié au chapitre III. Si l'on supprime l'illumination périodique, la distribution des charges revient à son état initial et le réseau d'indice disparaît avec un temps de réponse propre à chaque matériau. Dans le niobate de lithium il est possible de fixer le réseau d'indice par un procédé thermique [16]. Dans ce cas, le réseau d'indice peut être utilisé comme miroir de Bragg permanent. Si le matériau possède des propriétés photoréfractives importantes, les interférences résultant des faisceaux incident et réfléchi créent aussi des porteurs de charges. Le mélange à deux ondes se superpose alors à la réflexion du miroir de Bragg mais ce phénomène est généralement négligé [17].

II.5.3.3 Inscription d'un réseau de Bragg par illumination latérale

Le niobate de lithium étant photoréfractif dans le domaine visible, l'illumination latérale est indispensable pour obtenir un miroir de Bragg opérant dans l'infrarouge. Cette technique a été utilisée par Leyva *et al.* [13], son principe est similaire à celui employé pour la photo-inscription de réseaux dans les fibres (cf. paragraphe II.5.2.2). Des interférences sont générées à partir d'un laser de pompe à $\lambda_p = 488$ nm et le pas du réseau Λ est ajusté par l'angle θ (figure II-12). La longueur d'onde de Bragg étant donnée par $\lambda_B = 2 n \Lambda$ avec $\Lambda = \frac{\lambda_p}{2 \sin \theta}$ et n l'indice du matériau à 1550 nm, il vient $\lambda_B = \frac{n \lambda_p}{\sin \theta}$ (II-33). Sachant que le niobate de lithium est un cristal uniaxe, la propagation doit se faire suivant l'axe optique pour éviter une sensibilité à la polarisation. Le réseau est fixé en élevant la température à plus de 100°C pendant quelques minutes [16].

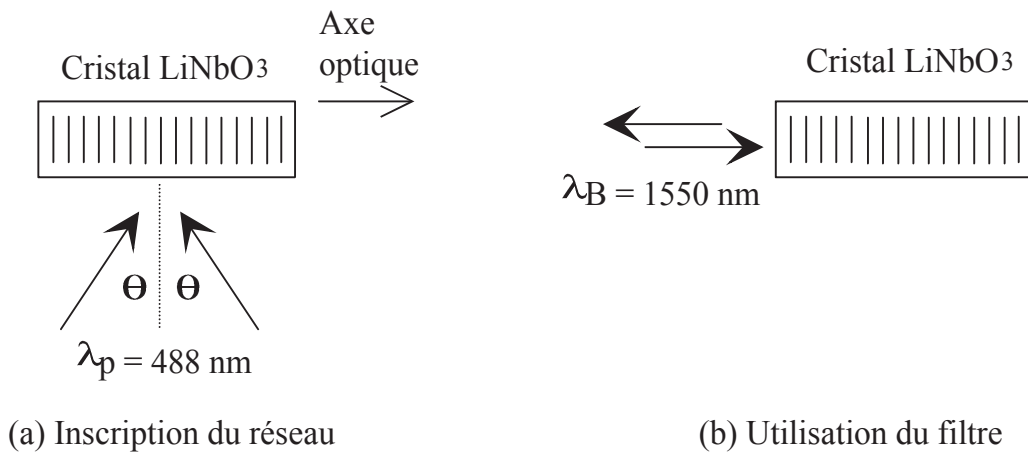


Figure II-12 : Inscription (a) et utilisation (b) d'un filtre à miroir de Bragg dans le niobate de lithium. Une étape intermédiaire permet de fixer le réseau par un procédé thermique.

Une réflectivité de 98 % a été obtenue pour un filtre de largeur 0,18 nm et ayant une longueur d'onde centrale de 1547,82 nm. La longueur du réseau étant de 10 mm, la constante de couplage κ a été estimée à 4 cm^{-1} , ce qui correspond à des variations d'indice de $2 \cdot 10^{-4}$. Le réseau étant quasi-uniforme, une réjection des premiers lobes latéraux inférieure à 10 dB a été mesurée, les auteurs précisent cependant que celle-ci dépasse 20 dB pour des longueurs d'onde situées à plus de 0,5 nm du centre du filtre.

II.6 Filtre à miroir de Bragg accordable utilisant l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe

II.6.1 Introduction

Les filtres présentés au paragraphe II.5 sont légèrement accordables en appliquant une contrainte mécanique ou une variation thermique. Dans le premier cas, l'hystérésis des cristaux piézo-électriques est un handicap tandis que pour le second, la température ne peut évoluer que lentement, en général en utilisant un module à effet Peltier. Un filtre optique accordable par effet photoréfractif a été réalisé récemment dans le titanate de baryum (BaTiO_3) mais l'accordabilité repose là aussi sur des déplacements mécaniques pour faire varier le pas du réseau [18]. De plus ce filtre est utilisé en transmission et ne constitue donc pas un réflecteur de Bragg capable d'atteindre une grande sélectivité.

Notre ambition première est de démontrer la faisabilité d'un filtre en réflexion accordable par variation de la longueur d'onde d'une commande optique agissant par effet photoréfractif dans le phosphure d'indium dopé au fer (InP:Fe). Bien que les réflectivités attendues soient assez faibles dans ce matériau, des possibilités nouvelles d'applications sont envisageables car l'effet photoréfractif y est présent à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ contrairement au niobate de lithium ou au titanate de baryum.

II.6.2 Principe du filtre et spécifications

Le filtre que nous nous proposons de réaliser associe donc un cristal d'InP:Fe photoréfractif et une commande optique permanente mais ajustable. Sachant que le réseau est dynamique et éphémère, les interférences doivent être maintenues pour éviter l'effacement de celui-ci. Les deux ondes contra-directionnelles qui inscrivent le réseau sont couplées par mélange à deux ondes comme dans tout milieu photoréfractif (cf. chapitre III) tandis qu'un signal non cohérent avec les deux précédents ne subit qu'une réflexion de type miroir de Bragg dans la mesure où le premier effet reste faible. Cette notion est illustrée par la figure II-13.

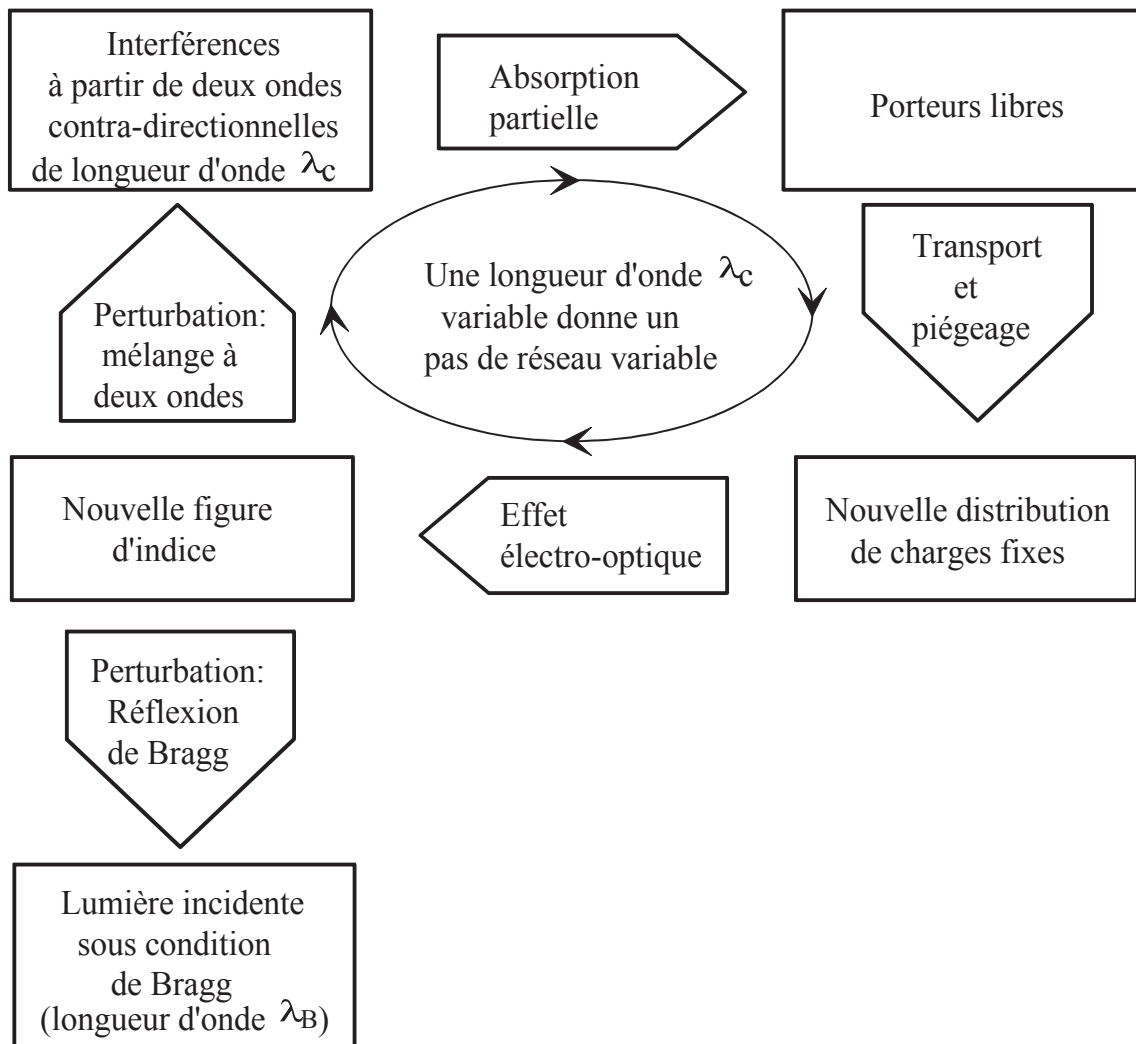


Figure II-13 : Principe du réseau de Bragg dynamique généré par effet photoréfractif.

La technique retenue pour la génération des interférences est l'illumination longitudinale car elle ne nécessite pas de faisceaux de grandes dimensions, ce qui facilitera la mise en œuvre du dispositif guidé en particulier. Le maintien de la commande optique impose alors une contrainte concernant la séparation des faisceaux optiques à l'extérieur du matériau. En effet, afin d'éviter la superposition de ces derniers dans les fibres optiques associées, il est nécessaire de prévoir des angles d'incidence différents comme le montre la figure II-14. Ainsi l'usage d'une lame séparatrice ou d'un coupleur devient inutile.

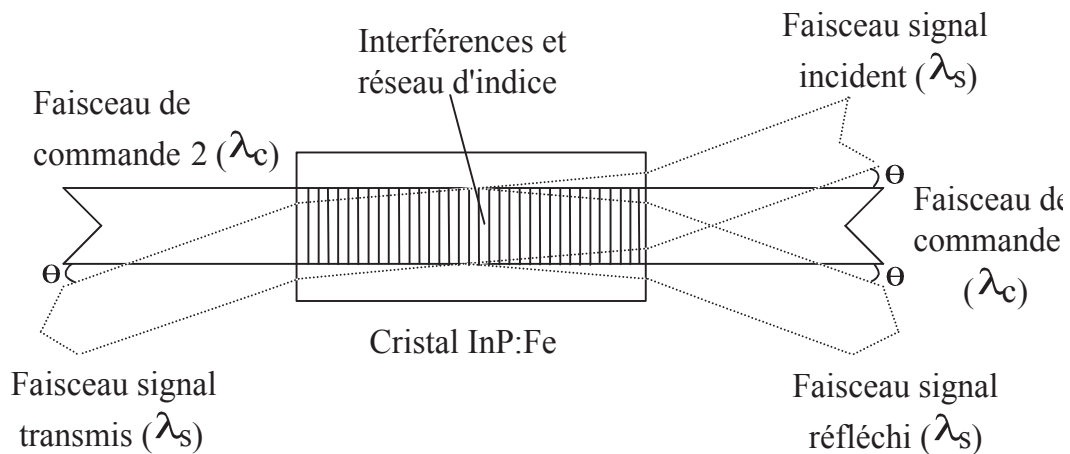


Figure II-14 : Séparation angulaire des faisceaux.

Pour des dimensions de faisceaux réduites, un recouvrement suffisant de ceux-ci nécessite une valeur faible de l'angle θ . Il faut cependant s'assurer de la séparation des ondes à l'extérieur du cristal, ce qui se traduit par un compromis entre cette séparation et la longueur d'interaction du signal avec le réseau photo-induit. Sachant que l'indice de l'InP:Fe autour de $\lambda = 1550 \text{ nm}$ est de 3,17, notre tâche est d'emblée facilitée sur ce point. En effet, pour un angle donné à l'extérieur du cristal, nous obtenons à l'intérieur de celui-ci un angle environ trois fois plus faible. Par ailleurs, la puissance du signal incident ne doit pas excéder celle de la commande afin de ne pas effacer le réseau par un éclairage uniforme trop intense. Nous procéderons tout d'abord à une validation du dispositif dans un cristal massif d'InP:Fe puis nous nous intéresserons à la transposition aux structures guidantes photoréfractives.

Références du chapitre II

- [1] Kogelnik H., "Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings", *The Bell System Technical Journal*, **48** (9), p. 2909-2947, 1969.
- [2] Yariv A., "Coupled-Mode Theory for Guided-Wave Optics", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-9** (9), p.919-933, 1973.
- [3] F. Delorme, S. Slempek, G. Alibert, B. Rose and J. Brandon, "Butt-jointed DBR laser with 15nm tunability grown in three MOVPE steps", *Electronics Letters*, **31** (15), p. 1244-1245, 1995
- [4] Yamada M. and Sakuda K., "Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach", *Applied Optics*, **26** (16), p. 3474-3478, 1987.
- [5] Ouelette F., "Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides", *Optics Letters*, **12** (10), p. 847-849, 1987.
- [6] Loh W.H., Laming R.I., Gu X., Zervas M.N., Cole M.J., Widdowson and Ellis A.D., "10 cm chirped fibre Bragg grating for dispersion compensation at 10 Gbits/s over 400 km of non-dispersion shifted fibre", *Electronics Letters*, **31** (25), p. 2203-2204, 1995.
- [7] Hill K.O., Fujii Y., Johnson D.C. and Kawasaki B.S., "Photosensitivity in optical waveguides: Application to reflection filter fabrication", *Applied Physics Letters*, **32** (10), p.647-649, 1978.
- [8] Hand D.P. and Russell P.St.J., "Photoinduced refractive-index changes in germanosilicate fibers", *Optics Letters*, **15** (2), p. 102-104, 1990.
- [9] Meltz G., Morey W.W. and Glenn W.H., "Formation of Bragg Gratings in optical fibers by a transverse holographic method", *Optics Letters*, **14** (15), p. 823-825, 1989.
- [10] Albert J., Malo B., Hill K.O., Bilodeau F., Johnson D.C. and Thiéroult S., "Comparison of one-photon and two-photon effects in the photosensitivity of germanium-doped silica optical fibers exposed to intense ArF excimer laser pulses", *Applied Physics Letters*, **67** (24), p. 3529-3531, 1995.
- [11] Hill K.O., Malo B., Bilodeau F., Johnson D.C and Albert J., "Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask", *Applied Physics Letters*, **62** (10), p. 1035-1037, 1993.
- [12] Rakuljic G.A. and Leyva V., "Volume holographic narrow-band optical filter", *Optics Letters*, **18** (6), p. 459-461, 1993.
- [13] Leyva V., Rakuljic G.A. and O'Conner B, "Narrow bandwidth volume holographic optical filter operating at the Kr transition at 1547.82 nm", *Applied Physics Letters*, **65** (9), p. 1079-1081, 1994.

[14] Askin A., Boyd G.D., Dziedzic J.M., Smith R.G., Ballmann A.A, Levinstein H.J and Nassau K., "Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO_3 and LiTaO_3 ", *Applied Physics Letters*, **9**, p.72-74,1966.

[15] Documentation technique Accuwave Corporation (1651, 19th Street, Santa Monica, California 90404, USA), 1995.

[16] Amodey J.J. and Staebler D.L., "Holographic recording in lithium niobate", *RCA Review*, **33**, p. 71-93, 1972.

[17] Hofmeister R., Yariv A. and Yagi S., "Spectral response of fixed photorefractive grating interference filter", *Journal of the Optical Society of America A*, **11** (4), p. 1342-1351, 1994.

[18] James R.T.B., Wah C., Iizuka K. and Shimotahira H., "Optically tunable optical filter", *Applied Optics*, **34** (35), p. 8230-8235, 1995.

CHAPITRE III

L'effet photoréfractif dans le phosphure d'indium dopé au fer

Introduction

Dans ce chapitre, nous rappelons les principales caractéristiques électriques et optiques à l'origine des propriétés photoréfractives du phosphure d'indium dopé au fer (InP:Fe). Après un rappel historique des différents travaux expérimentaux et de modélisation menés sur ce matériau, nous décrivons le mélange d'ondes contra-directionnelles en milieu photoréfractif. Nous nous intéressons enfin à la caractérisation d'échantillons afin d'estimer les performances potentielles de ceux-ci pour la réalisation de miroirs de Bragg à la longueur d'onde 1,55 μm .

III.1 Les propriétés photoréfractives de l'InP:Fe

III.1.1 Les cristaux InP et InP:Fe

III.1.1.1 Principales utilisations de l'InP

Le phosphure d'indium est un semi-conducteur III-V aux propriétés proches de celles de l'arséniure de gallium (GaAs) plus connu des électroniciens. Du fait de la gamme d'alliages que l'on peut faire croître sur l'InP, il est très largement utilisé comme substrat pour les composants optoélectroniques dédiés aux télécommunications optiques opérant aux longueurs d'ondes 1,3 et 1,55 μm . Ainsi, les diodes lasers sont réalisées à partir d'alliages quaternaires InGaAsP épitaxiés sur InP, les proportions des quatre éléments permettent de fixer la longueur d'onde d'émission du laser. Mais on réalise aussi sur ce substrat les photodiodes pour des longueurs d'onde allant de 1 μm à 1,6 μm en utilisant, notamment, le ternaire InGaAs. Par ailleurs, si les premiers transistors hautes fréquences étaient réalisés en GaAs, on obtient aujourd'hui de très bons résultats avec l'InP. Ceci permet d'obtenir des circuits monolithiques associant des composants électroniques et des composants optoélectroniques pour des applications d'émission ou de réception optique à très hauts débits [1, 2].

III.1.1.2 Fabrication des cristaux

Le cristal d'InP appartient au groupe $\bar{4}3m$, il s'agit d'un cristal à réseau cubique à faces centrées. La réalisation des monocristaux d'InP est difficile en raison du caractère très volatile du phosphore à haute température [3]. La synthèse d'un polycristal, à partir des éléments chimiques indium et phosphore, constitue la première étape de la fabrication du matériau. Le monocristal est ensuite réalisé, à l'aide d'un germe monocristallin orienté, par le

procédé de tirage Czochralski sous encapsulation liquide. L'InP ainsi réalisé est naturellement dopé N par la présence d'impuretés, le soufre étant la principale avec une concentration d'environ $5 \cdot 10^{15}$ atomes.cm⁻³. Les substrats sont ensuite obtenus par une découpe du lingot en plaques ayant une épaisseur de quelques centaines de microns et un diamètre normalisé de 2 pouces (51 mm) ou de 3 pouces (76 mm). La réalisation de composants optoélectroniques discrets nécessite généralement un substrat de type N, la concentration du dopant utilisé est proche de 10^{18} atomes.cm⁻³. Ce dopant peut être du soufre ou de l'étain et est introduit dans le bain polycristallin avant le tirage du cristal.

III.1.1.3 Le dopage au fer

Afin d'isoler électriquement des composants réalisés sur un même substrat d'InP, celui-ci doit présenter une bonne résistivité. Des valeurs de l'ordre de 10^7 à 10^8 Ω.cm sont atteintes en utilisant le dopage au fer. En effet, les niveaux d'énergie introduits par les impuretés fer substituées à l'indium se situent près du milieu de la bande interdite. Ils constituent des niveaux accepteurs profonds qui peuvent compenser les porteurs libres rendant ainsi le matériau semi-isolant. Pour obtenir ce résultat, la concentration de fer doit être supérieure au dopage N, ce qui conduit à des valeurs typiquement supérieures à 10^{16} cm⁻³ avec un maximum de $2 \cdot 10^{17}$ cm⁻³ dû à la limite de solubilité du fer dans l'InP.

III.1.1.4 Propriété électro-optique

Les cristaux d'InP sont isotropes en absence de champ électrique appliqué et la propagation dans le cristal est déterminée par une perméabilité électrique η scalaire. Ainsi, quelle que soit la direction de propagation d'une onde optique, ses vecteurs champ électrique \vec{E} et déplacement \vec{D} vérifient la relation :

$$\epsilon_0 \vec{E} = \eta \vec{D} \quad (\text{III-1}) \quad \text{avec } \eta = \frac{1}{\epsilon_r}.$$

ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide et ϵ_r la permittivité relative du matériau.

Lorsqu'un champ électrique E_a est appliqué, le cristal devient anisotrope et des modifications de l'indice apparaissent par effet électro-optique suivant certaines directions (ce champ peut être d'origine externe ou obtenu par effet photoréfractif). L'impéabilité électrique est alors un tenseur qui, dans le repère des axes cristallographiques, peut être représenté par la matrice suivante :

$$\eta = \begin{bmatrix} \frac{1}{n^2} & r_{41}E_{az} & r_{41}E_{ay} \\ r_{41}E_{az} & \frac{1}{n^2} & r_{41}E_{ax} \\ r_{41}E_{ay} & r_{41}E_{ax} & \frac{1}{n^2} \end{bmatrix} \quad (\text{III-2})$$

n est l'indice du matériau, r_{41} est le coefficient électro-optique et $\vec{E}_a(E_{ax}, E_{ay}, E_{az})$ est le champ électrique appliqué.

Afin d'exploiter au mieux ces variations d'indice, il faut tenir compte de la direction d'application du champ électrique et identifier les axes diélectriques principaux \vec{D}_1 , \vec{D}_2 et \vec{D}_3 qui ne correspondent pas spécialement aux axes cristallographiques de référence ($\langle 100 \rangle$, $\langle 010 \rangle$, $\langle 001 \rangle$). Lorsqu'une onde est polarisée rectilignement suivant l'un de ces axes diélectriques principaux, les vecteurs \vec{E} et \vec{D} sont colinéaires et la polarisation n'est pas modifiée au cours de la propagation. Les ondes vérifiant cette propriété constituent les modes propres de propagation. Les axes diélectriques principaux correspondent aux vecteurs propres de la matrice (III-2). Il existe une configuration intéressante pour le couplage des ondes contra-directionnelles, celle-ci doit présenter une direction de propagation et un champ électrique appliqué suivant $\langle 001 \rangle$, les axes diélectriques principaux correspondants sont représentés figure III-1 [4].

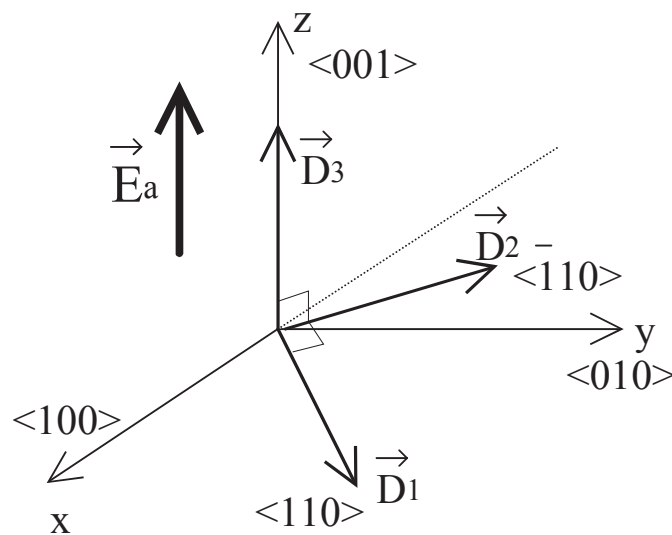


Figure III-1 : Axes cristallographiques de référence ($\langle 100 \rangle$, $\langle 010 \rangle$, $\langle 001 \rangle$) et axes diélectriques principaux ($\langle 110 \rangle$, $\langle \bar{1}10 \rangle$, $\langle 001 \rangle$) pour un champ électrique appliqué suivant $\langle 001 \rangle$.

Le tenseur η est donné, dans le repère $(\bar{D}_1, \bar{D}_2, \bar{D}_3)$, par :

$$\eta = \begin{bmatrix} \frac{1}{n_0^2} + r_{41}E_a & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n_0^2} - r_{41}E_a & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{n_0^2} \end{bmatrix} \quad (\text{III-3})$$

n_0 est l'indice du matériau en absence de champ appliqué.

De nouveaux indices sont donc obtenus pour des ondes polarisées suivant $\langle 110 \rangle$ (\bar{D}_1) ou suivant $\langle \bar{1}10 \rangle$ (\bar{D}_2). Sachant que les termes $r_{41}E_a$ sont petits devant $\frac{1}{n_0^2}$, ces indices s'écrivent :

$$\text{pour } \bar{D}_1 : n = n_0 - \frac{1}{2}n_0^3 r_{41}E_a \quad (\text{III-4}), \text{ et pour } \bar{D}_2 : n = n_0 + \frac{1}{2}n_0^3 r_{41}E_a \quad (\text{III-5})$$

Pour l'InP, le coefficient électro-optique r_{41} a pour valeur $1,7 \cdot 10^{-12}$ V/m à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$, ce qui signifie que le champ électrique doit être très élevé pour provoquer des variations d'indice notables. Celles-ci seront cependant limitées à environ 10^{-5} dans la configuration des ondes contra-directionnelles sans champ externe appliqué car le champ de charge d'espace généré par effet photoréfractif est de l'ordre de quelques kV/cm (cf. paragraphe III.2).

III.1.1.5 Absorption à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$

Le coefficient d'absorption α est un paramètre important puisque des porteurs doivent être photo-générés dans le matériau pour créer le réseau d'indice sans toutefois affaiblir trop fortement le signal utile (cf. paragraphe II.6.2). Dans l'InP:Fe, pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, α est généralement compris entre $0,1$ et $0,2 \text{ cm}^{-1}$, en fonction des dopages et de la qualité des cristaux [5]. Des valeurs aussi faibles sont donc un inconvénient pour la commande du filtre et un avantage pour le signal à filtrer. Afin de générer suffisamment de porteurs, il sera nécessaire de disposer à la fois d'une diode laser performante en terme de puissance et de concentrer les faisceaux de commande dans le cristal pour augmenter l'intensité optique.

III.1.2 Historique de l'étude de l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe

III.1.2.1 Premiers résultats expérimentaux et théoriques

L'InP:Fe est un matériau qui contient des centres accepteurs tout en étant absorbant pour les rayonnements du proche infrarouge. Possédant de surcroît des propriétés électro-optiques, il remplit a priori les conditions pour être photoréfractif.

En 1984, A.M. Glass *et al.* publient les premiers résultats expérimentaux sur les propriétés photoréfractives de l'InP:Fe mais les performances sont alors assez médiocres [6]. En effet les variations d'indice obtenues (avec un pas de 4 μm) ne dépassent pas $3 \cdot 10^{-6}$ malgré un champ électrique externe appliqué de 2,5 kV/cm. Ce champ est appliqué lorsque le pas des franges est supérieur à la longueur de diffusion L_D du matériau (pour l'InP:Fe $L_D \approx 1 \mu\text{m}$). Ainsi les porteurs subissent une dérive et peuvent créer le champ de charge d'espace. Pour ce même pas de 4 μm , la variation d'indice, sans application du champ externe, est de seulement $2 \cdot 10^{-7}$ soit un ordre de grandeur inférieur à la valeur obtenue avec champ appliqué.

Le problème des conditions d'utilisation de l'InP:Fe photoréfractif est également soulevé car la longueur d'onde correspondant à la largeur de bande interdite du matériau est de 0,92 μm et l'absorption décroît lorsque la longueur d'onde augmente. A.M. Glass estime alors que la longueur d'onde maximale d'utilisation de l'InP:Fe est de 1,3 μm . Cette même publication révèle le caractère photoréfractif de l'arséniure de gallium dopé au chrome (GaAs:Cr) qui pourrait être utilisé jusqu'à 1,8 μm . On pourrait donc penser que le GaAs:Cr serait préférable à l'InP:Fe pour des applications à 1,55 μm .

En 1988, des travaux sont menés à l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée (Orsay) pour étudier l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe en régime impulsionnel nanoseconde [7, 8]. Quant au régime continu avec champ électrique appliqué, des anomalies de couplage sont observées par B. Mainguet [9] (cf. paragraphe III.1.2.2). Une importance particulière est également donnée à l'étude des paramètres physiques de l'InP:Fe afin de contribuer à la modélisation de l'effet photoréfractif dans ce matériau [11, 12, 13].

Bien que la mobilité des porteurs soit élevée dans l'InP:Fe, on ne peut pas parler de dispositifs rapides en régime d'excitation quasi-continue car l'effet photoréfractif est un phénomène cumulatif dont le temps de réponse dépend de l'énergie optique absorbée. Dans ce régime, il est seulement envisageable d'obtenir des temps de réponse inférieurs à la milliseconde avec une intensité optique de l'ordre de quelques W/cm^2 . Des intensités supérieures permettent de réduire le temps de réponse mais des dispositifs compacts sont alors

difficilement réalisables en raison de l'encombrement et de la puissance des lasers nécessaires. Cependant, une solution consisterait en l'utilisation de guides optiques photoréfractifs à condition que le rendement de couplage avec la source extérieure soit suffisant.

III.1.2.2 Les travaux de B. Mainguet et les anomalies de couplage

La motivation première de B. Mainguet était d'étudier l'InP:Fe pour ses propriétés photoréfractives sachant qu'il existait des perspectives d'intégration avec d'autres fonctions optoélectroniques sur un même substrat. Ses travaux ont débuté en 1986 à l'Institut National des Télécommunications (I.N.T.) à Evry et se sont poursuivis à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications à Brest. Les cristaux d'InP:Fe ont été réalisés au C.N.E.T. de Lannion.

Dès 1988, les résultats obtenus sont supérieurs, d'un ordre de grandeur, à ceux publiés jusque là (cf. paragraphe III.1.2.1) puisque les variations d'indice dépassent $3 \cdot 10^{-5}$ pour un champ externe appliqué de 8 kV/cm et une intensité optique de 100 mW/cm² [9]. Cependant, au lieu de présenter une saturation pour de fortes intensités lorsque tous les porteurs mis en jeu sont déplacés, la variation d'indice diminue entraînant une réduction du couplage des ondes (figure III-2).

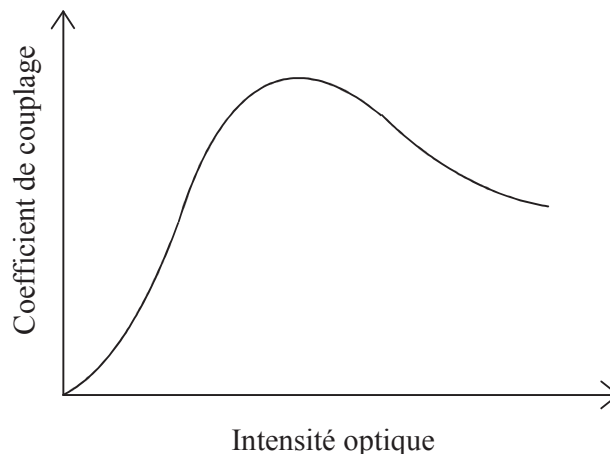


Figure III-2 : Allure du coefficient de couplage en fonction de l'intensité optique.

La théorie de Kukhtarev [14] ne peut expliquer ce phénomène tout comme l'extension de ce modèle prenant en compte une photo-conductivité simultanée par électrons et par trous [15, 16]. Ce dernier modèle a été développé, à l'origine, pour expliquer les effets mis en

évidence dans le BaTiO₃ mais il peut aussi être utilisé dans les semi-conducteurs (GaAs et InP).

III.1.2.3 Modèle du mécanisme de résonance

En 1989, Picoli *et al.* étudient l'évolution du coefficient de couplage en fonction de la température. Le modèle prévoit, en présence de champ appliqué, la résonance du gain photoréfractif en fonction de l'intensité optique et de la température. Ce résultat est obtenu en considérant que, dans l'InP:Fe, les porteurs libres photogénérés sont essentiellement des trous et les porteurs libres d'origine thermique sont principalement des électrons [17]. Les paramètres physiques utilisés étant mesurables, ce modèle a permis de quantifier le champ de charge d'espace en fonction des dopages et des conditions d'utilisation des cristaux. Les résultats des simulations confrontés à l'expérience donnent satisfaction dans la plupart des cas. Le modèle utilise les équations habituelles de transport et d'équilibre des charges du semi-conducteur. Un système de sept équations couplées régit le comportement du matériau et l'existence d'un seul centre profond est supposée. Le problème est étudié suivant la dimension perpendiculaire aux franges d'interférences (axe Oz) (cf. annexe 2). Une solution analytique approchée du champ de charge d'espace est obtenue en se plaçant dans un cas particulier. Il s'agit de la situation où la modulation spatiale m de l'intensité optique est de faible amplitude ($m \ll 1$).

En ce qui concerne notre étude, aucun champ électrique ne sera appliqué. Ceci entraînera une absence de résonance et un gain plus faible par rapport aux expérimentations de B. Mainguet. Le modèle reste néanmoins valable et nous l'utiliserons pour confronter nos résultats expérimentaux à la théorie.

Le champ de charge d'espace périodique est désigné par E_1 . S'il n'y a pas de champ électrique externe appliqué, on montre que E_1 est imaginaire pur. Après la phase transitoire, E_1 atteint une valeur finale E_{1P} correspondant au régime permanent. La solution du système est de la forme :

$$\tau \frac{dE_1}{dt} + E_1 = E_{1P} \quad (\text{III-6})$$

D'après l'étude présentée en annexe 2, en absence de champ appliqué et pour des pas de réseau faibles ($\Lambda < 1 \mu\text{m}$), les expressions de E_{1P} et de τ peuvent être approchées par :

$$E_{1P} \approx j m \frac{E_d E_q}{E_d + E_q} \frac{1}{1 + \frac{e_n^{\text{th}} n_{T0}}{\sigma_p^0 I_0 p_{T0}}} \quad (\text{III-7})$$

$$\tau \approx \frac{E_d}{E_d + E_q} \frac{\frac{p_{T0} n_{T0}}{p_{T0} + n_{T0}}}{\sigma_p^0 I_0 p_{T0} + e_n^{\text{th}} n_{T0}} \quad (\text{III-8})$$

avec

$$E_q = \frac{e}{\varepsilon K} \frac{n_{T0} p_{T0}}{n_{T0} + p_{T0}} \quad (\text{III-9})$$

$$E_d = \frac{k_B T K}{e} \quad (\text{III-10})$$

Les symboles utilisés sont ceux de la référence [17], ils sont rappelés ci-dessous:

n_{T0} : Concentration moyenne de pièges ionisés

p_{T0} : Concentration moyenne de pièges non ionisés

σ_p^0 : Section efficace de photo-ionisation des trous

e_n^{th} : Taux de génération thermique des électrons

T : Température

I_0 : Intensité optique moyenne

Λ : pas du réseau

K : Fréquence spatiale ($K = \frac{2\pi}{\Lambda}$)

ε : Permittivité

k_B : Constante de Boltzman

e : Charge de l'électron

E_q représente le champ de charge d'espace maximum pouvant être généré compte tenu du nombre de pièges vides et ionisés. E_d est le champ de diffusion, il est proportionnel à la température et ne dépend pas du matériau.

Le couplage d'ondes cohérentes en milieu photoréfractif est dû à la seule partie imaginaire du champ de charge d'espace désignée par $Im(E_{1P})$ (cf. paragraphe III.2). E_{1P} étant proportionnel à m, le champ est d'autant plus fort que la modulation d'intensité est élevée.

Puisque le présent modèle a été établi pour des taux de modulation faible, le cas où $m = 1$ ne devrait pas donner une solution analytique rigoureusement exacte. Cependant, dans le cas où aucun champ électrique externe n'est appliqué, ce modèle reste valable dans ce cas limite des forts contrastes. Ce résultat a été mis en évidence par une analyse numérique de l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe développée récemment par N. Wolffer *et al.* [18]. Le champ calculé par la méthode numérique excède alors d'environ 10 % la valeur obtenue par le calcul analytique.

Enfin, l'expression de E_{1P} reflète aisément le comportement photoréfractif du matériau sans champ externe appliqué. Ainsi pour un fort éclaircissement et un taux de modulation maximal ($m=1$), le champ de charge d'espace E_{1P} ne peut excéder la valeur

$$E_{1P_{\max}} = \frac{E_d E_q}{E_d + E_q} \quad (\text{III-11}).$$

III.1.2.4 Les structures guidantes photoréfractives sur InP:Fe

A partir de 1991, les premières études sur la faisabilité d'un guide photoréfractif sont menées par B. Mainguet, M. Chauvet et D. Hervé de l'E.N.S.T. de Bretagne en collaboration avec le C.N.E.T. de Lannion [19, 20, 21]. Cette structure guidante est destinée à être utilisée avec un champ électrique externe appliqué afin de retrouver le phénomène de résonance. La technique employée pour la réalisation des guides est l'épitaxie par jet moléculaire et sources gazeuses (ou G.S.M.B.E. *Gas Sources and Molecular Beam Epitaxy*). La croissance d'un quaternaire InGaAsP dopé fer sur un substrat InP:Fe est retenue pour les expérimentations. La structure générale des premiers guides étudiés est représentée sur la figure III-3. Une étude plus détaillée sur les guides plans photoréfractifs est développée au chapitre V et en annexe 3.

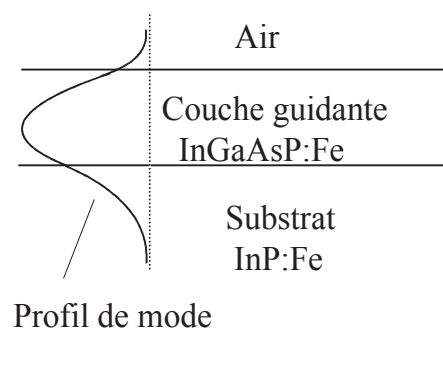


Figure III-3: Guide photoréfractif à trois couches sur InP:Fe.

Une première structure est réalisée dès 1992 mais elle présente des pertes importantes en raison de l'absorption du quaternaire InGaAsP:Fe utilisé (longueur d'onde correspondant à la largeur de bande interdite $\lambda_g = 1,18 \mu\text{m}$ pour une utilisation à $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$) [20, 21]. De plus le guide n'est pas monomode compte tenu de ses dimensions et en raison de l'imprécision sur l'indice du matériau. Une nouvelle structure à champs électromagnétiques non confinés est réalisée en 1993 et donnera de meilleurs résultats tant sur le plan des performances photoréfractives que pour la réduction des pertes [22]. Le guide comporte alors une couche supplémentaire constituant un superstrat. L'utilisation à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ est également démontrée avec une nouvelle réduction des pertes due à l'absorption moindre dans les matériaux. Enfin, pour optimiser les conditions de résonance malgré le profil du mode guidé, des améliorations ont été apportées par l'adjonction d'un dopant supplémentaire : le silicium [23].

III.2 Le mélange à deux ondes contra-directionnelles en milieu photoréfractif

III.2.1 Equations de couplage

Les équations décrivant le couplage entre deux ondes cohérentes qui inscrivent leur propre structure périodique par des interférences dans un milieu photoréfractif sont différentes de celles représentant l'évolution des ondes dans un réseau de Bragg fixe. En effet, dans le premier cas, il est nécessaire de faire interagir deux ondes cohérentes pour observer un quelconque phénomène de couplage lié au réseau qui n'existe qu'en présence d'interférences lumineuses. Dans le second cas, le réseau est préalablement inscrit et en injectant une seule onde, on fait apparaître une deuxième onde couplée à la première via le réseau.

Pour un matériau photoréfractif, il faut donc tenir compte du taux de modulation des franges d'interférence car il influe sur la modulation de l'indice. Par ailleurs, une relation de phase particulière existe entre la figure d'interférence et le réseau. Dans le cas de ce "mélange à deux ondes", on observe un transfert d'énergie qui dépend du signe de la variation d'indice produite par le champ de charge d'espace [14]. Pour des ondes contra-directionnelles dans l'InP:Fe à la longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, l'application d'un champ électrique externe n'est pas nécessaire car le pas du réseau ($\Lambda = 0,245 \mu\text{m}$) est inférieur à la longueur de diffusion ($L_D \approx 1 \mu\text{m}$). Ainsi, le champ de charge d'espace s'établit par seule diffusion et le décalage entre la figure d'illumination et le réseau d'indice est égal à $\Lambda / 4$ (figure III-4).

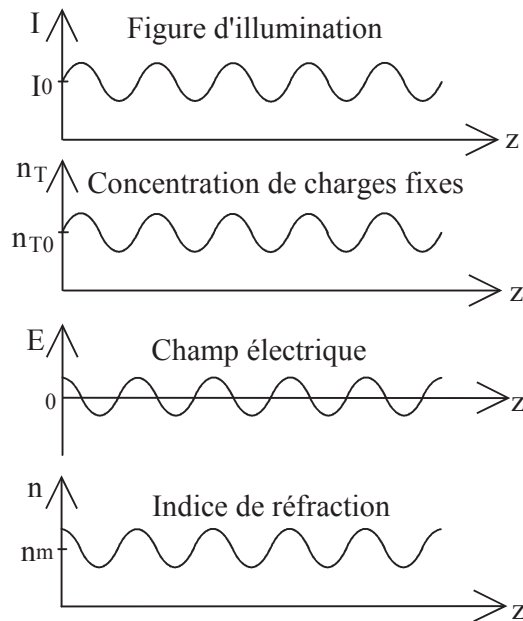


Figure III-4 : Mise en place de l'effet photoréfractif en mélange à deux ondes et par seule diffusion.

La notation complexe permet de prendre en compte ces décalages spatiaux aussi bien que le taux de modulation de l'intensité optique.

Le réseau d'indice généré par les deux ondes présente un pas correspondant à la figure d'interférence, soit $\Lambda = \frac{\lambda}{2 n \cos \theta}$. La condition de Bragg étant toujours remplie, il n'y a pas de désynchronisation. Les vecteurs d'ondes sont représentés sur la figure III-5 avec la notation utilisée au chapitre II et en annexe 1.

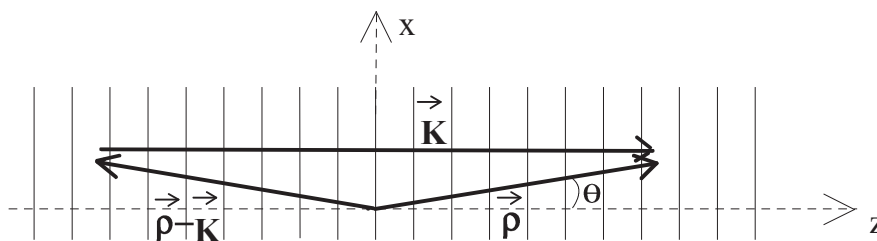


Figure III-5: Représentation des vecteurs d'ondes, la condition de Bragg est toujours remplie dans le cas du mélange à deux ondes.

On supposera, dans un premier temps, que l'atténuation est négligeable. Les champs électriques des ondes couplées A et B s'expriment par $E_A(x, z) = A(z) e^{-j\vec{p}\vec{x}}$ et

$E_B(x, z) = B(z) e^{j(\bar{\rho} - \bar{K})\bar{X}}$ où les termes communs $e^{j\omega t}$ ne figurent pas pour simplifier l'écriture. Le champ électromagnétique total est donc :

$$E(x, z) = A(z) e^{-j\bar{\rho}\bar{X}} + B(z) e^{j(\bar{\rho} - \bar{K})\bar{X}} \quad (\text{III-12})$$

L'intensité optique est proportionnelle au carré du champ et peut être exprimée sous la forme :

$$I(z) = I_0 \left(1 + \frac{1}{2} m (e^{jKz} + e^{-jKz}) \right) \quad (\text{III-13})$$

$$\text{avec } \bar{K}\bar{X} = Kz \text{ et avec le taux de modulation de l'intensité } m = \frac{2 \sqrt{I_A I_B}}{I_A + I_B} \quad (\text{III-14})$$

I_A et I_B sont les intensités des ondes et $I_0 = I_A + I_B$. Les phases des amplitudes complexes $A(z)$ et $B(z)$ sont supposées égales à l'origine, ce qui permet d'écrire $A^* B = AB^* = \sqrt{I_A I_B}$.

D'après (III-13), l'intensité est maximale pour la référence spatiale $z = 0$. La variation d'indice n_1 étant complexe et décalée de ϕ par rapport à l'intensité, on peut écrire $n_1 = |n_1| e^{j\phi}$ (le terme de phase ϕ sera remplacé par sa valeur après les calculs préliminaires).

L'indice global n prend en compte l'indice moyen n_m , on a donc :

$$n = n_m + |n_1| \cos(Kz + \phi) \quad (\text{III-15}), \text{ ou encore } n = n_m + \frac{n_1}{2} e^{jKz} + \frac{n_1^*}{2} e^{-jKz} \quad (\text{III-16})$$

On suppose que la perturbation est suffisamment faible pour ne pas affecter pas les vecteurs d'ondes mais seulement les amplitudes. On retrouve alors une équation du même type que celle étudiée en annexe 1 :

$$\begin{aligned} & -\rho_x^2 A(z) e^{-j\bar{\rho}\bar{X}} - \rho_x^2 B(z) e^{-j(\bar{\rho} - \bar{K})\bar{X}} + \frac{d^2 A(z)}{dz^2} e^{-j\bar{\rho}\bar{X}} - \rho_z^2 A(z) e^{-j\bar{\rho}\bar{X}} - 2j\rho_z \frac{dA(z)}{dz} e^{-j\bar{\rho}\bar{X}} \\ & + \frac{d^2 B(z)}{dz^2} e^{-j(\bar{\rho} - \bar{K})\bar{X}} - (\rho_z - K)^2 B(z) e^{-j(\bar{\rho} - \bar{K})\bar{X}} - 2j(\rho_z - K) \frac{dB(z)}{dz} e^{-j(\bar{\rho} - \bar{K})\bar{X}} \\ & + k_0^2 n_m^2 (A(z) e^{-j\bar{\rho}\bar{X}} + B(z) e^{-j(\bar{\rho} - \bar{K})\bar{X}}) \\ & + k_0^2 n_m (n_1 A(z) e^{-j(\bar{\rho} - \bar{K})\bar{X}} + n_1^* A(z) e^{-j(\bar{\rho} + \bar{K})\bar{X}} + B(z) e^{-j(\bar{\rho} - 2\bar{K})\bar{X}} + n_1^* B(z) e^{-j\bar{\rho}\bar{X}}) = 0 \quad (\text{III-17}) \end{aligned}$$

Les termes en $e^{-j(\bar{\rho} + \bar{K})\bar{X}}$ et en $e^{-j(\bar{\rho} - 2\bar{K})\bar{X}}$ représentent des ordres supérieurs de diffraction que l'on négligera. Sachant que la perturbation est faible, le couplage s'effectue lentement selon z , on peut alors considérer que les dérivées secondes sont négligeables.

Pour que l'égalité soit toujours vérifiée, il faut que les 2 termes exponentiels $e^{-j\bar{\rho}\bar{X}}$ et $e^{-j(\bar{\rho}-\bar{\kappa})\bar{X}}$ soient nuls simultanément. En prenant en compte les relations (A1-10) à (A1-13) avec $\delta = 0$, on obtient finalement les deux équations différentielles couplées suivantes:

$$\frac{dA(z)}{dz} = -j \kappa^* B(z) \quad (\text{III-18})$$

$$\frac{dB(z)}{dz} = j \kappa A(z) \quad (\text{III-19})$$

avec le coefficient de couplage $\kappa = \frac{\pi n_1}{\lambda \cos \theta}$ (III-20), κ est ici complexe.

En régime établi, la modulation de l'indice est générée par le champ de charge d'espace E_{1P} via l'effet électro-optique, d'où $n_1 = \frac{1}{2} n_m^3 r_{41} E_{1P}$ (III-21)

Par conséquent le coefficient de couplage peut s'écrire $\kappa = \frac{\pi n_m^3 r_{41}}{2 \lambda \cos \theta} E_{1P}$ (III-22)

ou encore $\kappa = \frac{\Omega}{2} E_{1P}$ (III-23) avec $\Omega = \frac{\pi n_m^3 r_{41}}{\lambda \cos \theta}$ (III-24)

Dans le cas général, E_{1P} étant complexe et proportionnel à m il peut être exprimé sous la forme :

$$E_{1P} = m (Re[E_{sat}] + jIm[E_{sat}]) \quad (\text{III-25})$$

$$\text{d'où } \kappa = \frac{\sqrt{I_A I_B}}{I_A + I_B} \Omega (Re[E_{sat}] + jIm[E_{sat}]) \quad (\text{III-26})$$

Le coefficient de couplage dépend donc des intensités des ondes, ce qui est fondamentalement différent de l'étude menée pour les réseaux fixes. L'évolution de I_A et de I_B est obtenue à partir des deux équations différentielles (III-18) et (III-19) et de la nouvelle expression de κ .

$$\frac{dI_A}{dz} = \frac{d(AA^*)}{dz} = A \frac{dA^*}{dz} + A^* \frac{dA}{dz} = j\kappa AB^* - j\kappa^* A^* B = 2 Re[j\kappa AB^*] \quad (\text{III-27})$$

$$\text{d'où, en utilisant (III-26) : } \frac{dI_A}{dz} = -2 \frac{\sqrt{I_A I_B}}{I_A + I_B} \Omega Im[E_{sat}] \sqrt{I_A I_B} \quad (\text{III-28})$$

$$\text{Finalement } \frac{dI_A}{dz} = -\Gamma \frac{I_A I_B}{I_A + I_B} \quad (\text{III-29})$$

$$\text{de même, on obtient } \frac{dI_B}{dz} = -\Gamma \frac{I_A I_B}{I_A + I_B} \quad (\text{III-30})$$

$$\text{avec } \Gamma = 2 \Omega \operatorname{Im}[E_{\text{sat}}] = \frac{2\pi n_m^3 r_{41}}{\lambda \cos \theta} \operatorname{Im}[E_{\text{sat}}] = \frac{4\pi \operatorname{Im}[n_{1\text{sat}}]}{\lambda \cos \theta} \quad (\text{III-31})$$

Γ est le gain photoréfractif et s'exprime en cm^{-1} de la même façon que le coefficient de couplage κ utilisé pour la réflexion de Bragg. On constate que Γ ne dépend pas du taux de modulation des franges. Le terme $n_{1\text{sat}}$ correspond à la variation d'indice maximale qui peut être obtenue, c'est-à-dire lorsque le champ de charge d'espace E_{1P} est égal à E_{sat} , ce qui revient aussi au cas où le taux de modulation est maximal ($m = 1$).

Seule la partie imaginaire du champ de charge d'espace intervient dans le couplage photoréfractif. L'un des faisceaux est amplifié tandis que l'autre est atténué. Le signe de Γ donne le sens du transfert d'énergie. Ainsi, pour Γ positif, l'onde A est décroissante suivant z positif et l'onde B est croissante suivant z négatif. Le signe de Γ est donné par le signe de la variation d'indice qui dépend de l'axe de propagation et de la polarisation des ondes (cf. paragraphe III.1.1.4).

III.2.2 Coefficients de transmission pour un milieu sans perte

L'hypothèse du milieu sans perte n'est pas compatible avec l'effet photoréfractif puisqu'une absorption partielle est nécessaire pour générer des porteurs. Cependant, afin d'aborder le problème simplement, on peut rechercher des solutions pour ce cas idéal. Le couplage contra-directionnel en présence de pertes est étudié dans les paragraphes III.2.3 et III.2.4. Pour un coefficient d'atténuation $\alpha = 0$, la méthode de résolution des équations (III-29) et (III-30) est similaire à celle employée pour le couplage de Bragg traité en annexe 1. Lorsque les pertes sont négligeables, la différence des intensités est conservée puisque $\frac{d(I_A - I_B)}{dz} = 0$.

La condition aux limites est donnée par le rapport $M = \frac{I_B(L)}{I_A(0)}$ avec L la longueur du cristal.

Le couplage contra-directionnel dans un milieu sans perte a été traité par P. Yeh [24], les solutions sont :

$$I_A(z) = C_2 + \sqrt{C_2^2 + C_1} e^{-\Gamma z} \quad (\text{III-32}) \quad \text{et} \quad I_B(z) = -C_2 + \sqrt{C_2^2 + C_1} e^{-\Gamma z} \quad (\text{III-33})$$

$$\text{avec } C_1 = I_A(0) I_B(0) = I_A(0) M \frac{M+1}{M+e^{-\Gamma L}} \quad (\text{III-34})$$

$$\text{et } C_2 = \frac{1}{2}(I_A(0) - I_B(0)) = \frac{1}{2} I_A(0) \frac{e^{-\Gamma L} - M^2}{e^{-\Gamma L} + M} \quad (\text{III-35})$$

On obtient alors les coefficients de transmission des deux ondes qui s'expriment simplement par :

$$T_A = \frac{I_A(L)}{I_A(0)} = \frac{1+M}{1+M e^{\Gamma L}} \quad (\text{III-36}) \quad \text{et} \quad T_B = \frac{I_B(0)}{I_B(L)} = \frac{1+M}{e^{-\Gamma L} + M} \quad (\text{III-37})$$

Pour $\Gamma > 0$, on retrouve $T_A < 1$ et $T_B > 1$. Dans les expériences de mélange à deux ondes, on appelle l'onde A la pompe car elle cède de la puissance, le faisceau B est alors le signal car il est amplifié.

III.2.3 Coefficients de transmission pour un milieu à faibles pertes

Contrairement au cas du couplage d'ondes co-directionnelles associé à un réseau en transmission, il n'existe pas de solution analytique pour le couplage d'ondes contra-directionnelles lorsque le matériau présente des pertes. Le coefficient d'atténuation α est pris en compte dans les deux équations différentielles couplées :

$$\frac{dI_A}{dz} = -\Gamma \frac{I_A I_B}{I_A + I_B} - \alpha I_A \quad (\text{III-38})$$

$$\frac{dI_B}{dz} = -\Gamma \frac{I_A I_B}{I_A + I_B} + \alpha I_B \quad (\text{III-39})$$

La différence de signe devant α entre (III-38) et (III-39) provient des sens de propagation opposés. Le terme α représente l'atténuation suivant l'axe z, en toute rigueur il faut donc écrire $\alpha = \frac{\alpha_1}{\cos\theta}$ avec α_1 l'atténuation linéique. En général l'angle θ représente seulement quelques degrés et par conséquent $\alpha \approx \alpha_1$.

Une résolution numérique du système d'équations (III-38) et (III-39) a été développée par Y.H. Ja [25], elle est présentée au paragraphe III.2.4. Il faut cependant préciser qu'il existe une bonne approximation proposée par P.Yeh [24] à condition que le coefficient d'atténuation α soit suffisamment faible devant le gain photoréfractif Γ . Ainsi l'évolution des intensités des ondes couplées est simplement celle obtenue sans les pertes affectée du coefficient d'atténuation du matériau, soit :

$$I_{A(\alpha \neq 0)}(z) = I_{A(\alpha=0)}(z) e^{-\alpha z} \quad (\text{III-40})$$

$$I_{B(\alpha \neq 0)}(z) = I_{B(\alpha=0)}(z) e^{\alpha(z-L)} \quad (\text{III-41})$$

Les coefficients de transmission deviennent :

$$T_A = \frac{1+M}{1+M e^{\Gamma L}} e^{-\alpha L} \quad (\text{III-42}) \quad \text{et} \quad T_B = \frac{1+M}{e^{-\Gamma L} + M} e^{-\alpha L} \quad (\text{III-43})$$

En considérant $\Gamma > 0$ et puisque $\Gamma > \alpha$, l'onde B est amplifiée. Lorsque $M \ll 1$, c'est-à-dire pour un signal de faible niveau devant celui de la pompe, l'expression (III-43) peut être approchée par :

$$T_B \approx e^{(\Gamma-\alpha)L} \quad (\text{III-44})$$

Cette expression peut être aussi obtenue directement à partir de l'équation (III-39) car cette dernière n'est plus couplée à (III-38) si l'intensité de la pompe (I_A) est considérée très grande devant l'intensité du signal (I_B).

Nous utiliserons cette situation de fort déséquilibre entre pompe et signal pour mesurer expérimentalement le gain photoréfractif Γ de nos échantillons d'InP:Fe (cf. paragraphe III.3). Afin de valider cette méthode, nous allons, dans un premier temps, étudier les solutions exactes du système (III-38, III-39).

III.2.4 Coefficients de transmission d'après les solutions exactes des équations différentielles couplées

Rappelons que les équations différentielles à résoudre sont des approximations car certains termes issus de l'équation de propagation ont été négligés. Le terme de solutions exactes se rapporte donc aux solutions des équations différentielles (III-38) et (III-39).

Ces solutions ont été proposées par H.Y. Ja en 1982 [25]. Il a démontré que le produit $I_A(z) I_B(z) e^{\Gamma z}$ est conservé d'où la relation :

$$I_A(z) I_B(z) = Q_0 I_A^2(0) e^{-\Gamma z} \quad (\text{III-45})$$

où $Q_0 = \frac{I_B(0)}{I_A(0)}$ est le rapport des intensités en $z = 0$ qu'il faut déterminer.

Le système (III-38, III-39) peut être transformé en une seule équation faisant intervenir le rapport $Q = \frac{I_B(z)}{I_A(z)}$:

$$\frac{1+Q}{2 Q \left[\left(\alpha + \frac{\Gamma}{2} \right) Q + \left(\alpha - \frac{\Gamma}{2} \right) \right]} dQ = dz \quad (\text{III-46})$$

En intégrant (III-46), on obtient :

$$\ln \left\{ \left[\frac{\left(\alpha + \frac{\Gamma}{2} \right) Q + \alpha - \frac{\Gamma}{2}}{\left(\alpha + \frac{\Gamma}{2} \right) Q_0 + \alpha - \frac{\Gamma}{2}} \right]^{-\Gamma} \left[\frac{Q}{Q_0} \right]^{\left(\alpha + \frac{\Gamma}{2} \right)} \right\} = 2 \left(\alpha^2 - \left(\frac{\Gamma}{2} \right)^2 \right) z \quad (\text{III-47})$$

En appliquant la condition à la limite $z = L$ aux équations (III-45) et (III-47), il vient :

$$\ln \left\{ \left[\frac{\left(\alpha + \frac{\Gamma}{2} \right) M^2 e^{\Gamma L} + \left(\alpha - \frac{\Gamma}{2} \right) Q_0}{\left(\alpha + \frac{\Gamma}{2} \right) Q_0^2 + \left(\alpha - \frac{\Gamma}{2} \right) Q_0} \right]^{-\Gamma} \left[\frac{M^2 e^{\Gamma L}}{Q_0^2} \right]^{\left(\alpha + \frac{\Gamma}{2} \right)} \right\} = 2 \left(\alpha^2 - \left(\frac{\Gamma}{2} \right)^2 \right) L \quad (\text{III-48})$$

Connaissant les paramètres Γ , α , M et L , cette équation peut être résolue numériquement pour obtenir Q_0 . On en déduit directement le coefficient de transmission de l'onde B :

$$T_B = \frac{I_B(0)}{I_B(L)} = \frac{Q_0}{M} \quad (\text{III-49})$$

et en utilisant (III-65) avec $z = L$, on obtient le coefficient de transmission de l'onde A :

$$T_A = \frac{I_A(L)}{I_A(0)} = \frac{Q_0}{M} e^{-\Gamma L} \quad (\text{III-50}).$$

Plus récemment M.D. Ewbank *et al.* ont proposé une nouvelle forme de l'équation (III-46) où la solution recherchée est directement T_B [26].

Pour $\Gamma \neq 2\alpha$:

$$T_B = \frac{1}{M} \left(\frac{2\alpha - \Gamma}{2\alpha + \Gamma} \right) \left(\frac{1 - (T_B e^{(\alpha-\Gamma)L})^{\frac{2\alpha+\Gamma}{\Gamma}}}{(T_B e^{\alpha L})^{\frac{2\alpha-\Gamma}{\Gamma}} - 1} \right) \quad (\text{III-51})$$

et pour $\Gamma = 2\alpha$:

$$\Gamma L + \ln(T_B) + \frac{T_B}{M} e^{-\Gamma L} = (M T_B)^{-1} \quad (\text{III-52})$$

Pour déterminer le gain photoréfractif à partir de mesures, il est commode d'utiliser l'approximation décrite au paragraphe III.2.3 (cas où $M \ll 1$). Disposant des solutions plus précises décrites ci-dessus, nous serons en mesure de valider nos hypothèses.

III.3 Mesures du gain photoréfractif pour des ondes contra-directionnelles dans les cristaux massifs

III.3.1 Méthode de mesure et montage expérimental

D'après les expressions du champ maximal de charge d'espace (III-11) et du gain photoréfractif Γ (III-31), on montre que la valeur maximale de ce dernier est assez faible. En effet, le gain photoréfractif sans champ appliqué ne peut excéder 1 cm^{-1} pour des ondes contra-directionnelles à $\lambda = 1,55 \text{ }\mu\text{m}$ et en utilisant les paramètres physiques de l'InP:Fe (cf. paragraphe III.3.2). Par conséquent, si le rapport des intensités pompe et signal est élevé, la décroissance de la pompe par effet photoréfractif est faible au cours de la propagation, elle subit principalement une atténuation due aux pertes. On désigne généralement le rapport des intensités initiales par $\beta = \frac{I_p(0)}{I_s(L)}$ (III-53).

Si on se réfère au paragraphe précédent et en supposant $\Gamma > 0$, alors $I_p = I_A$, $I_s = I_B$ et $\beta = M^{-1}$. Comme cela a été précisé au paragraphe III.2.3, les équations (III-38) et (II-39) peuvent être simplifiées car elles deviennent indépendantes lorsque $\beta \gg 1$:

$$\frac{dI_p}{dz} = -\alpha I_p \quad (\text{III-54})$$

$$\frac{dI_s}{dz} = (\alpha - \Gamma) I_s \quad (\text{III-55})$$

La pompe rentre dans le cristal en $z = 0$ et le signal en $z = L$, d'où les expressions des intensités :

$$I_p(z) = I_p(0) e^{-\alpha z} \quad (\text{III-56})$$

$$I_s(z) = I_s(L) e^{(\alpha - \Gamma)(z-L)} \quad (\text{III-57})$$

La mesure de $I_s(0)$ en présence de la pompe est notée $I_s(0)_{\Gamma \neq 0}$. Sans la pompe, le gain est nul et la mesure de $I_s(0)$ donne $I_s(0)_{\Gamma=0}$. On définit l'amplification effective du signal par le rapport :

$$\gamma = \frac{I_s(0)_{\Gamma \neq 0}}{I_s(0)_{\Gamma=0}} \quad (\text{III-58})$$

Cette expression conduit, pour la mesure, à un rapport γ_{mes} tel que :

$$\gamma_{\text{mes}} = \frac{I_s(L) e^{(\Gamma - \alpha)L}}{I_s(L) e^{-\alpha L}} = e^{\Gamma L} \quad (\text{III-59})$$

d'où une approximation Γ_{appr} du gain Γ :
$$\Gamma_{\text{appr}} = \frac{1}{L} \ln(\gamma_{\text{mes}}) \quad (\text{III-60})$$

Rappelons que cette expression approchée s'appuie sur l'hypothèse $\beta \gg 1$.

Nous pouvons, par ailleurs, calculer la valeur exacte γ_{exact} du rapport γ défini par (III-58) en faisant apparaître le coefficient de transmission du signal en présence de la pompe :

$$T_s = \frac{I_s(0)}{I_s(L)} \Big|_{\Gamma \neq 0} \quad (\text{III-61})$$

T_s est équivalent à T_B dans l'expression (III-49).

La valeur exacte de l'amplification effective du signal est ainsi donnée par :

$$\gamma_{\text{exact}} = \frac{I_s(L) T_s}{I_s(L) e^{-\alpha L}} = T_s e^{\alpha L} \quad (\text{III-62})$$

Le coefficient de transmission du signal T_s est obtenu, d'après (III-61), à partir du gain photoréfractif exact Γ_{exact} et pour α , L et β donnés. Il est donc possible de déterminer l'erreur commise sur Γ en fixant les trois autres paramètres.

Prenons le cas d'un échantillon (n°191C) qui sera étudié par la suite, sa longueur est $L = 18$ mm, son coefficient d'atténuation est $\alpha = 0,11$ cm⁻¹. Afin de garder un niveau de puissance suffisant pour effectuer des mesures sur le signal, le rapport β a une valeur comprise entre 200 et 300 sachant que la puissance de la pompe peut varier de 10 μ W à quelques mW. Ainsi, la valeur minimale du signal est de l'ordre de 30 nW, ce qui est encore bien supérieur au niveau de bruit des détecteurs au germanium utilisés ($P_{\text{bruit}} \approx 1$ nW).

La puissance de bruit étant déduite à chaque mesure, le rapport β pourrait être encore augmenté mais la qualité de mesure est déjà suffisante. En effet, même dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire avec un gain maximal $\Gamma_{\text{exact}} = 1$ cm⁻¹ et $\beta = 200$, l'erreur relative

$$\text{err}_{\Gamma} = \frac{\Gamma_{\text{exact}} - \Gamma_{\text{appr}}}{\Gamma_{\text{exact}}} \quad (\text{III-63})$$

commise en utilisant l'approximation, est seulement de 1,3 %.

L'estimation de cette erreur est obtenue en calculant, tout d'abord, le coefficient de transmission T_s , d'après (III-51), pour un gain Γ_{exact} donné qui est une caractéristique du cristal photoréfractif. Le coefficient T_s permet d'obtenir le rapport γ_{exact} donné par (III-61). Une valeur approchée du gain Γ_{appr} peut être retrouvée d'après (III-60) en utilisant γ_{exact} (au

lieu de γ_{mes}). L'approximation (III-60) est alors valable si la valeur du gain Γ_{appr} permet de retrouver une valeur voisine de Γ_{exact} qui est, rappelons-le, le point de départ du calcul. Le tableau III-1 illustre cette démarche pour quelques valeurs de gain photoréfractif, les paramètres α et L étant ceux de l'échantillon n°191C et pour un rapport β de 200.

La décroissance photoréfractive de la pompe traduit la perte d'énergie de celle-ci par couplage photoréfractif. La décroissance relative D_{Rp} est obtenue par la connaissance de l'intensité de la pompe $I_p(L)$ en présence du signal ($I_p(L)_{Is \neq 0}$) et de $I_p(L)$ en absence de signal ($I_p(L)_{Is=0}$). Elle s'exprime par :

$$D_{Rp} = \frac{I_p(L)_{Is=0} - I_p(L)_{Is \neq 0}}{I_p(L)_{Is=0}} \quad (III-64)$$

Γ_{exact} (cm ⁻¹)	T_S (III-51)	$\gamma_{exact} = T_S e^{\alpha L}$ (III-61)	$\Gamma_{appr} = \frac{1}{L} \ln(\gamma_{exact})$ (cm ⁻¹) (III-60)	err $_{\Gamma}$ (%) (III-63)	D_{Rp} (%) (III-64)
0,1	0,98	1,196	0,0994	0,55	0,098
0,3	1,4	1,71	0,298	0,65	0,35
0,5	2	2,44	0,496	0,78	0,7
0,7	2,86	3,48	0,693	0,96	1,2
1	4,84	5,91	0,987	1,3	2,33

Tableau III-1: Estimation de l'erreur due à l'approximation du gain photoréfractif à partir de la connaissance du rapport γ en utilisant la relation (III-60) et avec $L=18$ mm. Pour le calcul de T_S (III-51), les paramètres sont $\beta = 200$, $\alpha = 0,11$ cm⁻¹ et $L = 18$ mm.

L'erreur augmente lorsque le gain photoréfractif augmente puisque la décroissance photoréfractive de la pompe devient plus importante comme le montre la dernière colonne du tableau. Pour des gains plus importants et afin de réduire l'erreur, il faudrait calculer le gain en résolvant numériquement (III-51) pour déterminer le coefficient T_S qui correspond au rapport γ mesuré. Cette dernière méthode n'est pas utile ici puisque l'erreur err_{Γ} est du même ordre de grandeur que l'incertitude de la mesure qui peut être estimée à quelques pour cent. Cette incertitude est en réalité difficile à quantifier du fait des nombreux paramètres en jeu, dont les défauts d'alignement optique ou encore les réflexions parasites.

Nous disposons donc d'une méthode simple qui permet d'estimer les variations d'indice dues à l'effet photoréfractif à partir des mesures du signal en présence puis en absence de la pompe. La reproductibilité de ces mesures peut être aisément vérifiée si celles-ci sont automatisées. Les réglages préliminaires constituent l'étape la plus délicate, en particulier les alignements des faisceaux permettant un recouvrement optimal de ceux-ci. Les figures III-6 et III-7 représentent respectivement le principe du dispositif expérimental et une photographie du banc optique correspondant.

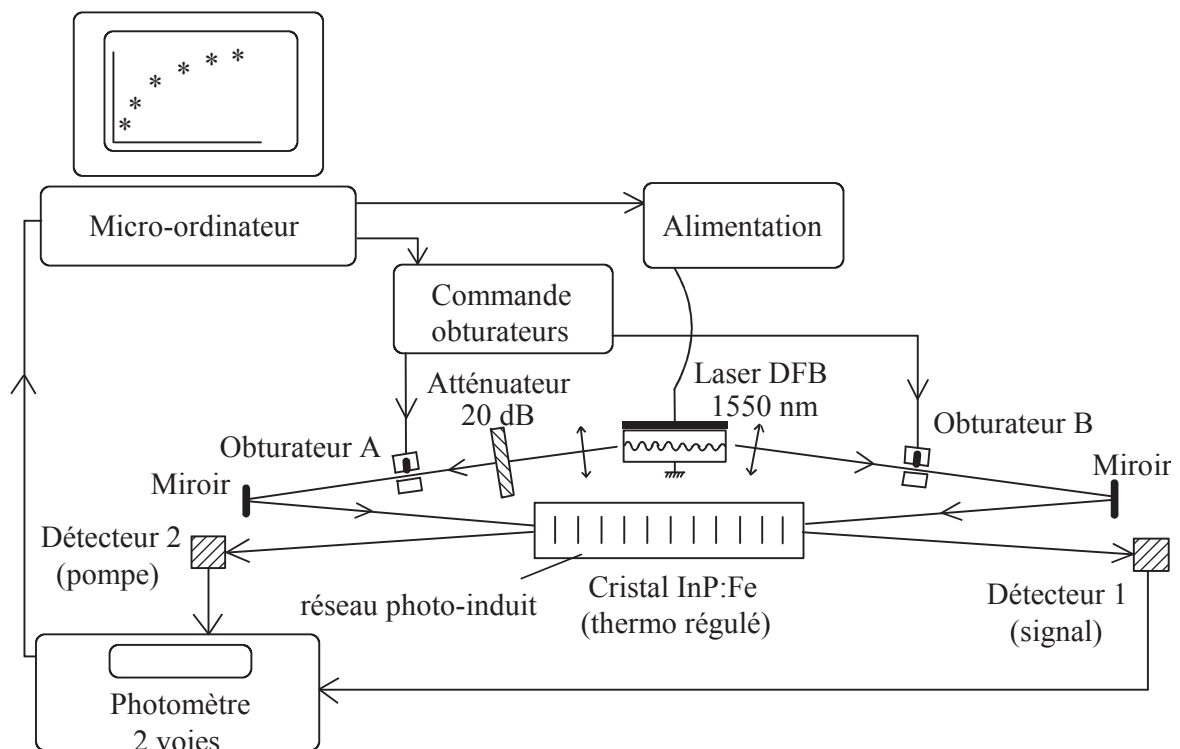


Figure III-6 : Principe du dispositif expérimental de la mesure du gain photoréfractif pour des ondes contra directionnelles.

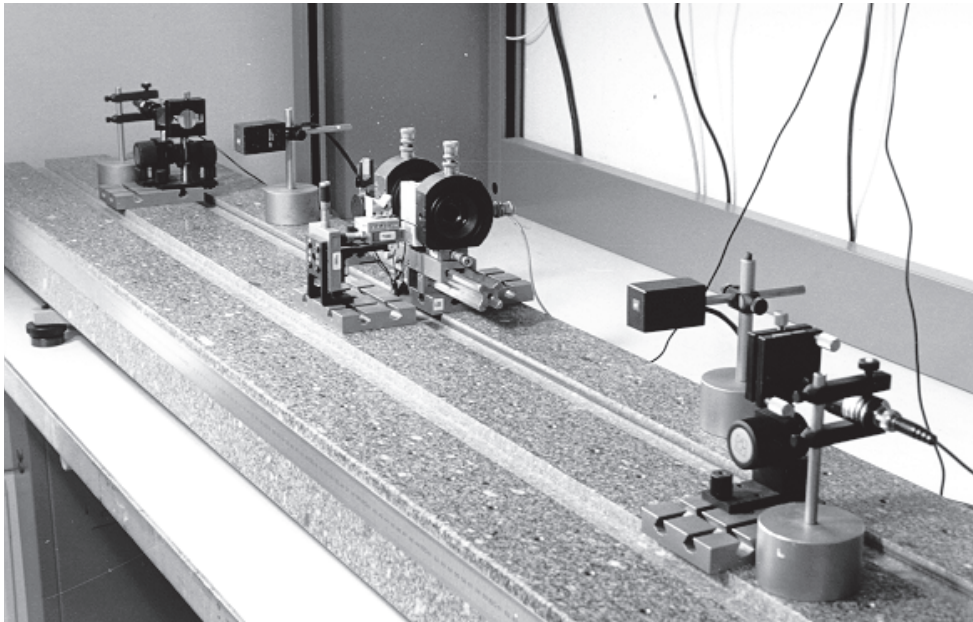


Figure III-7: Banc de caractérisation des échantillons photoréfractifs InP:Fe.

Le cristal est thermo-régulé de façon à observer l'influence de la température sur l'effet photoréfractif. La diode laser se présente sous forme d'une puce sur embase, ce qui permet d'avoir accès aux 2 faces. Il existe toujours une différence de niveau entre les deux faces car les traitements réfléchissants sont différents de façon à provoquer un déséquilibre dans la cavité. En effet, une diode laser DFB est fondamentalement bi-modes si la cavité est symétrique, le déséquilibre permet de favoriser l'un de ces modes de résonance. La meilleure des faces est ici destinée au faisceau pompe tandis que l'autre est utilisée pour le signal. Le rapport des puissances émises est compris entre 2 et 3 suivant le courant de la diode, un atténuateur de 20 dB sur le trajet signal permet d'obtenir $200 < \beta < 300$. L'intensité optique est obtenue à partir de la puissance mesurée sur le détecteur n°2 connaissant le diamètre du faisceau qui est d'environ 1 mm. Cette intensité optique est directement commandée via le courant de la diode laser. Les mesures de puissance sont transmises au micro-ordinateur par un bus GPIB (*General Purpose Interface Bus*). Une séquence automatique d'ouverture et de fermeture des obturateurs permet d'obtenir une valeur de gain photoréfractif pour chaque intensité optique. Une valeur $\Gamma(I_{opt})$ est déterminée après les étapes décrites dans le tableau III-2.

Etapes	Opérations
1	Mesure du bruit de chaque détecteur
2	Mesure de la pompe seule et du bruit de la pompe sur le détecteur du signal
3	Mesure du signal seul et du bruit du signal sur le détecteur de la pompe
4	Mesure simultanée des deux faisceaux avec effet photoréfractif
5	Calcul du gain à partir des mesures précédentes et en tenant compte des bruits

Tableau III-2: Séquence de mesures automatiques du gain photoréfractif.

Les mesures sont en réalité des moyennes de plusieurs mesures successives. Nous avons constaté expérimentalement qu'au-delà de 3 ou 4 mesures, la moyenne n'évolue plus de façon significative. L'ensemble des opérations s'effectue alors en moins d'une minute. Les bruits mesurés aux étapes 2 et 3 sont dus à la diffusion de la lumière et aux diverses imperfections du montage, le bruit de la pompe sur le détecteur signal n'est en général pas négligeable. Les données sont ensuite enregistrées puis traitées.

III.3.2 Influence de la température et comparaison avec le modèle théorique

Les variations du gain photoréfractif suivant la température sont pour nous un point essentiel dans la mesure où l'objectif de notre étude est d'obtenir un dispositif photonique fonctionnant, si possible, sans régulation de température. Le porte-échantillon du banc de caractérisation est un support en aluminium poli, thermo-régulé par un module à effet Peltier. L'échantillon 191C se présente sous la forme d'une plaque de faible épaisseur (1 mm) et de surface comparable à celle du support. On peut alors considérer que la température du cristal est sensiblement équivalente à celle du support. Des mesures de gain photoréfractif et une comparaison avec le modèle théorique ont été effectuées pour 5 températures allant de 14°C à 38°C. Le nombre de paramètres sur lesquels il est possible d'agir pour rapprocher théorie et mesures est relativement important, c'est pourquoi nous traitons simultanément les cinq séries de mesures sachant que la concentration totale de fer N_T de l'échantillon 191C est de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} et que la concentration de donneurs est proche de 10^{16} cm^{-3} . Les autres paramètres sont ceux empruntés aux références [4], [17] et [27], ils sont regroupés dans le tableau III-3.

Paramètres	Valeurs
σ_n^0 : Section efficace de photo-ionisation des électrons (à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$)	$3,5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$
σ_p^0 : Section efficace de photo-ionisation des trous (à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$)	10^{-18} cm^2
e_n^{th} : Taux de génération thermique des électrons	$8,87 \cdot 10^6 \text{ T}^2 e^{-\left(\frac{7,29 \cdot 10^3}{\text{T}}\right)} \text{ s}^{-1}$
e_p^{th} : Taux de génération thermique des trous	0
c_n : Taux de recombinaison des électrons (à température ambiante)	$4,1 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{s}$
c_p : Taux de recombinaison des trous (à température ambiante)	$1,6 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{s}$
μ_n : Mobilité des électrons (à température ambiante)	$1500 \text{ cm}^2/\text{V.s}$
μ_p : Mobilité des trous (à température ambiante)	$100 \text{ cm}^2/\text{V.s}$
ϵ_r : permittivité électrique relative (statique)	12,6
r_{41} : coefficient électro-optique (à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$)	$1,7 \text{ pm/V}$
n_m : indice de réfraction (à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$)	3,17

Tableau III-3 : Paramètres physiques de l'InP:Fe utilisés pour les simulations.

La valeur de la section efficace de photo-ionisation des trous a été vérifiée à partir de la mesure de l'atténuation α qui est due principalement à l'absorption. En effet, celle-ci étant de $0,11 \text{ cm}^{-1}$, on retrouve la relation $\alpha \approx \sigma_p^0 p_{T0}$ avec $\sigma_p^0 = 10^{-18} \text{ cm}^2$ et $p_{T0} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, le terme d'absorption $\sigma_n^0 n_{T0}$ dû à la génération photonique d'électrons étant négligé [17].

La figure III-8 donne les résultats de mesures et les courbes théoriques associées.

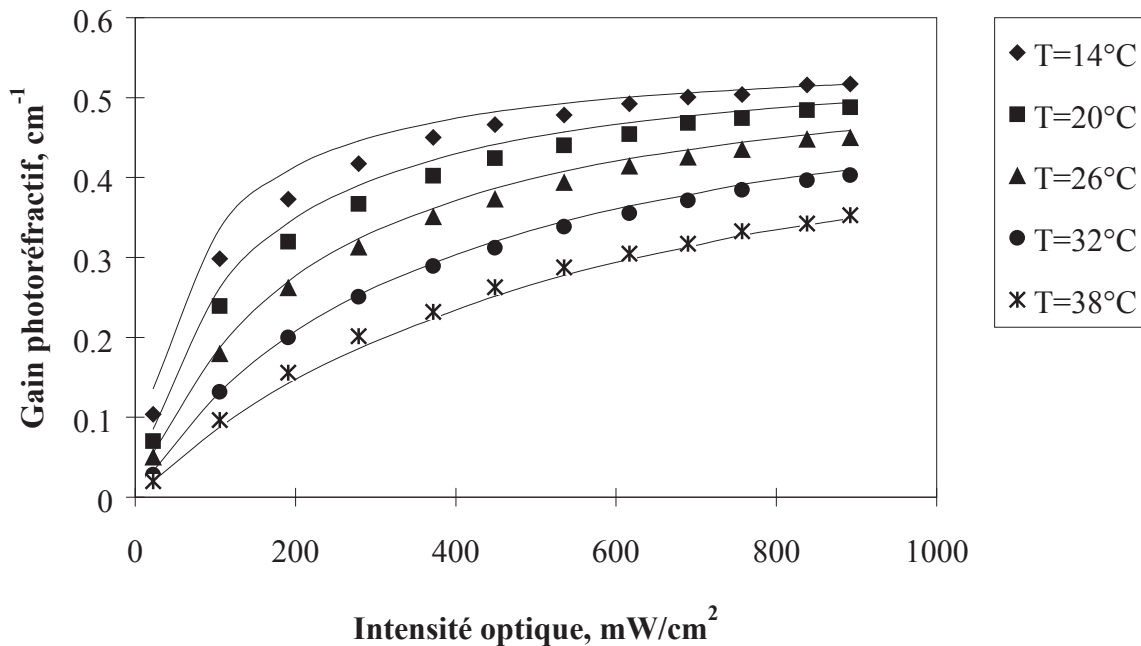


Figure III-8 : Gain photoréfractif Γ en fonction de l'intensité optique pour différentes températures et avec $\beta > 200$ (échantillon 191C). Les points représentent les mesures, les courbes théoriques sont obtenues pour les mêmes températures et pour les concentrations de fer ionisé $n_{T0} = 9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et non ionisé $p_{T0} = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Les valeurs de l'intensité optique doivent être considérées comme des valeurs moyennes car les faisceaux ne sont pas uniformes. Le profil du faisceau de pompe a été relevé à l'aide d'une photodiode de diamètre $100 \mu\text{m}$. Une représentation normalisée est donnée dans la figure III-9. Le profil de mode de la diode laser n'étant pas gaussien, on observe des lobes secondaires du champ rayonné. A partir des gains théorique et mesuré ainsi que de la puissance totale du faisceau pompe, on peut définir l'intensité optique moyenne pour l'effet photoréfractif. Il s'agit du rapport entre la puissance totale du faisceau et un diamètre moyen qui peut ici être estimé à 1 mm . Une puissance totale mesurée $P = 1 \text{ mW}$ donne donc une intensité optique moyenne $I \approx 130 \text{ mW/cm}^2$. L'estimation du diamètre moyen est valable seulement pour la diode laser et l'objectif utilisé. Sachant que les diodes lasers émettent typiquement quelques mW, les intensités optiques dépasseront difficilement 1 W/cm^2 avec ce même objectif. Dans une telle configuration, la température du cristal doit rester inférieure à 30°C afin de garder un gain suffisant pour créer un miroir de Bragg. Le cristal peut donc fonctionner à température ambiante.

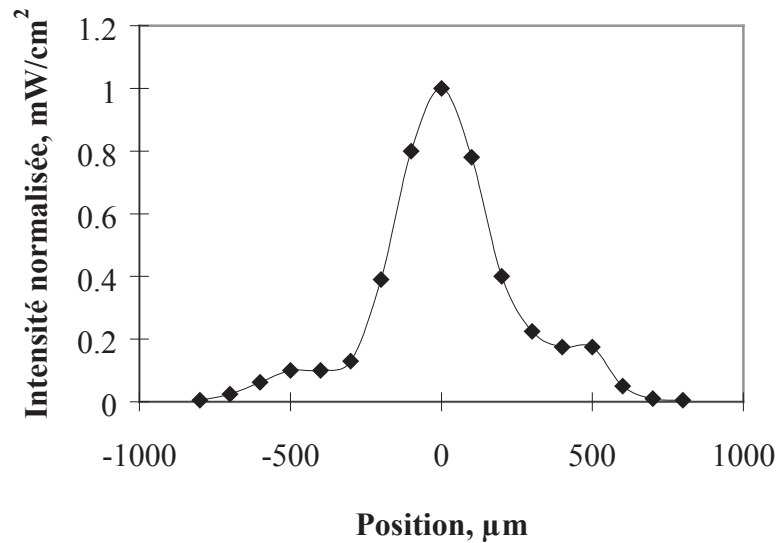


Figure III-9 : Profil du faisceau optique de pompe dans le plan horizontal.

III.3.3 Les performances des échantillons en fonction de leurs dopages

La limite de solubilité du fer dans l'InP donne sa concentration maximale, celle-ci est d'environ $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. A partir du modèle théorique, on peut prévoir des gains photoréfractifs dépassant $0,8 \text{ cm}^{-1}$ à $T = 20^\circ\text{C}$ pour des intensités de plusieurs W/cm^2 et en prenant $p_{T0} = 1,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $n_{T0} = 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Si l'intensité est limitée à $1 \text{ W}/\text{cm}^2$, les paramètres optimaux sont $p_{T0} = 1,7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $n_{T0} = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et le gain maximal à $T = 20^\circ\text{C}$ est alors $\Gamma = 0,68 \text{ cm}^{-1}$.

Plusieurs lingots d'InP:Fe intentionnellement co-dopés N (n°203, 204 et 208) ont été réalisés au C.N.E.T. afin d'augmenter n_{T0} pour améliorer le gain à la résonance dans la configuration du mélange à deux ondes co-directionnelles. Ce double dopage devrait également profiter à notre application d'après le modèle théorique [17]. Des échantillons de ce type sont comparés à des échantillons d'InP:Fe non intentionnellement co-dopés N (n°202 et 207). En raison du faible coefficient de ségrégation du fer (10^{-3}), les échantillons issus de la queue du lingot ont une concentration de fer plus importante que celle des échantillons de tête, il est donc intéressant de tester les lingots à leurs deux extrémités. Par ailleurs, les dopages des différents échantillons sont obtenus d'après des mesures S.I.M.S. (*Secondary Ions Mass Spectroscopy*) effectuées au C.N.E.T. Lannion par M. Gauneau. Les éléments recherchés sont le fer (Fe) et le soufre (S) ainsi que l'étain (Sn) et le silicium (Si) pour certains échantillons, des impuretés autres que celles précitées ne sont donc pas décelées. Les concentrations de fer non ionisé p_{T0} ont été mesurées au C.N.E.T. de Lannion par B. Lambert, en utilisant la

méthode R.P.E. (Résonance Paramagnétique Electronique) [28]. Les concentrations de fer ionisé n_{T0} ont été obtenues par la technique A.I.C. (Absorption Intra-Centre) [29], ces mesures ont été réalisées à l'Université Pierre et Marie Curie - Jussieu (Paris VI) par B. Clerjaud.

Si tous les centres fer sont électriquement actifs, la concentration de fer [Fe] est égale à la concentration totale de pièges N_T . Dans le cas contraire, des précipités de fer peuvent être présents dans le cristal et la concentration de fer mesurée par S.I.M.S. est alors supérieure à N_T .

Les lingots 203 et 204 ont été intentionnellement co-dopés avec du soufre tandis que le lingot 208 a reçu un co-dopage à l'étain. Le suffixe T désigne les échantillons de tête et le suffixe Q est utilisé pour les échantillons de queue de lingot. Les dimensions des dix cristaux testés sont 5 x 5 x 5 mm. Les valeurs de gain sont données pour $I_0 = 650 \text{ mW/cm}^2$ et avec $T = 20^\circ \text{C}$.

n° Ech..	S.I.M.S				R.P.E.	A.I.C.	Γ_{mes} cm^{-1}	α_{mes} cm^{-1}	g_{net} cm^{-1}
	[Fe] 10^{16}cm^{-3}	[S] 10^{16}cm^{-3}	[Sn] 10^{16}cm^{-3}	[Si] 10^{16}cm^{-3}	p_{T0} 10^{16}cm^{-3}	n_{T0} 10^{16}cm^{-3}			
202T	13	0,5	<i>n.d.</i>	<i>n.d.</i>	10,4	1,3	0,45	0,1	0,35
202Q	16	0,4	<i>n.d.</i>	0,25	14,8	2	0,49	0,14	0,35
203T(S)	11	1,5	<i>n.d.</i>	<i>n.d.</i>	9,9	1,9	0,43	0,23	0,2
203Q(S)	17	2,3	0,15	0,22	14,3	2,1	0,47	0,2	0,27
204T(S)	5	1,7	<i>n.d.</i>	<i>n.d.</i>	3,6	2,2	0,22	0,09	0,13
204Q(S)	10	2	0,2	0,12	5,5	3,7	0,41	0,21	0,2
207T	4	1,7	<i>n.d.</i>	<i>n.d.</i>	4,7	1,5	0,17	0,07	0,1
207Q	15	2	0,21	0,08	6,8	2,4	0,49	0,18	0,31
208T(Sn)	5	2	0,7	<i>n.d.</i>	2,6	2,5	0,17	0,1	0,07
208Q(Sn)	15	2,2	1,2	0,06	5,2	4,7	0,32	0,13	0,19

Tableau III-4 : Dopages et concentrations de fer ionisé n_{T0} et non ionisé p_{T0} mesurés pour dix échantillons d'InP:Fe (S: co-dopage soufre, Sn: co-dopage étain). Le gain photoréfractif Γ_{mes} est mesuré avec une intensité moyenne $I_0 = 650 \text{ mW/cm}^2$. La différence entre Γ_{mes} et le coefficient d'atténuation mesuré α_{mes} donne le gain net g_{net} . (*n.d.*: donnée S.I.M.S. non disponible)

Le lingot n°202 présente les meilleures caractéristiques simultanément en terme de gain et d'atténuation avec un gain net $g_{\text{net}} = \Gamma_{\text{mes}} - \alpha_{\text{mes}} = 0,35 \text{ cm}^{-1}$ à $I_0=650 \text{ mW/cm}^2$, identique en tête et en queue de lingot. Pour ces deux échantillons (202T et 202Q), le calcul du gain net à partir des concentrations n_{T0} et p_{T0} mesurées donne respectivement $0,39 \text{ cm}^{-1}$ et $0,43 \text{ cm}^{-1}$ avec la même intensité. Pour les autres lingots, globalement moins performants, l'utilisation du modèle ne donne pas une correspondance satisfaisante entre les gains nets mesurés et calculés. Le modèle ne prend probablement pas en compte tous les paramètres des matériaux, mais il est difficile de se prononcer à ce sujet. Néanmoins, nous pouvons tenter, à partir des conditions de croissance, d'identifier quelques points clés qui conduisent au meilleur comportement photoréfractif du cristal.

Les lingots n°202, 203 et 204 sont issus du même matériau de départ (désigné par M1) et après le tirage du premier cristal (202), du soufre a été introduit dans le bain pour obtenir le co-dopage N des cristaux 203 et 204. Parmi ces trois lingots d'InP:Fe, le n°202 est donc le plus pur.

Les lingots n°207 et 208 ont été réalisés à partir d'un autre matériau initial (M2) avec introduction de soufre dans le bain pour le second cristal. Parmi ces deux lingots, le n°207 est le plus pur mais seul l'échantillon de queue présente un gain net supérieur à $0,3 \text{ cm}^{-1}$.

Comparons à présent les mesures S.I.M.S. des lingots d'InP:Fe les plus purs, soit les n°202 et 207. On peut constater que la présence de soufre est plus importante pour le lingot n°207 que pour le n°202 (rappelons que le soufre est le donneur résiduel dominant dans l'InP). Les matériaux de départ ayant été utilisés pour ces deux cristaux sont effectivement différents car le matériau M1 est un cristal d'InP:Fe obtenu à partir d'un premier tirage. Celui-ci a été fondu pour obtenir le bain utilisé pour le lingot n°202 tandis que M2 est un polycristal issu directement de la synthèse de l'indium et du phosphore avec adjonction de fer dans le bain (cf. paragraphe III.1.1.2). Une certaine pureté a donc été obtenue par les deux tirages, sans aucun co-dopage intentionnel, ayant conduit au cristal n°202. Nous pouvons donc, a priori, penser qu'un cristal InP:Fe est d'autant plus photoréfractif qu'il est pur avec toutefois une concentration minimale de pièges ionisés sans lesquels cet effet n'a pas lieu.

Les conclusions de D.F. Bliss *et al.*, qui ont comparé neuf échantillons présentant des dopages différents, vont aussi dans le sens d'une corrélation entre pureté des cristaux et meilleur comportement photoréfractif [30]. Cette constatation a été établie avec des conditions expérimentales différentes des nôtres (ces auteurs ont mesuré le gain photoréfractif en mélange à deux ondes co-directionnelles à $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ et avec champ électrique externe appliqué).

Pour conclure sur la validité du modèle théorique appliqué à notre étude, nous pouvons établir que celui-ci rend correctement compte du comportement photoréfractif des cristaux dans la mesure où ceux-ci ne sont pas intentionnellement co-dopés N. Ces échantillons présentant le gain net le plus élevé, ce que nous recherchons, nous retiendrons ce modèle par la suite. Il faut toutefois préciser que des travaux sont menés par plusieurs laboratoires pour prendre en compte d'autres niveaux du fer qui pourrait, en partie, expliquer les problèmes rencontrés [12, 13, 31].

III.3.4 Estimation des performances potentielles en terme de filtrage

Il faut à présent relier le gain photoréfractif Γ au coefficient de couplage κ d'un miroir de Bragg.

Le gain photoréfractif est donné par (III-31) : $\Gamma = \frac{4\pi \text{Im}[n_{1\text{sat}}]}{\lambda \cos\theta}$

Le coefficient de couplage κ s'écrit, d'après (II-5) : $\kappa = \frac{\pi n_1}{\lambda \cos\theta}$

L'amplitude de la variation d'indice n_1 dépend du taux de modulation des franges d'interférence m puisqu'elle est proportionnelle au champ E_{1p} . Par analogie avec la relation (II-26) entre E_{1p} et E_{sat} , on peut écrire $n_1 = m \text{Im}[n_{1\text{sat}}]$.

On obtient finalement la relation : $\kappa = m \frac{\Gamma}{4}$ (III-65)

Pour obtenir un coefficient de couplage élevé, il faut donc rechercher un taux de modulation des franges d'interférence proche de 1; ce résultat est fort logique.

Nous disposons d'échantillons potentiellement utilisables pour la réalisation d'un filtre photo-accordable puisqu'avec des gains Γ proches de $0,5 \text{ cm}^{-1}$, le coefficient de couplage κ du miroir de Bragg peut donc atteindre au moins $0,12 \text{ cm}^{-1}$.

Si l'on considère, par exemple, l'échantillon n°191C dont la longueur L est de 18 mm, le coefficient de réflexion sans perte est, d'après (II-30), $R_{\alpha=0} = \text{th}^2(\kappa L) = 4,5\%$. La contribution de l'atténuation dans le réflecteur de Bragg peut être approchée par le facteur $e^{-\alpha L}$, d'où $R_{\alpha \neq 0} \approx e^{-\alpha L} \text{th}^2(\kappa L)$ (III-66). Avec $\alpha = 0,11 \text{ cm}^{-1}$, il vient $R \approx 3,7\%$.

Cette valeur de réflectivité est très faible et limitera les utilisations pratiques du filtre dans l'InP:Fe. Dans l'hypothèse où d'autres matériaux photoréfractifs s'avéraient de meilleurs candidats, notre étude serait, bien entendu, transposable.

Le niveau du signal à filtrer influe sur les performances puisque des porteurs sont alors générés dans les zones sombres des franges d'interférence. D'autres paramètres sont également à prendre en compte et en particulier les problèmes de recouvrement de faisceaux liés à la fois à la largeur de ceux-ci et aux angles d'incidence (cf. paragraphe II.6.2), sans oublier les imperfections du montage. Une certaine sensibilité à la polarisation est prévisible puisque le signe du gain photoréfractif varie avec celle-ci (cf. paragraphes III.1.1.4 et III.2.1). Néanmoins, elle reste modérée car le réflecteur de Bragg est, a priori, quasi-indépendant du phénomène de mélange à deux ondes lorsque la constante de couplage est faible (cf. paragraphe II.5.3.2).

La relation (II-17) donne une valeur approchée de la largeur à mi-hauteur (ou bande passante à -3dB) du filtre, elle est d'environ 0,02 nm soit 2,5 GHz pour $L = 18$ mm et à la longueur d'onde 1,55 μm .

Conclusion du chapitre III

Nous avons rappelé les propriétés photoréfractives de l'InP:Fe en nous appuyant, en particulier, sur des travaux menés au cours des dix dernières années par différents laboratoires dont l'E.N.S.T. de Bretagne et le C.N.E.T. de Lannion. Ces résultats sont basés principalement sur des expérimentations de mélange à deux ondes co-directionnelles aux longueurs d'onde 1,06 μm et 1,32 μm et avec un champ électrique appliqué. Nous avons, pour notre part, étudié le couplage entre deux ondes contra-directionnelles sans champ appliqué à la longueur d'onde 1,55 μm . Contrairement au premier cas, les gains photoréfractifs obtenus sont relativement faibles ($\Gamma < 1 \text{ cm}^{-1}$), ce qui explique le peu d'intérêt suscité, jusqu'à présent, par la configuration que nous avons choisi d'utiliser. Néanmoins, certains avantages sont indéniables puisqu'aucune source électrique externe n'est nécessaire au niveau du cristal (absence de champ électrique appliqué et de régulation de température). Le temps de réponse est réduit principalement en raison du faible pas des franges ($\Lambda \approx 0,25 \mu\text{m}$) et de l'absence de dérive des porteurs. Il faut également ajouter que les variations d'indices du matériau ont lieu suivant les polarisations perpendiculaire et parallèle au plan d'incidence sachant que la propagation a lieu suivant $\langle 001 \rangle$.

Pour confronter nos mesures de gain photoréfractif avec la théorie, nous avons utilisé le modèle photoréfractif à un centre profond et seuls les échantillons présentant le meilleur gain ont des caractéristiques de dopage mesurées comparables à celles utilisées pour le calcul. D'après les conditions de croissance des différents cristaux, nous déduisons que les meilleurs cristaux d'InP:Fe, pour l'effet photoréfractif et avec notre configuration de couplage, sont ceux qui présentent la plus grande pureté. Ces travaux de caractérisation ont permis d'identifier les échantillons potentiellement utilisables pour la réalisation de notre filtre photo-accordable, mais aussi de définir certains critères de dopage.

Références du chapitre III

- [1] Johnson J.E., Morton P.A., Tanbun-Ek and Tsang W.T., "Integrated electroabsorption modulators for WDM systems", Proceedings of the IEEE Laser and Electro-Optics Society 8th Annual Meeting (LEOS'95), San Francisco, USA, Vol.1, p. 124-125, 1995.
- [2] Matsuoka Y., Nakajima H., Kurishima K., Kobayashi T., Yoneyama M. and Sano E, "Novel InP/InGaAs double-heterojunction bipolar transistors suitable for high-speed IC's and OEIC's", Proceedings of the 6th International Conference on Indium Phosphide and Related Material (IPRM'94), Santa Barbara, USA, p. 555-558, 1994.
- [3] Coquillé R., Toudic Y., Moisan G., Le Maréchal L. et Le Guillou Y., "Réalisation de monocristaux d'InP par la méthode L.E.C." Rapport CNET RP/LAB/ICM/211, 1987.
- [4] Mainguet B., "Caractérisation, par la technique du mélange à deux ondes, de l'effet photoréfractif dans le Phosphore d'Indium dopé au Fer", Thèse de l'Université de Bretagne Occidentale, 1991.
- [5] Iseler G.W., "Properties of InP doped with Fe, Cr or Co", Proceedings of the 7th International Symposium on Gallium Arsenide and Related Compounds, The Institute of Physics Conference Serie Review, London, n° 45, p. 144-153, 1978.
- [6] Glass A.M., Johnson A.M., Olson D.H., Simpson W. and Ballman A.A "Four-wave mixing in semi-insulating InP and GaAs using the photorefractive effect", Applied Physics Letters, **44** (10), p. 948-950, 1984.
- [7] Fabre J.C., Jonathan J.M.C. and Roosen G., "Photorefractive beam coupling in GaAs and InP generated by nanosecond light pulses", Journal of the Optical Society of America B, **5** (8), p. 1730-1736, 1988.
- [8] Fabre J.C., Brotons E., Halter P.U. and Roosen G., "Photorefractive nonlinear optics in semiconductors", International Journal of Optoelectronics, **4** (6), p. 459-477, 1989.
- [9] Mainguet M., "Characterization of the photorefractive effect in InP:Fe by using two-wave mixing under electric fields", Optics Letters, **13** (8), p. 657-659, 1988.
- [10] Valley G.C., McCahon S.W. and Klein M.B., "Photorefractive measurement of photoionization and recombination cross sections in InP:Fe", Journal of Applied Physics, **64** (12), p. 6684-6689, 1988.
- [11] Halter P.U., Fabre J.C. and Roosen G., "Induced nanosecond absorption in InP:Fe", IEEE Journal of Quantum Electronics, **26** (8), p. 1425-1433, 1990.
- [12] Delaye P., Halter P.U. and Roosen G., "Thermally induced hole-electron competition in photorefractive InP:Fe due to the Fe²⁺ excited state", Applied Physics Letters, **57** (4), p. 360-362, 1990.

- [13] Rana R.S., Nolte D.D., Steldt R. and Monberg E.M., "Temperature dependence of the photorefractive effect in InP:Fe : role of multiple defects", *Journal of the Optical Society of America B*, **9** (9), p. 1614-1625, 1992.
- [14] Kukhtarev N.V., Markov S., Odulov S.G., Soskin M.S. and Vinetskii V.L., "Holographic storage in electrooptic crystals", *Ferroelectrics*, **22**, p. 949-964, 1979.
- [15] Strohkendl F.P., Jonathan J.M.C. and Hellwarth R.W., "Hole-electron competition in photorefractive gratings", *Optics Letters*, **11** (5), p. 312-314, 1986.
- [16] Valley G.C., "Simultaneous electron/hole transport in photorefractive materials", *Journal of Applied Physics*, **59** (10), p. 3363-3366, 1986.
- [17] Picoli G., Gravey P., Ozkul C. and Vieux V., "Theory of two-wave mixing gain enhancement in photorefractive InP:Fe : A new mechanism of resonance", *Journal of Applied Physics*, **66** (8), p. 3798-3813, 1989.
- [18] Wolffer N., Gravey P. and Coquillé R., "Numerical analysis of photorefractive InP:Fe at large fringe contrast", *Journal of Applied Physics*, **78** (11), p. 6375-6383, 1995.
- [19] Chauvet M., "Etude de guides optiques non-linéaires utilisant l'effet photoréfractif dans les semi-conducteurs III-V", Thèse de l'Université de Bretagne Occidentale, 1994.
- [20] Chauvet M., Hervé D., Mainguet B., Salaün S., Le Corre A. and Viallet J.E., "Photorefractive GaInAsP:Fe/InP:Fe semiconductor waveguide", *Proceedings of the Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects and Devices (PRM'93)*, Kiev, Ukraine, Th D08, p. 188-191, 1993.
- [21] Chauvet M., Hervé D., Mainguet B., Salaün S., Le Corre A. et Viallet J.E., "Réalisation d'un guide plan photoréfractif InGaAsP:Fe/InP:Fe", *13ème Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 93)*, p. 9/1-9/3, 1993.
- [22] Hervé D., Viallet J.E., Salaün S., Chauvet M., Le Corre A. and Mainguet B., "Photorefractive singlemode waveguide on InP:Fe substrate", *Proceedings of the 6th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM'94)*, Santa Barbara, USA, WP24, p. 480-483, 1994.
- [23] Chauvet M., Hervé D., Mainguet B., Rébéjac B., Salaün S., Le Corre A. and Viallet J.E., "Photorefractive semiconductor singlemode waveguides grown by gas-source molecular-beam epitaxy", *Optics Letters*, **20** (15), p. 1604-1606, 1995.
- [24] Yeh P., "Contra-directional two-wave mixing in photorefractive media", *Optics Communications*, **45** (5), p. 323-326, 1983.
- [25] Ja Y.H., "Energy transfer between two beams in writing a reflection volume hologram in a dynamic medium", *Optical and Quantum Electronics*, **14**, p. 547-556, 1982.
- [26] Ewbank M.D., Vazquez R.A., Neurgaonkar R.R. and Vachss F., "Contradirectional two-beam coupling in absorptive photorefractive materials: application to Rh-doped strontium

barium niobate (SBN:60)", *Journal of the Optical Society of America B*, **12** (1), p. 87-98, 1995.

[27] Bremond G., Guillot G. et Nouailhat, "Spectres de sections efficaces absolues de photo-ionisation des ions de transition 3d dans InP", *Revue de Physique Appliquée*, **22**, p. 873-879, 1987.

[28] Lambert B., Coquillé R., Gauneau M., Grandpierre G. and Moisan G., "Characterisation of semi-insulating InP:Fe", *Semiconductor Science Technology*, **5**, p. 616-619, 1990.

[29] Alt H.C., Treichler R. and Völkl J., "Calibration of the Fe²⁺ intracenter absorption in InP", *Applied Physics Letters*, **59** (27), p. 3651-3653, 1991.

[30] Bliss D.F., Bryant G., Iseler G., Johnson B. and Zach F.X., "A comparison of iron concentration and photorefractive gain in iron doped indium phosphide", *Proceedings of the 6th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM'94)*, Santa Barbara, USA, TuA4, p. 235-238, 1994.

[31] Jamet S., "Effet photoréfractif dans l'InP:Fe : étude comparative en fonction de la température à plusieurs longueurs d'onde", *Thèse de l'Université de Rouen*, 1995.

CHAPITRE IV

**Filtre accordable utilisant l'effet
photoréfractif dans un cristal massif d'InP:Fe**

Introduction

Nous décrivons, dans ce chapitre, la réalisation des dispositifs expérimentaux démontrant la faisabilité d'un miroir de Bragg photo-accordable à la longueur d'onde 1,55 μm dans l'InP:Fe photoréfractif. Le premier filtre utilise des faisceaux en espace libre issus de deux diodes lasers accordables en longueur d'onde par variation de courant ou de température. Ce dispositif permet principalement de développer une méthode de mesure de la réponse spectrale. L'étape suivante consiste à rendre le filtre moins encombrant mais surtout accessible directement par des fibres optiques monomodes. Cette étude préfigure la réalisation finale décrite au dernier chapitre.

Nous sommes conduits, au cours de nos expériences, à observer et interpréter des phénomènes comme la dissymétrie entre le temps de montée (pour l'accord du filtre) et le temps de descente (à la rupture de l'accord de Bragg). Notre description se termine par une étude théorique et expérimentale de la réjection qui peut atteindre 25 dB pour des cristaux suffisamment longs. Nous montrons que, dans ces échantillons, le réseau d'indice que traverse le faisceau incident, n'est pas uniforme. Nous calculons alors, par la théorie des ondes couplées, le niveau des lobes latéraux en fonction du profil du coefficient de couplage.

IV.1 Premier dispositif expérimental et mise en œuvre d'une méthode de caractérisation

IV.1.1 Montage optique en espace libre

Le dispositif expérimental est directement issu des spécifications annoncées au paragraphe II.6.2. Avant de décrire le montage utilisé, revenons aux contraintes sur les longueurs d'onde des sources optiques, imposées par la condition de Bragg.

La relation entre les deux longueurs d'ondes permettant d'obtenir un faisceau réfléchi à λ_s (signal) est donnée par (II-1) et par la loi de Descartes, soit :

$$\lambda_s = \lambda_c \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta}{n}\right)^2} \quad (\text{IV-1})$$

où λ_c désigne la longueur d'onde d'inscription du réseau par des faisceaux sous incidence normale et θ représente l'angle, à l'extérieur du cristal, entre ces faisceaux de commande et le faisceau signal.

Pour des longueurs d'onde proches de 1,55 μm , l'indice du matériau est $n = 3,17$. En raison des contraintes d'encombrement des différents éléments tels que les supports, les

miroirs ou les objectifs, l'angle θ n'a pu être ajusté à moins de 4° . Sachant que les diodes lasers dont nous disposons émettent à environ 1555 nm, l'écart de longueur d'onde doit donc être $\lambda_c - \lambda_s \approx 0,38$ nm pour remplir la condition de Bragg (tableau IV-1).

θ deg.	$\frac{\lambda_s}{\lambda_c}$	λ_c nm	$\lambda_c - \lambda_s$ nm
1	0,9999848	1555,0236	0,0236
2	0,9999394	1555,0942	0,0942
3	0,9998637	1555,212	0,212
4	0,9997578	1555,3766	0,3766
5	0,999622	1555,5881	0,5881
6	0,9994562	1555,8461	0,8461
7	0,9992607	1556,1504	1,1504
8	0,9990358	1556,5008	1,5008

Tableau IV-1: Conditions d'accord de Bragg en fonction de l'angle θ entre les faisceaux de commande et du signal et pour une longueur d'onde centrale du filtre $\lambda_s = 1555$ nm.

Les diodes lasers utilisées pour l'expérimentation sont toutes deux du type DFB (*Distributed FeedBack*) afin de bénéficier de spectres monofréquences. La première est constituée d'une seule section tandis que la seconde, accordable en longueur d'onde, nécessite deux courants d'alimentation.

Pour l'inscription du réseau, nous utilisons la plus puissante qui peut délivrer plus de 5 mW par la face principale (type Fujitsu FLD150F2RH), sa largeur spectrale est inférieure à 30 MHz (soit $\Delta\lambda < 0,24$ pm). Avec un seul courant de commande, celle-ci n'est pas considérée comme étant accordable car son coefficient de variation de la longueur d'onde en fonction du courant est de seulement 0,009 nm/mA. Néanmoins, sur une plage de courant allant de 60 mA à 120 mA, l'accordabilité devient supérieure à 0,5 nm, l'inconvénient étant, bien entendu, une baisse de puissance émise pour les plus faibles courants. Le coefficient de variation de la longueur d'onde en fonction de la température est proche de 0,1 nm/°C, la régulation de température utilisée permet d'atteindre aisément une plage supérieure à 1 nm.

Le signal à filtrer est issu d'une diode laser à multi-puits quantiques réalisée au C.N.E.T. de Bagneux par P. Correc [1] (n° MQW-C7), elle présente une largeur spectrale inférieure à 2 MHz (soit $\Delta\lambda < 0,016$ pm). Ce laser requiert deux courants dont l'un doit rester légèrement sous le seuil laser (environ 10 mA). Une accordabilité de 2 nm est atteinte en faisant varier l'autre courant de 25 à 200 mA. Ne disposant pas d'alimentation allant au-delà

de 130 mA, la plage d'accord se réduit à environ 1 nm. Le coefficient de variation de la longueur d'onde en fonction de la température est sensiblement le même que pour la diode laser précédente, une plage supplémentaire de 1 nm peut donc être obtenue.

Les longueurs d'onde des deux diodes lasers sont mesurées à l'analyseur de spectre ANDO 6310B dont la résolution à -3dB est de 0,1 nm, les mesures relatives de longueur d'onde sont données avec une indication au centième de nanomètre. Entre plusieurs mesures successives, l'erreur est négligeable car l'appareil dérive peu dans un intervalle de temps limité. Enfin, la précision de l'appareil pour les mesures absolues est de $\pm 0,5$ nm.

La figure IV-1 représente le montage et indique les longueurs d'onde et les plages d'accord approximatives des diodes lasers. Le premier échantillon disponible avec un traitement anti-reflet étant le n° 191C, il est utilisé pour cette expérimentation. La longueur de ce cristal est de 18 mm, ses propriétés photoréfractives ont été étudiées au paragraphe III.3.2.

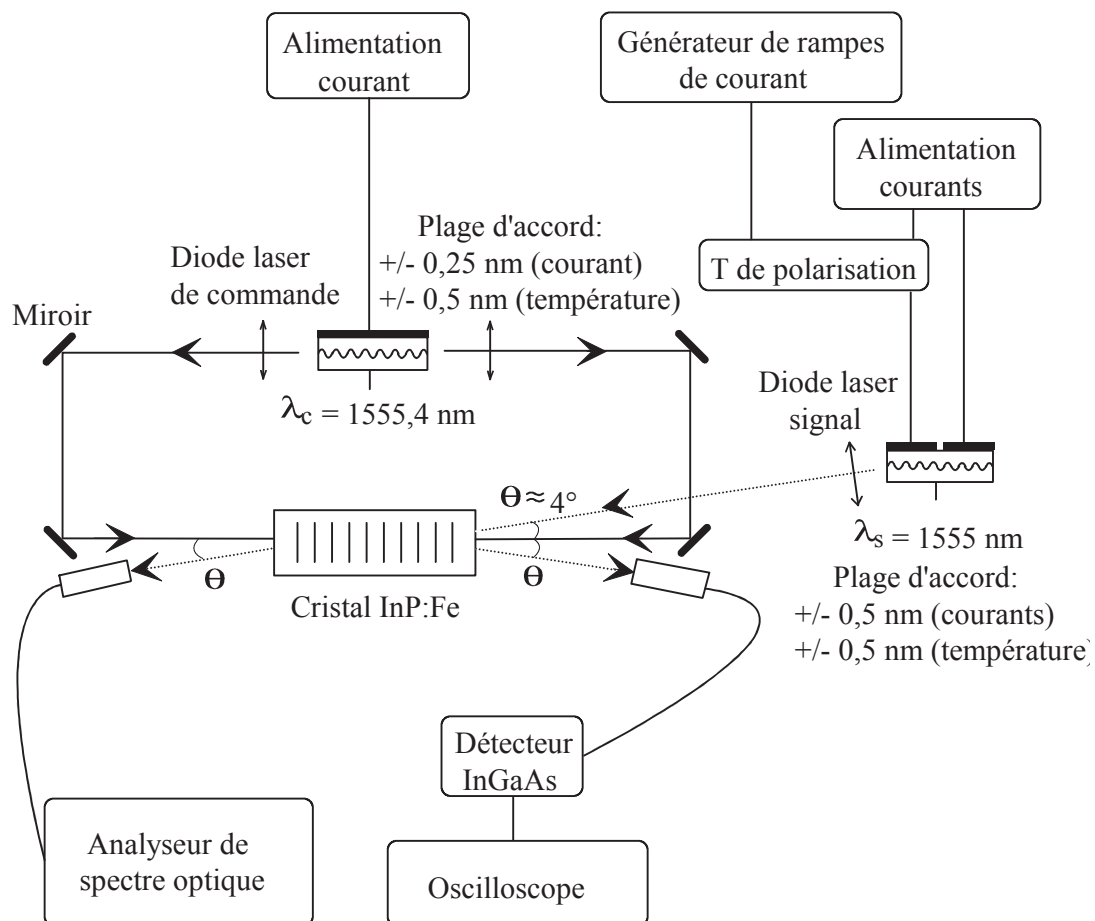


Figure IV-1: Premier montage expérimental du filtre accordable par effet photoréfractif. La disposition des faisceaux répond aux spécifications décrites au paragraphe II.6.2.

La propagation a lieu suivant la direction $\langle 001 \rangle$ du cristal InP:Fe.

La condition de Bragg sur les longueurs d'onde est très sévère puisque la précision de l'écart entre celles-ci est de l'ordre de la largeur calculée du filtre soit environ 0,02 nm. En effet, l'allure du lobe principal de la réponse spectrale de ce filtre est quasi-triangulaire avec donc une largeur à la base de 0,04 nm. Par conséquent, si la longueur d'onde du signal λ_s s'écarte de $\pm 0,02$ nm de la condition (IV-1) imposée par l'angle θ , aucun signal significatif ne peut être réfléchi (les lobes latéraux sont rejetés à plus de 13 dB d'après (II-29)).

La première étape des réglages consiste à vérifier que l'effet photoréfractif est bien présent (cf. paragraphe III.3.1). Il faut ensuite ajuster les longueurs d'onde à l'analyseur de spectre puis positionner le faisceau signal suivant l'angle θ retenu. L'accord de Bragg est recherché en faisant légèrement varier l'une des deux longueurs d'onde tout en ajustant finement les alignements optiques. Toute recherche de superposition des faisceaux dans le cristal vient malheureusement modifier le réglage précédent de quelques dixièmes de degrés et donne donc une nouvelle condition de Bragg. Or, d'après le tableau (IV-1), autour de $\theta = 4^\circ$, une variation de cet angle de seulement un dixième de degré provoque une variation de la longueur d'onde de Bragg égale approximativement à la largeur du filtre. Pour éviter que cette méthode ne devienne trop fastidieuse, il est préférable d'opérer un balayage permanent sur l'une des deux longueurs d'onde en utilisant un générateur de rampe de courant et de ne s'intéresser finalement qu'aux réglages optiques. Nous avons choisi de faire varier la longueur d'onde du signal λ_s et de fixer la longueur d'onde de commande λ_c .

Pour savoir si l'accord de Bragg est atteint, il faut être en mesure de détecter le signal réfléchi, ce qui peut être difficile si celui-ci est faible et si les signaux parasites sont nombreux. Lors des premières expérimentations, le faisceau réfléchi a ainsi été localisé par une caméra infrarouge avant d'être mesuré par un détecteur au Germanium de surface 25 mm². Le niveau de bruit de celui-ci étant important, il a été remplacé par une photodiode InGaAs moins bruyante et de surface 0,03 mm². La réduction de la surface du détecteur ne suffisant pas à éliminer les signaux parasites, nous avons opté pour l'utilisation d'un collimateur à lentille à gradient d'indice commercialisé par E-TEK. Il permet de réduire considérablement le niveau des signaux indésirables par sélection angulaire de l'injection vers une fibre optique monomode. En effet, les pertes de couplage sont très importantes lorsque l'alignement avec le signal entrant n'est pas respecté (figure IV-2). Les pertes d'insertion de ce dispositif sont typiquement de 0,5 dB.

Malgré les difficultés d'alignement du collimateur, l'utilisation de cette fibre monomode doit aussi permettre de faire évoluer le filtre vers un dispositif plus compact. Nous avons tenu à vérifier ce concept le plus tôt possible dans cette phase expérimentale et nous avons choisi de commencer par "fibrer" le signal réfléchi pour les considérations de bruit

évoquées ci-dessus. L'analyseur de spectre optique n'acceptant que des fibres optiques monomodes à son entrée, le même type de collimateur a été utilisé pour le signal transmis à λ_s . Pour mesurer la longueur d'onde λ_c à ce stade, nous avons utilisé un montage indépendant (objectif et fibre monomode), non représenté, et qui est retiré avant de tester le filtre.

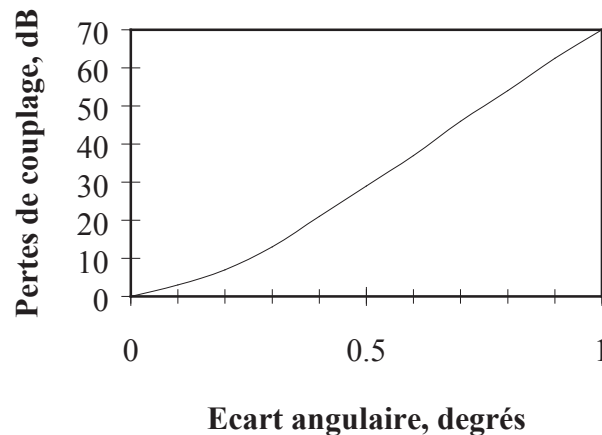


Figure IV-2 : Pertes de couplage typiques des collimateurs en fonction de l'écart angulaire. Les pertes d'insertion, non prises en compte ici, sont d'environ 0,5 dB.

IV.1.2 Mesure de la réponse spectrale et du coefficient de réflexion

La longueur d'onde d'inscription du réseau λ_c est maintenue constante durant la phase de mesure de la réponse spectrale du filtre. Le signal réfléchi est dirigé vers la photodiode InGaAs fibrée, polarisée en inverse et montée en série avec une résistance de 1 M Ω . La tension générée est mesurée directement à l'oscilloscope. Les variations de longueur d'onde de la diode laser signal λ_s en fonction des courants sont préalablement relevées à l'analyseur de spectre optique. Ces variations sont linéaires sur une plage de quelques dixièmes de nm en agissant sur un seul des courants. Il suffit ensuite de faire varier ce courant et de mesurer le signal réfléchi par le réseau photo-induit. Le balayage en courant est effectué à très basse fréquence (environ 10 Hz) afin de se rapprocher des conditions de mesure statique. Pour vérifier cette hypothèse, un contrôle est effectué en courant continu, ce qui permet également de s'assurer que les longueurs d'onde ne dérivent pas. La figure IV-3 montre la réponse spectrale (normalisée) ainsi obtenue [2].

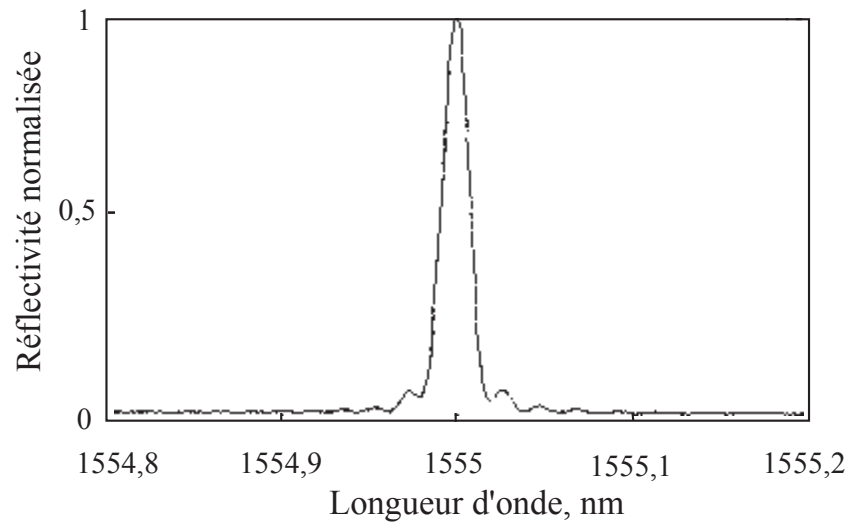


Figure IV-3 : Réponse spectrale mesurée à l'oscilloscope numérique. La réflectivité est normalisée par rapport à la valeur maximale du signal.

A partir de la réponse spectrale mesurée, on obtient une largeur à mi-hauteur du filtre de 0,02 nm (2,5 GHz). La largeur théorique est de 0,019 nm (2,35 GHz), valeur obtenue à partir de la fonction (II-29) représentée figure IV-4 avec les paramètres de l'échantillon 191C.

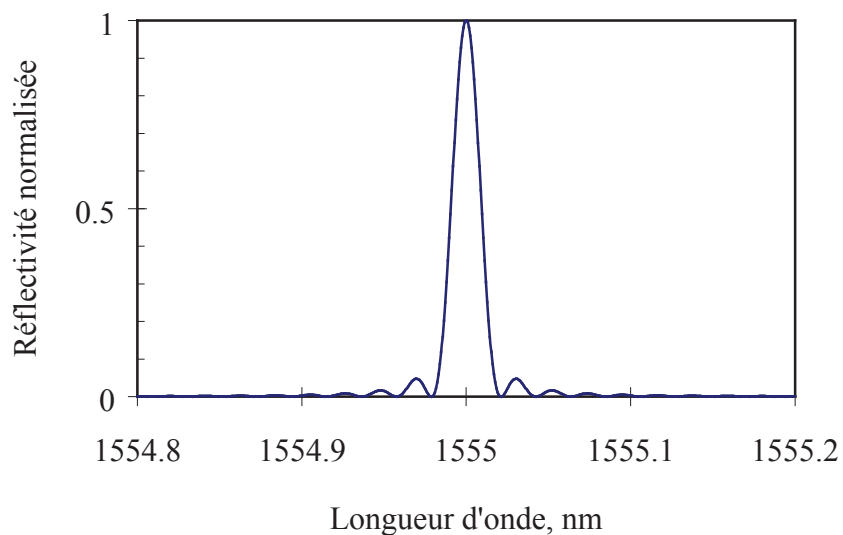


Figure IV-4 : Réponse spectrale normalisée calculée avec $L = 18$ mm et $\kappa = 0,1$ cm⁻¹.

Les réponses spectrales mesurée et calculée sont très proches et les lobes latéraux donnent respectivement des réjections de 12,3 dB et de 13,1 dB.

L'accordabilité du filtre est vérifiée en modifiant simplement la longueur d'onde du laser de commande. Le signal détecté à l'oscilloscope se déplace alors vers une nouvelle longueur d'onde centrale. Notre laser de commande est ici accordable sur une faible plage de longueur d'onde mais le principe du dispositif de filtrage est néanmoins validé.

Le coefficient de réflexion maximal est obtenu en supprimant le balayage en longueur d'onde et en ajustant λ_s de façon à obtenir le niveau de signal réfléchi maximal. La puissance réfléchie est alors comparée à la puissance incidente. Le coefficient de réflexion est finalement $R_{\max} = 1,05 \%$ avec une puissance incidente du signal de 0,1 mW. Cette valeur est plus faible que celle attendue (3,7%, cf. paragraphe III.3.4) en raison des pertes provoquées par les imperfections du montage, de la perte d'insertion entre le collimateur et la fibre (0,5 dB) et de la distance de celui-ci par rapport au cristal.

La réflectivité maximale est réduite à 0,66 % si la puissance du signal incident est augmentée jusqu'à 1,8 mW (valeur maximale atteinte par le laser n°MQW-C7). Cette puissance est à comparer à la puissance totale des faisceaux de commande qui est de l'ordre de 5 mW. Le réseau est partiellement effacé par le faisceau incident du signal puisque l'intensité optique dans les franges sombres d'interférence se trouve augmentée. La présence de cet éclairage supplémentaire crée, dans ces zones, des porteurs libres d'origine photonique de la même façon que dans les franges claires. Hormis le niveau de la réflexion du signal, la caractéristique spectrale du filtre n'est cependant pas dégradée.

Notre montage expérimental ne permet pas d'obtenir le taux de modulation maximal des franges d'interférence en raison de l'écart entre les puissances émises par les deux faces du laser de commande. L'efficacité du réseau serait augmentée avec un taux de modulation plus proche de 1, une solution est apportée au paragraphe IV-2.

La faible valeur de la réflectivité nous incite, d'ores et déjà, à envisager une application pour laquelle le bilan de liaison ne soit pas déterminant. Ceci exclut donc une utilisation telle que le filtrage dans les multiplexeurs à insertion-extraction optique. Sachant que le point fort de notre dispositif est sa grande sélectivité, l'analyse spectrale des multiplex WDM est tout à fait possible même avec une réflectivité de quelques pour-cent. Si de surcroît, la source accordable est une diode laser, le dispositif complet ne nécessiterait aucun déplacement mécanique, contrairement à la plupart des appareils commerciaux existants qui sont, par ailleurs, généralement encombrants. Pour être compatible avec les systèmes de télécommunications, le filtre devra nécessairement être raccordé à des fibres optiques monomodes. C'est dans cet esprit que nous poursuivons, à présent, notre étude.

IV.2 Filtre photo-accordable à accès par fibres optiques

Les applications sur fibres optiques monomodes standard (recommandation UIT-T G652) imposent une faible dépendance des performances du filtre devant la polarisation des ondes car celle-ci évolue de façon aléatoire au cours de la propagation. Or, nous avons employé, jusqu'à présent, des ondes ayant la même polarisation (les ondes émises par les diodes laser sont TE et les puces sont toutes deux horizontales).

Nous étudions à présent une nouvelle configuration où les ondes peuvent prendre tous les états de polarisation tant à l'inscription du réseau qu'à sa lecture par le signal. Nous savons que, lorsque la propagation a lieu suivant $\langle 001 \rangle$ des variations d'indices ont lieu pour des ondes polarisées suivant $\langle 110 \rangle$ ou suivant $\langle \bar{1}10 \rangle$ (cf. paragraphe III.1.1.4). Même si les variations d'indice sont de signe opposé pour les deux polarisations, un couplage de type "miroir de Bragg" est toujours présent quel que soit l'état de polarisation de l'onde signal. A priori, il s'en suit une légère sensibilité à la polarisation mais celle-ci reste difficile à quantifier en raison des nombreux paramètres en jeu dont une possible biréfringence résiduelle due à des contraintes dans le matériau. Une sensibilité plus forte devrait être constatée en ce qui concerne le faisceau de commande. En effet, le signe du gain photoréfractif change avec le signe de la variation d'indice (cf. paragraphe III.2.1). Les caractéristiques du mélange à deux ondes sont donc modifiées en fonction de la polarisation de l'onde de commande, ce qui entraîne des modifications du profil du réseau inscrit. Cette caractéristique fondamentale ne peut néanmoins affecter fortement le fonctionnement du filtre puisque dans tous les cas le couplage est faible (gain photoréfractif $\Gamma < 1 \text{ cm}^{-1}$).

En ce qui concerne le dispositif expérimental, nous nous attachons à réduire les dimensions du filtre tout en ajoutant deux nouveaux collimateurs au montage précédent, réalisé initialement sur un marbre très encombrant.

IV.2.1 Réalisation d'un prototype portable

Rappelons que l'objectif principal de cette étude est d'obtenir un dispositif électriquement passif et ne comportant donc que des accès optiques. Ainsi, la diode laser de commande doit être située à l'extérieur de la maquette afin de disposer de sources interchangeables suivant la plage de longueurs d'onde souhaitée.

La génération optimale des interférences est obtenue si les deux faisceaux d'inscription présentent la même polarisation, un contrôle de celle-ci devient indispensable si deux fibres

distinctes sont utilisées. Pour éviter cette contrainte, une solution simple consiste à placer un miroir derrière l'une des faces du cristal comme le montre la figure IV-5. Le faisceau ainsi réfléchi garde la même polarisation que le faisceau incident.

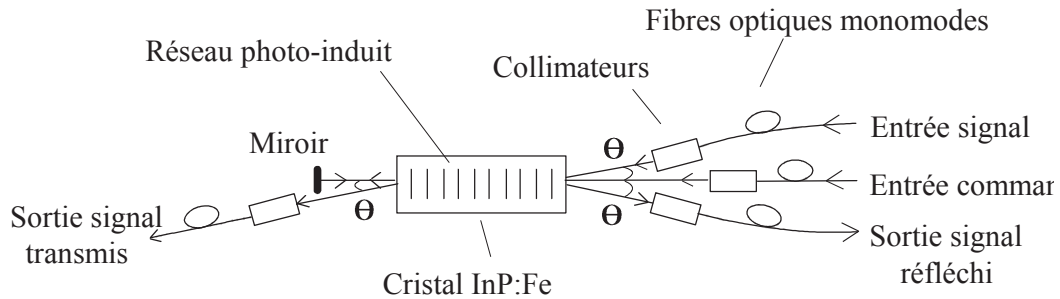


Figure IV-5 : Principe du filtre à accès par fibres optiques.

Le faisceau réfléchi par le miroir est plus puissant que celui qui provient de la seconde face de la diode laser. En effet, le coefficient d'atténuation étant de $0,11 \text{ cm}^{-1}$ (pour l'échantillon n°191C), les pertes n'excèdent pas 1 dB pour une longueur de cristal de 18 mm. Puisque les faces de ce cristal sont traitées anti-reflet, plus de 80% du faisceau sont réinjectés dans le cristal, le taux de modulation des franges est alors plus important que celui de la configuration initiale. Les photographies du dispositif sont présentées figures IV-6 et IV-7.

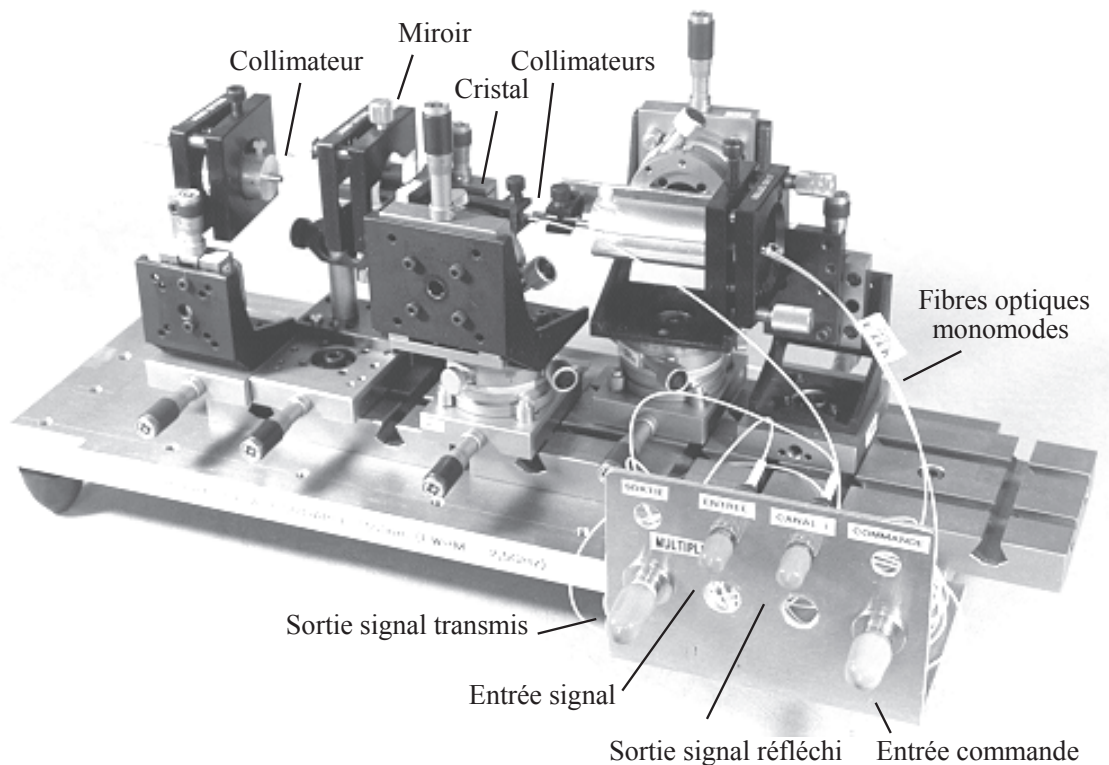


Figure IV-6 : Prototype du filtre photo-accordable à accès par fibres optiques.

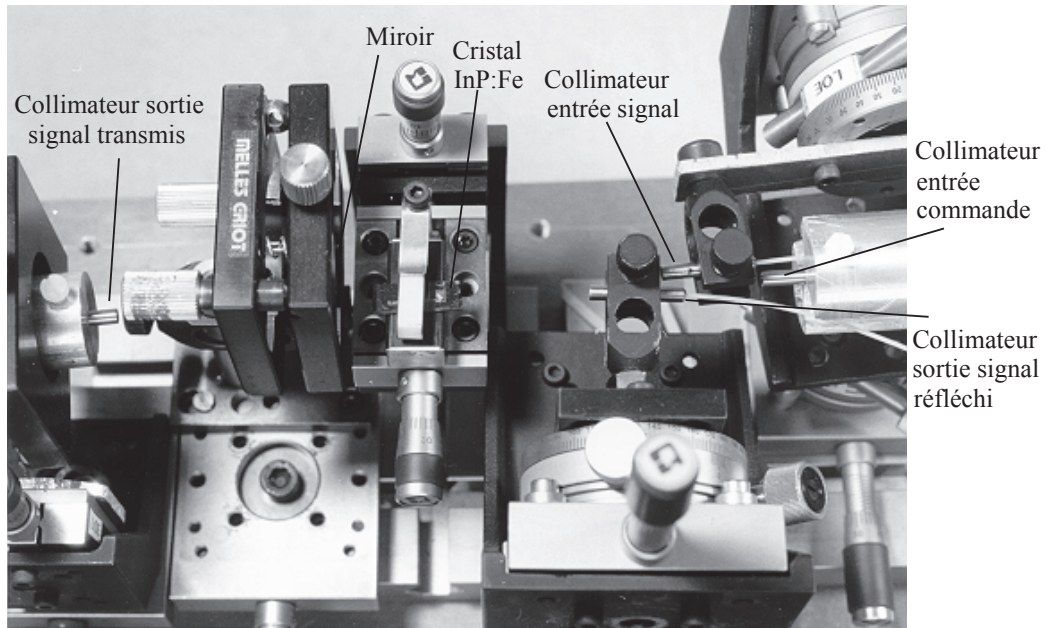


Figure IV-7 : Vue de dessus du filtre montrant le cristal InP:Fe, les collimateurs et le miroir.

IV.2.2 Coefficient de réflexion et réponse spectrale

Le dispositif fibré qui utilise l'échantillon 191C permet d'atteindre globalement les mêmes performances que pour le montage en espace libre. Un second cristal (n°191D, $L = 18$ mm) présentant un meilleur traitement antireflet à $\lambda = 1,55$ μm et un gain photoréfractif maximal de $0,55$ cm^{-1} a ensuite été testé sur le nouveau montage. La réflectivité atteint alors $1,8$ % fibre à fibre. Ce filtre est désigné, par la suite, filtre F1.

Il est possible d'estimer la réflectivité intrinsèque au niveau du cristal. En effet, le chemin optique entre les collimateurs "entrée signal" et "signal réfléchi" est d'environ 100 mm, ce qui d'après les caractéristiques du constructeur, entraîne des pertes de 3 dB auxquelles il faut ajouter les pertes d'insertion de $0,5$ dB par collimateur. Nous avons donc au total des pertes d'environ 4 dB ce qui conduit à une réflectivité intrinsèque de $4,5$ %. Le calcul de la réflectivité d'après la relation (III-85) donne $R \approx 4,8\%$ avec $\Gamma = 0,55$ cm^{-1} , $\alpha = 0,11$ cm^{-1} et $L = 18$ mm. Pour des raisons d'encombrement, les collimateurs ne peuvent pas être rapprochés davantage, par conséquent les pertes seront difficilement réduites.

La réponse spectrale du filtre F1 est sensiblement équivalente à celle obtenue précédemment avec une largeur à mi-hauteur (ou bande passante à -3dB) de $0,02$ nm [3]. La

figure IV-8 représente cette nouvelle réponse du filtre en utilisant une échelle logarithmique afin de faire apparaître plus nettement les lobes latéraux.

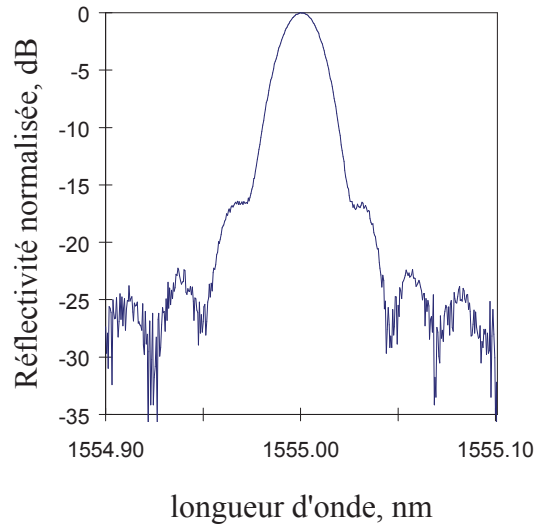


Figure IV-8 : Réponse spectrale normalisée du filtre F1 à accès par fibres optiques (échantillon 191D, L = 18 mm).

Nous constatons que la réjection mesurée est, avec ce nouveau dispositif, supérieure à 16 dB alors que nous avons obtenu 12,3 dB avec le montage en espace libre. Nous consacrons le paragraphe IV.4 à l'étude de ce phénomène qui provient de la non-uniformité du réseau. Celle-ci dépend à la fois de la longueur du cristal et de l'angle θ , mais aussi de la largeur des faisceaux. Ceux-ci sont en effet légèrement plus fins en sortie des collimateurs que les faisceaux obtenus via les objectifs placés derrière les puces lasers.

IV.2.3 Sensibilité de la réflectivité à la polarisation

En raison de la chronologie réelle de nos travaux, nous disposons pour la suite de cette étude de deux prototypes fibrés avec des échantillons différents. Le premier (filtre F1) utilise le n°191D (L=18 mm) tandis que le second (filtre F2) possède une barrette (L = 30 mm) extraite du lingot 202 (queue). Ce dernier filtre est plus compact car les systèmes de positionnement ont été retirés après collage des collimateurs sur un même support (cf. chapitre VI). Les caractéristiques des collimateurs étant identiques, nous considérons qu'il est raisonnable de comparer ces deux filtres d'un point de vue optique, la principale différence à prendre en compte étant alors la longueur des cristaux (cf. paragraphe IV.4).

La sensibilité à la polarisation doit être considérée séparément pour le signal (SRPS : sensibilité de la réflectivité à la polarisation du signal) et pour la commande (SRPC : sensibilité de la réflectivité à la polarisation de la commande). Les mesures de SRPS et de SRPC sont effectuées à l'aide de boucles de Lefevre qui permettent de faire tourner la polarisation par contraintes directement dans une fibre optique monomode.

Les résultats de mesure de SRPS sont satisfaisants puisqu'ils donnent 0,3 dB pour le filtre F1 (L = 18 mm) et 0,45 dB pour le filtre F2 (L = 30 mm). La longueur des cristaux joue, a priori, un rôle dans cette sensibilité mais l'écart mesuré est peu marqué malgré une différence de longueur de 12 mm. Il s'agit donc des premiers dispositifs photoréfractifs sur InP:Fe quasi insensibles à la polarisation du signal.

Nous avons noté des variations plus importantes de la réflectivité lorsque la polarisation du faisceau d'inscription est modifiée et notamment pour le filtre F2 avec une SRPC allant jusqu'à 1,1 dB. Cette constatation confirme nos prévisions et cette sensibilité reste tout à fait acceptable.

Il faut, par contre, préciser qu'un problème majeur, lié à la position du miroir, a été relevé au cours du montage de cette maquette. En effet, afin de prévoir une option de fonctionnement bidirectionnel du filtre (en ajoutant un cinquième collimateur), le miroir a, dans un premier temps, été placé très en retrait par rapport au cristal (22 mm au lieu de 5 mm sur le filtre F1). Cette position éloignée du miroir figure sur la photographie VI-1. Une conséquence inattendue a été une SRPC supérieure à 3 dB, aucune réponse définitive expliquant ce phénomène n'a pu être apportée. Le miroir a ensuite été rapproché à environ 5 mm du cristal et la SRPC a été réduite à 1,1 dB. Cette position est devenue définitive pour le filtre F2 car il ne faut pas réduire cet espace miroir-cristal au-delà d'une certaine limite. En premier lieu, il est nécessaire d'assurer la séparation des faisceaux en sortie car ceux-ci se recouvrent encore partiellement à l'interface cristal-air. La réfraction et la distance aidant, la séparation est effective à quelques mm de cette interface.

Il se peut que le signal transmis ne soit pas utile pour certaines applications du filtre et dans ce cas, il n'est pas indispensable de séparer les faisceaux. Malheureusement, une nouvelle contrainte apparaît car la réflexion parasite du signal sur le miroir, s'additionnant au couplage de Bragg, provoque une déformation considérable de la réponse spectrale et en particulier une réduction de la réjection. Dans le même temps, la SRPS devient supérieure à 3 dB. La distance miroir-cristal offrant le meilleur compromis se situe ici à quelques

millimètres du cristal. Le fonctionnement bidirectionnel, évoqué précédemment, n'étant pas une priorité, l'abandon provisoire de cette option n'est pas critique.

La sensibilité globale de notre filtre est la somme des deux sensibilité SRPS et SRPC, elle atteint donc 1,55 dB. Dans les applications où la commande optique reste à proximité du filtre, on peut envisager plusieurs solutions pour la réduire. Les plus coûteuses sont celles qui utilisent, pour cette commande, soit un contrôleur de polarisation, soit une fibre à maintien de polarisation. Il est néanmoins possible de réduire considérablement la SRPC sans les dispositifs précédents, en figeant mécaniquement la fibre optique de commande après obtention du maximum de signal réfléchi mais ce procédé comporte plus de contraintes pratiques. Quel que soit le principe retenu, la sensibilité à la polarisation se réduit alors à la SRPS qui est inférieure à 0,5 dB.

IV.3 Temps d'accord du filtre

Le temps d'accord est un paramètre essentiel du filtre photo-accordable. Il dépend du temps de réponse du matériau qui lui-même est principalement régi par l'intensité optique moyenne des franges d'interférence et par les concentrations des pièges ionisés n_{T0} et non ionisés p_{T0} . Il est possible de calculer ce temps de réponse d'après le modèle théorique et de le relier au temps de montée et au temps de descente du signal respectivement pour l'établissement et la rupture de l'accord de Bragg.

IV.3.1 Principe de la mesure et résultats expérimentaux

Le temps d'accord peut aisément être mesuré puisqu'il suffit de modifier périodiquement le pas du réseau par une modulation à deux niveaux du courant du laser de commande. Cette modulation entraîne un décalage de longueur d'onde de 9 pm/mA (diode laser Fujitsu FLD150F2RH, cf. paragraphe IV.1.1) et il faut choisir une valeur supérieure à l'écart nécessaire pour la rupture de l'accord de Bragg soit $\Delta\lambda > 0,02$ nm. Ainsi, pour une amplitude de 3,5 mA, une variation $\Delta\lambda$ de 0,03 nm est obtenue et l'accord de Bragg peut donc être périodiquement détruit puis rétabli. Le courant laser est mesuré d'après une tension générée aux bornes d'une résistance de valeur 1 Ω (précision 1%) et le signal réfléchi est dirigé vers un détecteur dont le temps de montée et le temps de descente sont inférieurs à 25 μ s.

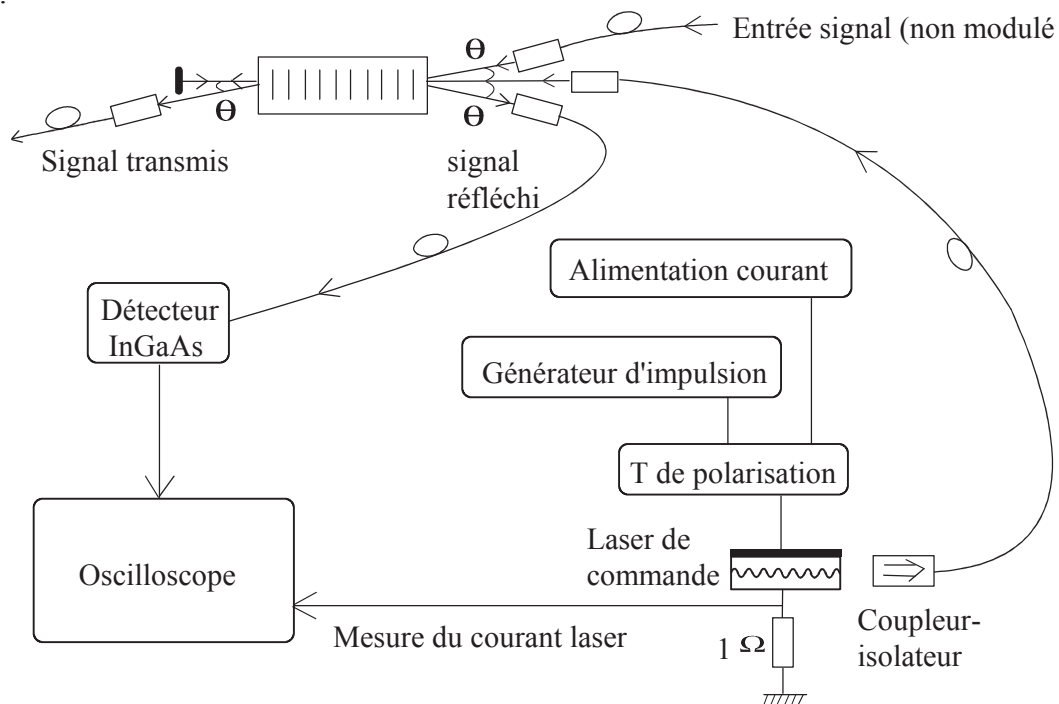


Figure IV-9 : Montage expérimental pour la mesure du temps d'accord du filtre.

La figure IV-10 représente le signal obtenu avec des puissances dans les fibres de 3 mW pour la commande (P_c) et de 0,1 mW pour le signal (P_s), le dispositif utilisé est le filtre F2 (cf. paragraphe IV.2).

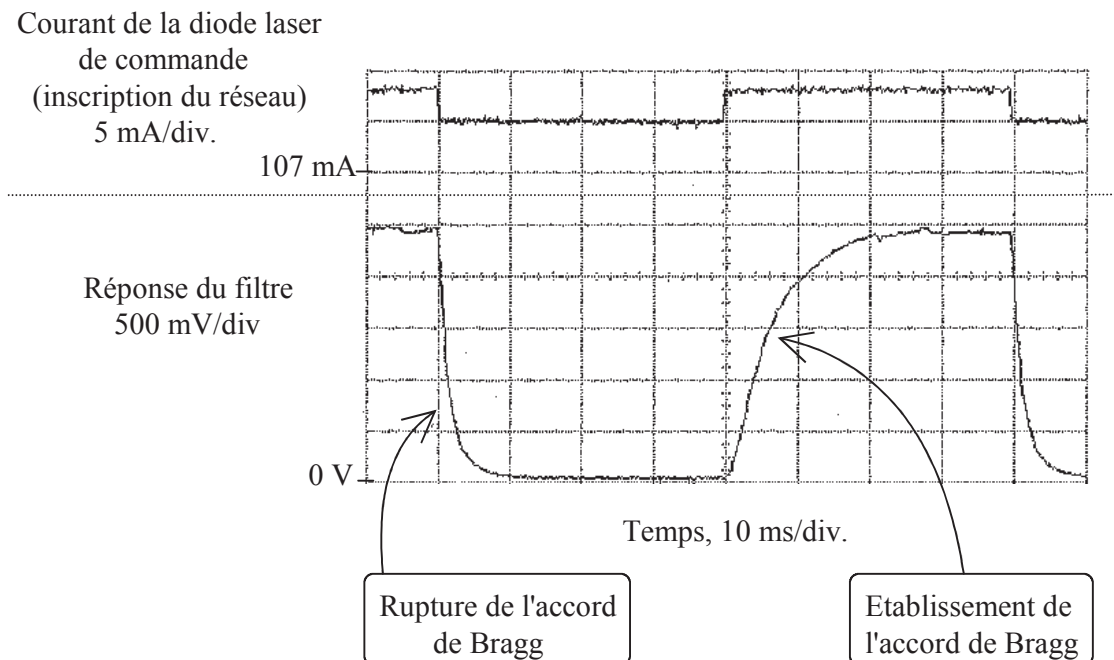


Figure IV-10 : Rupture et rétablissement de la condition de Bragg par variation périodique de la longueur d'onde de commande. Le dispositif utilisé est le filtre F2 (échantillon 202Q, $L = 30$ mm) avec $P_c = 3$ mW et $P_s = 0,1$ mW.

Le temps de montée (t_m) est mesuré et affiché directement par l'oscilloscope numérique. Il est défini par le temps nécessaire pour que le signal passe de 10% à 90% de sa valeur maximale. On définit, de la façon analogue, le temps de descente (t_d) tel que le signal passe de 90% à 10% de sa valeur maximale. Nous mesurons ici $t_m = 11,5$ ms et $t_d = 3,8$ ms.

IV.3.2 Estimation de la constante de temps du gain photoréfractif à partir des mesures des temps de montée et de descente relatifs à l'accord de Bragg

On observe une dissymétrie importante entre le temps de montée et le temps de descente. Considérant que le gain est faible, sa variation temporelle peut être écrite sous la forme $\Gamma(t) = \Gamma_M (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$ (IV-2) tandis que l'effacement obéit à $\Gamma(t) = \Gamma_M e^{-\frac{t}{\tau}}$ (IV-3) où τ est la constante de temps du gain de couplage d'ondes et où Γ_M représente la valeur maximale pouvant être atteinte par le gain. Dans le cas d'un gain fort, la référence [4] montre que, en présence d'atténuation, la variation temporelle du gain s'écarte d'une réponse exponentielle. Nous savons par ailleurs que $\kappa = \frac{\Gamma}{4}$, il existe donc aussi une valeur maximale κ_M pour le coefficient de couplage κ . Puisque nous mesurons le signal réfléchi par le réseau de Bragg tel que $R_{\max} = \text{th}^2 \kappa L$ (d'après II-12), nous pouvons écrire, pour l'établissement de l'accord de Bragg en fonction du temps et de la constante de temps τ d'établissement du gain :

$$R_{\max}(t) = \text{th}^2 (\kappa_M (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) L) \quad (\text{IV-4})$$

et pour la rupture de l'accord de Bragg :

$$R_{\max}(t) = \text{th}^2 (\kappa_M e^{-\frac{t}{\tau}} L) \quad (\text{IV-5})$$

On peut à présent calculer t_m et t_d en fonction de τ à partir des relations :

$$t_m = t_{90} - t_{10} \quad (\text{IV-6}) \quad \text{et} \quad t_d = t_{10} - t_{90} \quad (\text{IV-7})$$

où t_{10} représente le temps nécessaire pour atteindre 10 % du signal maximal et t_{90} le temps nécessaire pour atteindre 90 % du signal maximal après le début de l'impulsion de commande. Nous utiliserons (IV-4) et (IV-6) pour déterminer t_m puis (IV-5) et (IV-7) pour t_d . Le calcul peut être mené à l'aide du développement limité au second ordre de $\text{th}^2 \kappa L$ car κL reste faible ($\kappa L \leq 0,45$ si $\kappa \leq 0,15 \text{ cm}^{-1}$ et $L \leq 3 \text{ cm}$).

d'après $\text{th} \kappa L \approx \frac{\kappa L}{1 + \frac{\kappa L}{2}}$ (IV-8), cette approximation conduit à $\text{th}^2(\kappa L) \approx \frac{\kappa^2 L^2}{1 + \kappa^2 L^2}$ (IV-9).

L'erreur maximale est alors de 5,4 %, ce qui est acceptable puisqu'il s'agit d'estimer l'ordre de grandeur du temps de réponse du matériau à partir des mesures de t_m ou de t_d .

Pour le calcul du temps de montée t_m , t_{10} et t_{90} correspondent à :

$$0,1 \operatorname{th}^2 \kappa_M L = \operatorname{th}^2 \left(\kappa_M \left(1 - e^{-\frac{t_{10}}{\tau}} \right) L \right) \quad (\text{IV-10}) \quad \text{et} \quad 0,9 \operatorname{th}^2 \kappa_M L = \operatorname{th}^2 \left(\kappa_M \left(1 - e^{-\frac{t_{90}}{\tau}} \right) L \right) \quad (\text{IV-11})$$

Finalement nous obtenons :

$$t_m \approx \tau \ln \left(\frac{1 - \sqrt{\frac{0,1}{1 + 0,9 \kappa_M^2 L^2}}}{1 - \sqrt{\frac{0,9}{1 + 0,1 \kappa_M^2 L^2}}} \right) \quad (\text{IV-12})$$

De la même façon pour le temps de descente t_d , t_{10} et t_{90} correspondent à :

$$0,1 \operatorname{th}^2 \kappa_M L = \operatorname{th}^2 \left(\kappa_M e^{-\frac{t_{10}}{\tau}} L \right) \quad (\text{IV-13}) \quad \text{et} \quad 0,9 \operatorname{th}^2 \kappa_M L = \operatorname{th}^2 \left(\kappa_M e^{-\frac{t_{90}}{\tau}} L \right) \quad (\text{IV-14})$$

$$\text{d'où} \quad t_d \approx \frac{\tau}{2} \ln \left(\frac{0,9 (1 + 0,9 \kappa_M^2 L^2)}{0,1 (1 + 0,1 \kappa_M^2 L^2)} \right) \quad (\text{IV-15})$$

Connaissant κ et L , nous pouvons donc directement calculer τ à partir de t_m ou de t_d , nous désignerons ces deux estimations de τ par τ_m et τ_d . Nous procéderons ensuite à une moyenne de ces deux valeurs pour affiner le résultat.

Le gain Γ étant d'environ $0,5 \text{ cm}^{-1}$ et la longueur du cristal de 3 cm , nous avons $\kappa_M L \approx 0,375$, ce qui conduit à $\tau_m \approx 0,4 t_m$ et $\tau_d \approx 0,87 t_d$.

D'après les mesures ($t_m = 11,5 \text{ ms}$ et $t_d = 3,8 \text{ ms}$), nous avons alors $\tau_m \approx 4,6 \text{ ms}$ et $\tau_d \approx 3,3 \text{ ms}$, la valeur moyenne est donc $\tau_{\text{moy}} \approx 3,95 \text{ ms}$ soit environ 4 ms .

IV.3.3 Simulation de la réponse du filtre à une variation de la longueur d'onde de commande

Afin de valider notre démarche, nous effectuons une simulation de la réponse $R(t)$ à partir des expressions (IV-4) et (IV-5) et avec $\tau = 4 \text{ ms}$ et $\kappa_M L = 0,375$. Nous pouvons en déduire les valeurs simulées de t_m et de t_d désignées par t_{ms} et t_{ds} . Celles-ci sont finalement $t_{ms} = 10,1 \text{ ms}$ et $t_{ds} = 4,5 \text{ ms}$ d'après le résultat numérique présenté figure IV-11.

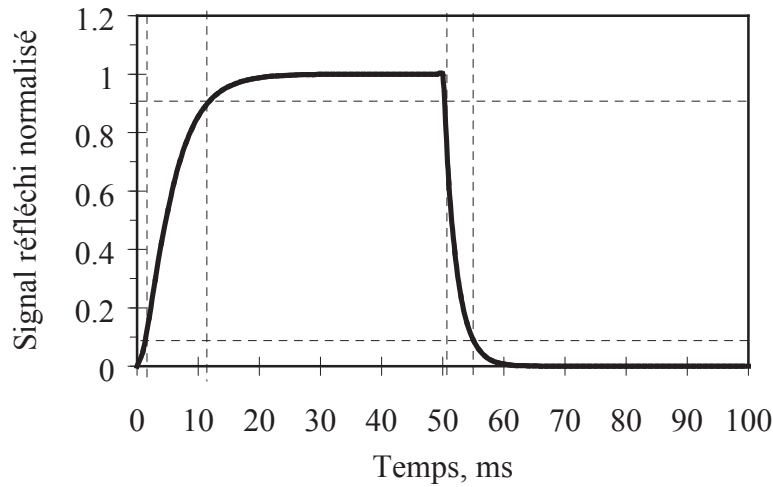


Figure IV-11 : Etablissement et rupture de l'accord de Bragg simulé pour $\tau = 4$ ms, $L = 30$ mm, $\Gamma = 0,5$ cm⁻¹.

La dissymétrie du signal étudié est ici confirmée avec une correspondance acceptable avec nos mesures.

La puissance de commande P_c est déterminante pour la constante de temps du gain photoréfractif. Nous avons mesuré t_m et t_d pour différentes valeurs de P_c et déterminé τ (figures IV-12 et IV-13).

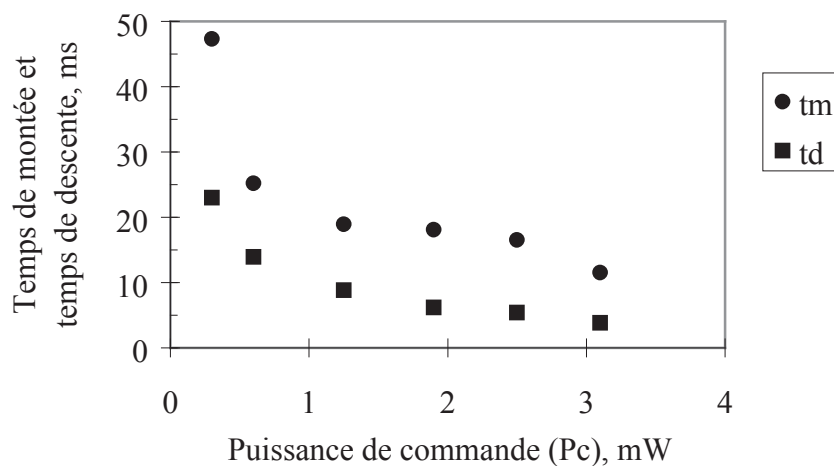


Figure IV-12 : Mesures du temps de montée et du temps de descente en fonction de la puissance de commande (filtre F2, échantillon 202).

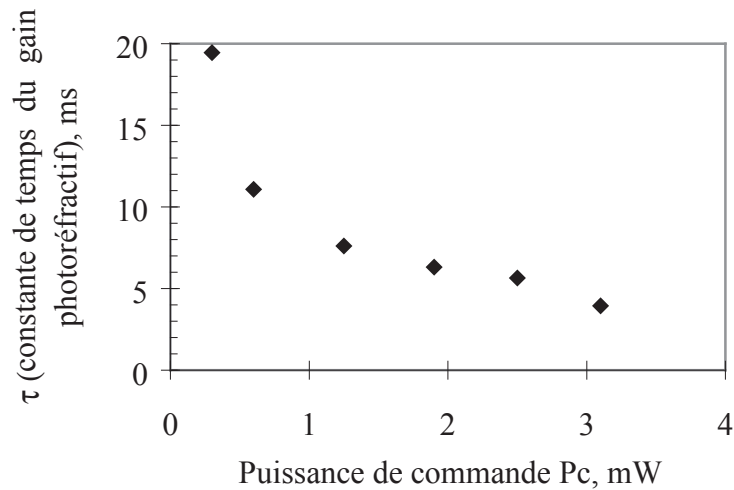


Figure IV-13: Constante de temps du gain photoréfractif d'après les mesures de t_d et de t_m .

Nous pouvons à présent comparer la constante de temps τ du gain photoréfractif avec le temps de mise en place du champ de charge d'espace τ_{cce} calculé d'après le modèle théorique en utilisant la relation (III-8). La figure IV-14 montre l'évolution de ce temps de réponse τ_{cce} en fonction de l'intensité optique pour les paramètres de l'échantillon 202Q et pour une température de 20°C.

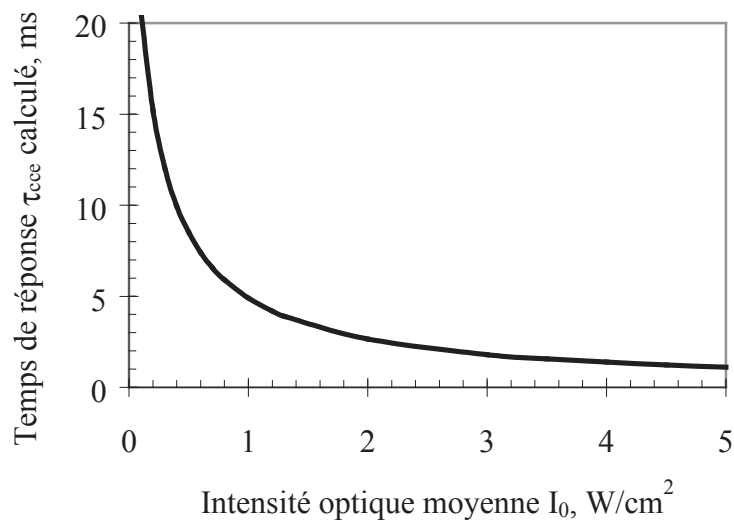


Figure IV-14 : Temps de réponse τ_{cce} calculé pour la mise en place du champ de charge d'espace d'après (II-8) pour l'échantillon 202Q ($n_{T0} = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $p_{T0} = 1,48 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) et avec $T = 20^\circ\text{C}$.

Nous avons mesuré une constante de temps du gain d'environ 4 ms, ce qui correspondrait, pour la mise en place du réseau, à une intensité optique moyenne I_0 proche de $1,2 \text{ W/cm}^2$. La mesure de la constante de temps est donc une méthode intéressante pour connaître l'intensité lumineuse au cœur du dispositif si l'on connaît les concentrations n_{T0} et p_{T0} . En effet, avec des faisceaux quasi gaussiens et légèrement divergents, des pertes au niveau du collimateur et un alignement probablement imparfait du miroir, l'intensité est difficilement mesurable par une autre technique.

Au terme de cette étude sur la constante de temps, nous constatons que les mesures de celle-ci restent de l'ordre de quelques ms et que le temps d'accord du filtre correspondant est d'environ 10 ms. Nous rappelons que, pour le réduire, il faut une augmentation de l'intensité optique soit par élévation de la puissance du laser de commande soit par réduction des dimensions des faisceaux. Notre diode laser étant performante et nos collimateurs présentant des faisceaux de moins de 1 mm de diamètre, il est probable que des améliorations notables seront difficiles à obtenir dans les cristaux massifs. Une solution repose sur l'optique guidée monomode (cf. chapitre V).

IV.4 Influence de la géométrie du filtre sur la réjection et la réflectivité

Afin de rechercher une réflectivité plus grande, nous utilisons des échantillons longs (filtre F2, $L = 30$ mm) mais celle-ci reste sensiblement la même que pour le premier (filtre F1, $L = 18$ mm) avec environ 2% fibre à fibre. Nous avons cependant observé une différence notable au niveau de la réponse spectrale puisque la réjection a été améliorée d'environ 10 dB. Nous émettons alors l'hypothèse que le réseau d'indice que rencontre le signal n'est pas uniforme et nous le vérifions par le calcul de la réponse spectrale d'un réseau dont la constante de couplage présente un profil gaussien. Le profil réel est, bien entendu, plus complexe puisqu'il faut aussi prendre en compte la non uniformité du réseau due à l'atténuation et au mélange à deux ondes, ce dernier évoluant d'ailleurs avec la polarisation (cf paragraphe IV.2). Une première étude sur les réseaux non uniformes a été effectuée en 1973 par N. Uchida [5], il s'agit du cas où le profil évolue en exponentielle décroissante dans la direction perpendiculaire au vecteur d'onde du réseau. Nous utilisons ici une méthode matricielle permettant de décrire un profil quelconque dans la direction de propagation [6] (cf. paragraphe II.4).

IV.4.1 Angle d'incidence et réseau à coefficient de couplage non uniforme

Le réseau est limité spatialement avec un profil transversal reproduisant approximativement la forme des faisceaux d'inscription qui sont quasi gaussiens. Les variations d'indice perçues par le faisceau signal évoluent donc en amplitude au cours de sa propagation dans le cristal. Le profil de la constante de couplage devient alors quasi gaussien comme le montre la figure IV-15.

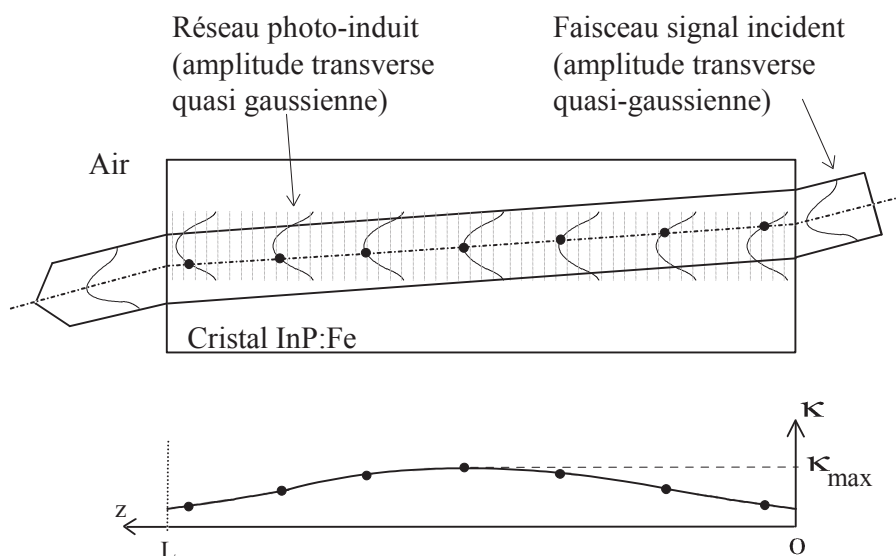


Figure IV-15 : Trajet du faisceau signal à travers le réseau photo-induit et profil approché du coefficient de couplage correspondant.

Sachant que nous sommes en présence d'un réseau à coefficient de couplage non uniforme, la réponse spectrale du filtre est nécessairement différente de celle d'un réseau uniforme idéal. En outre, pour une longueur de cristal donnée, la réflectivité est a priori d'autant plus faible que l'angle θ est grand puisque le coefficient de couplage maximal est obtenu seulement dans la zone centrale du recouvrement. Le faisceau signal traverse donc un réseau ayant un profil quasi gaussien dont la répartition spatiale dépend de l'angle d'incidence. Cette hypothèse ne prend pas en compte les différents paramètres qui perturbent ce profil. Cependant, la non-linéarité de l'effet phoréfractif et la prise en compte du recouvrement exact entre le faisceau incident et le réseau rendraient le problème très complexe.

Le caractère gaussien étant a priori dominant, nous recherchons un profil de ce type pour le coefficient de couplage afin de mettre en évidence son influence sur la réjection et la réflectivité maximale du filtre.

IV.4.2 Résultats expérimentaux

La figure IV-16 représente la réponse spectrale mesurée (et normalisée) du filtre F2 déjà utilisé précédemment (paragraphe IV.2 et IV.3). Nous mesurons ici une bande passante à -3dB de 0,015 nm (1,87 GHz) et une réjection de 25 dB. La réflectivité est de 2,1% fibre à fibre soit 5,25% au niveau du cristal sachant que les pertes dues aux collimateurs sont de 4 dB.

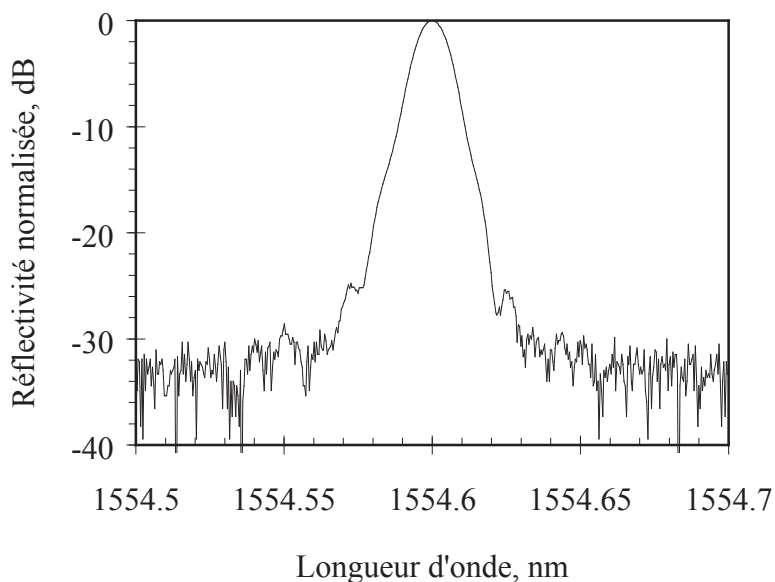


Figure IV-16 : Réponse spectrale normalisée du filtre F2 (échantillon 202Q, L = 30 mm).

IV.4.3 Comparaison avec la théorie des ondes couplées

Dans un premier temps, nous comparons les résultats précédents avec la réponse spectrale d'un réseau uniforme de longueur $L = 30$ mm et pour $\kappa = 0,15 \text{ cm}^{-1}$ (figure IV-17). Cette valeur du coefficient de couplage est déduite des mesures de gain photoréfractif sous fort éclairage et qui montrent que ce gain peut atteindre $0,6 \text{ cm}^{-1}$ avec les échantillons du lingot n°202.

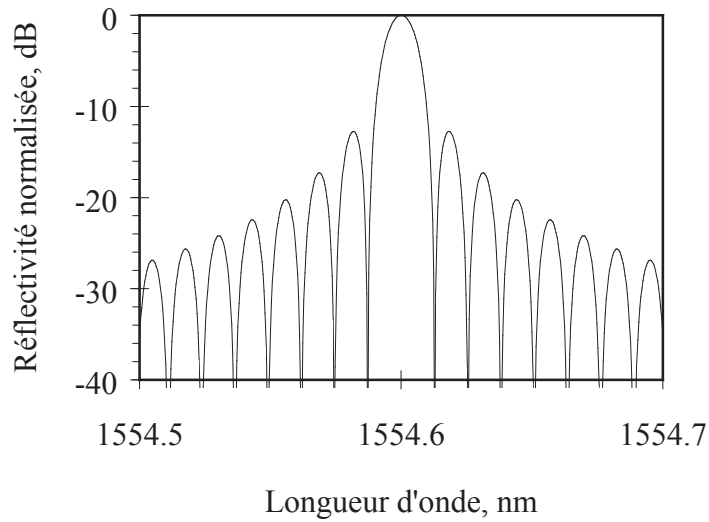


Figure IV-17 : Réponse spectrale (normalisée) calculée d'un filtre à réseau uniforme avec $L = 30$ mm et $\kappa = 0,15 \text{ cm}^{-1}$.

La réflectivité maximale calculée est $R_{\max} = 11,35 \%$, cette valeur tient compte du coefficient d'atténuation $\alpha = 0,15 \text{ cm}^{-1}$. La bande passante (à -3 dB) du filtre est $BP_{\lambda} = 0,0122 \text{ nm}$ ($BP_f = 1,52 \text{ GHz}$) et la réjection représente seulement 12,75 dB. Les caractéristiques mesurées ne correspondent donc à aucune de ces valeurs calculées.

La théorie des ondes couplées peut être utilisée en juxtaposant des sections à coefficients de couplage différents. La méthode matricielle présentée au paragraphe II.4 permet de résoudre les équations de couplage après avoir défini pour chaque section indexée k , sa longueur L_k , son coefficient de couplage κ_k et sa période spatiale de réseau Λ_k [6]. Cette dernière est constante dans notre cas et les sections peuvent être de longueurs égales. Il faut au minimum 50 sections pour obtenir un résultat fiable avec un temps de calcul qui reste acceptable. Le coefficient de couplage est supposé maximal au centre du réseau rencontré par le faisceau signal, à savoir $\kappa_{\max} = 0,15 \text{ cm}^{-1}$.

Une valeur de 9 mm pour l'écart moyen quadratique centré σ_{κ} (demi-largeur à e^{-2}) du profil gaussien permet d'obtenir une réjection calculée proche de 25 dB comme le montre le tableau IV-2.

σ_{κ} mm	Réjection dB	R_{\max} %	BP_{λ} nm	BP_f GHz
5	56	2,2	0,0208	2,6
6	37	3,06	0,018	2,24
7	33,93	3,97	0,0164	2,05
8	30,75	4,83	0,015	1,87
9	24,82	5,62	0,0144	1,8
10	21,7	6,31	0,0138	1,72
11	19,75	6,92	0,0136	1,7
12	18,4	7,44	0,0132	1,65

Tableau IV-2 : Caractéristiques calculées du filtre en fonction de l'écart moyen quadratique d'un profil gaussien du coefficient de couplage κ .

Ainsi pour $\sigma_{\kappa} = 9$ mm, les autres caractéristiques calculées sont proches de celles mesurées même si la bande passante correspond plutôt à $\sigma_{\kappa} = 8$ mm. Cependant, la mesure de la réjection étant plus précise que celle de la bande passante, il faut retenir la première estimation de σ_{κ} pour le profil du coefficient de couplage, celui-ci est représenté figure IV-18. La réponse spectrale correspondante est donnée dans la figure IV-19.

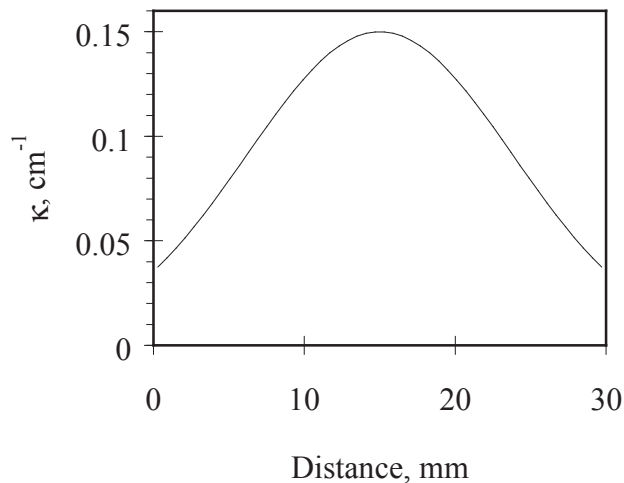


Figure IV-18 : Approximation gaussienne du profil du coefficient de couplage sur la longueur du réseau traversé par le signal avec $\kappa_{\max} = 0,15 \text{ cm}^{-1}$ et $\sigma_{\kappa} = 9$ mm.

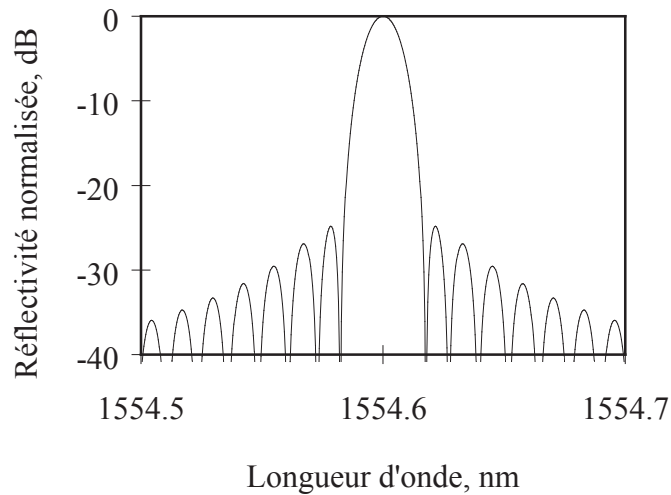


Figure IV-19 : Réponse spectrale calculée pour un filtre à réseau non uniforme de longueur $L = 30$ mm. Le coefficient de couplage présente un profil gaussien avec $\kappa_{\max} = 0,15 \text{ cm}^{-1}$ et $\sigma_{\kappa} = 9$ mm (nombre de sections utilisées pour le calcul : 50).

La géométrie même du filtre entraîne donc une amélioration de la réjection puisque l'angle θ provoque un gradient du coefficient de couplage le long du trajet du signal. La contrepartie est une réflectivité moindre par rapport au réseau uniforme. Nous avons constaté que la réflectivité varie peu entre les longueurs des cristaux 18 mm et 30 mm (1,8 % et 2,1 % respectivement, fibre à fibre). L'échantillon le plus long permet d'obtenir une meilleure réjection (25 dB au lieu de 16 dB pour le premier) et une bande passante plus étroite (0,015 nm au lieu de 0,02 nm).

Une longueur maximale de 40 mm est compatible avec la technique utilisée pour le tirage des cristaux, la réjection serait alors de 35 dB et la bande passante de 0,013 nm (1,6 GHz), la réflectivité restant quasiment inchangée. Ces calculs ont été effectués en conservant la même valeur pour σ_{κ} soit 9 mm, c'est-à-dire en supposant que l'angle d'incidence du faisceau signal par rapport au réseau reste identique au cas précédent.

Notre étude sur l'amélioration de la réjection par un profil gaussien de la constante de couplage est analogue à un résultat récent portant sur les réseaux photo-inscrits dans les fibres optiques où une réjection de 26 dB a été obtenue [7]. Le terme "apodisation" est généralement utilisé pour désigner la technique qui modifie ainsi la réponse spectrale d'un filtre.

Conclusion du chapitre IV

Nous avons réalisé un filtre photo-accordable fonctionnant à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ dans le phosphure d'indium dopé au fer. Ses accès se font par fibres optiques monomodes et son fonctionnement dépend peu de la polarisation des ondes. Il ne nécessite ni champ électrique appliqué, ni régulation de température au niveau du cristal. Ses caractéristiques principales sont une réflectivité fibre à fibre d'environ 2%, une largeur à mi-hauteur de $0,015 \text{ nm}$ ($1,87 \text{ GHz}$) et une réjection de 25 dB pour un cristal de longueur 30 mm. Nous avons démontré que cette valeur de réjection est due à la non-uniformité du coefficient de couplage du réseau que traverse le faisceau signal.

Le temps d'accord est d'environ 10 ms et, pour améliorer ce résultat, seule la solution de l'optique guidée devrait permettre, par un meilleur confinement des ondes dans le matériau, une augmentation significative de l'intensité optique. Nous étudions ce point au chapitre V.

La réflectivité de notre filtre accordable est trop faible pour rivaliser avec les filtres Fabry-Pérot qui présentent généralement moins de 2 dB de pertes d'insertion. Par contre, son caractère aperiodique, tout en étant très sélectif, lui donne un potentiel certain pour l'analyse spectrale à partir d'une source accordable étalonnée. Nous présentons, au chapitre VI, plusieurs applications que nous avons expérimentées en utilisant ce nouveau dispositif.

Références du chapitre IV

- [1] Correc P., "Modélisation et caractérisation de lasers à semi-conducteurs monofréquences continûment accordables en longueur d'onde", Thèse de l'Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay, 1991.
- [2] Hervé D., Chauvet M., Viallet J.E. and Chawki M.J., "First tunable narrowband 1.55 μm optical drop filter using a dynamic photorefractive grating in iron doped indium phosphide, *Electronics Letters*, **30** (22), p. 1883-1884, 1994.
- [3] Hervé D., Chauvet M., Viallet J.E. and Coquillé R., "Polarization independent tunable narrowband 1.55 μm grating filter in photorefractive iron doped indium phosphide", *Proceedings of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting (LEOS'95)*, San Francisco, USA, 1995.
- [4] Delaye Ph., de Montmorillon L.A. and Roosen G., "Transmission of time modulated optical signals through an absorbing photorefractive crystal", *Optics Communications*, **118**, p. 154-164, 1995.
- [5] Uchida N., "Calculation of diffraction efficiency in hologram gratings attenuated along the direction perpendicular to the grating vector", *Journal of the Optical Society of America*, **63** (3), p. 280-287, 1973.
- [6] Yamada M. and Sakuda K., "Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach", *Applied Optics*, **26** (16), p. 3474-3478, 1987.
- [7] Malo B., Thériault S., Johnson D.C., Bilodeau F., Albert J. and Hill K.O., "Apodised in-fibre Bragg grating reflectors photimprinted using a phase mask", *Electronics Letters*, **31** (3), p. 223-224, 1995.

CHAPITRE V

Transposition du filtre photo-accordable à l'optique guidée sur composés III-V

Introduction

L'intérêt principal des guides photoréfractifs sur substrat d'InP est la compatibilité technologique avec les composants optoélectroniques tels que les diodes lasers et les photodiodes et plus récemment avec les amplificateurs optiques à semi-conducteurs. Par ailleurs, des fonctions électroniques associées aux composants précédents sont réalisables sur InP, on peut ainsi citer les récepteurs optiques intégrés incluant des transistors et des composants passifs. Il existe aussi des coupleurs, actifs ou non, des modulateurs d'intensité ou encore des multiplexeurs/démultiplexeurs de longueurs d'onde. Un dispositif intégré récent comprend même plusieurs diodes lasers, un modulateur à électro-absorption et un amplificateur optique pour des applications de multiplexage de longueurs d'onde [1].

Comme cela a été précisé au paragraphe III.1.3, les structures guidantes photoréfractives sont venues ajouter une fonction supplémentaire sur InP. Ainsi, il est aujourd'hui possible d'inscrire des réseaux d'indice dans un guide d'onde plan monomode à partir d'un signal optique à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ [2, 3]. L'application de filtrage photo-accordable est donc a priori possible dans une telle structure pourvu que l'injection et la récupération des faisceaux optiques soient maîtrisées. L'épaisseur du guide étant de seulement quelques micromètres, une intensité optique plus importante que dans un cristal massif peut être obtenue. Par conséquent, nous pouvons prévoir une réduction du temps de réponse dans la mesure où la puissance injectée demeure suffisante malgré les problèmes de couplage inhérents à l'optique guidée.

Le problème de la sensibilité à la polarisation doit aussi être abordé car, même s'il est possible d'obtenir un réseau suivant les polarisations TE et TM, les indices effectifs des modes de propagation correspondants sont différents. Dans le cas d'un guide d'onde, la longueur d'onde centrale du filtre dépend donc de la longueur d'onde de commande mais aussi des polarisations des ondes tant à l'inscription du réseau qu'à son utilisation comme réflecteur de Bragg.

Dans les paragraphes suivants, nous étudions les matériaux utilisés, notamment leurs indices de réfraction, puis la structure guidante planaire retenue pour le filtrage. Nous évaluons alors les conséquences en terme de sensibilité à la polarisation et les possibilités d'y remédier en proposant des structures guidantes plus complexes.

Le travail expérimental consiste tout d'abord à vérifier le couplage photoréfractif contra-directionnel dans les guides. Nous transposons ensuite la fonction de filtrage sur ces structures planaires.

V.1 Guide plan photoréfractif à base de composés III-V

V.1.1 Caractéristiques des matériaux InP:Fe et InGaAsP:Fe

Pour obtenir un guide d'onde diélectrique, il faut disposer d'au moins deux matériaux d'indices différents. Les moyens technologiques disponibles au CNET de Lannion (épitaxie par jet moléculaire et sources gazeuses) ont permis de réaliser des couches épitaxiées InP:Fe et InGaAsP:Fe sur InP:Fe suffisamment semi-isolantes pour présenter des propriétés photoréfractives.

La largeur de bande interdite du matériau $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ est donné par la relation $E_g = 1,35 - 0,7y + 0,12y^2$ (V-1) sachant qu'il faut $y = 2,2x$ pour respecter l'accord de la maille cristalline avec l'InP [4]. La relation entre les largeurs de bande interdite et les paramètres de maille des composés III-V est présentée figure V-1 [5]. Un alliage $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ accordé sur InP peut avoir une largeur de bande interdite allant de 0,65 eV pour InGaAs ($y = 1$) à 1,35 eV pour InP ($y = 0$).

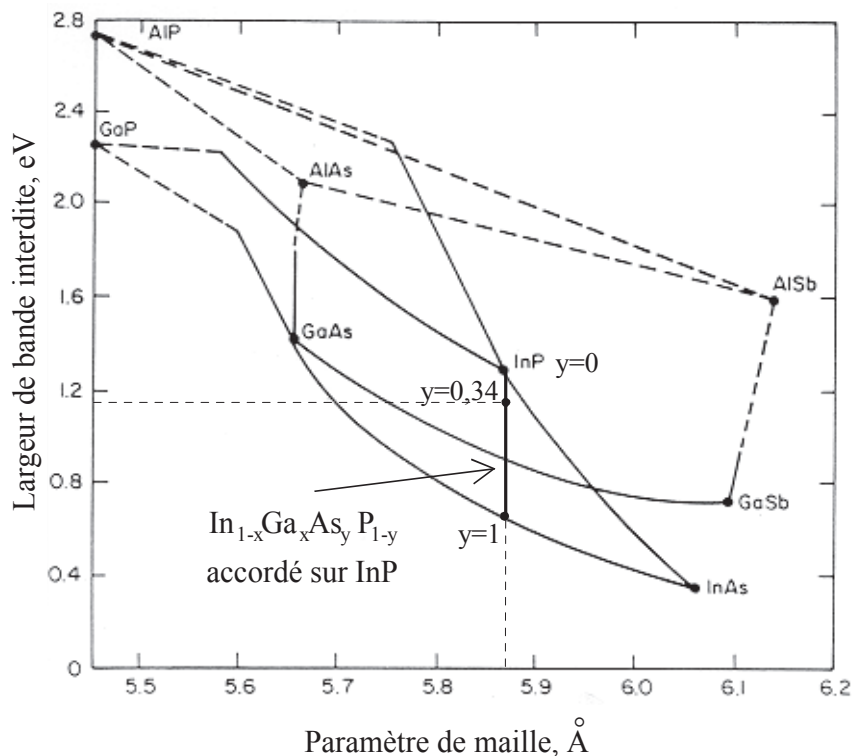


Figure V-1: Relation entre les largeurs de bande interdite et les paramètres de maille cristalline pour les composés III-V. Les composés binaires sont situés aux sommets des quadrilatères, les ternaires sur les côtés et les quaternaires à l'intérieur de ces figures. L'alliage InGaAsP accordé sur InP est repéré par un trait plein. Extrait de "GaInAsP Alloy Semiconductors", T.P. Pearsall [5].

Pour des questions d'étalonnage du bâti d'épitaxie, nous avons utilisé un alliage déjà maîtrisé ayant une largeur de bande interdite $E_g = 1,13$ eV ($y = 0,34$) correspondant à $\lambda_g = 1,1$ μm .

Comme pour les matériaux massifs, on peut considérer en première approximation que le dopage fer ne modifie pas l'indice du matériau. Par conséquent, les caractéristiques d'indice des matériaux InGaAsP accordés sur InP sont applicables. D'après la figure V-2, l'alliage quaternaire avec $\lambda_g = 1,1$ μm présente un indice $n = 3,29$ à la longueur d'onde d'utilisation $\lambda = 1,55$ μm . Ce matériau ayant un indice supérieur à celui de l'InP ($n = 3,17$), il peut constituer une couche guidante sur un substrat d'InP.

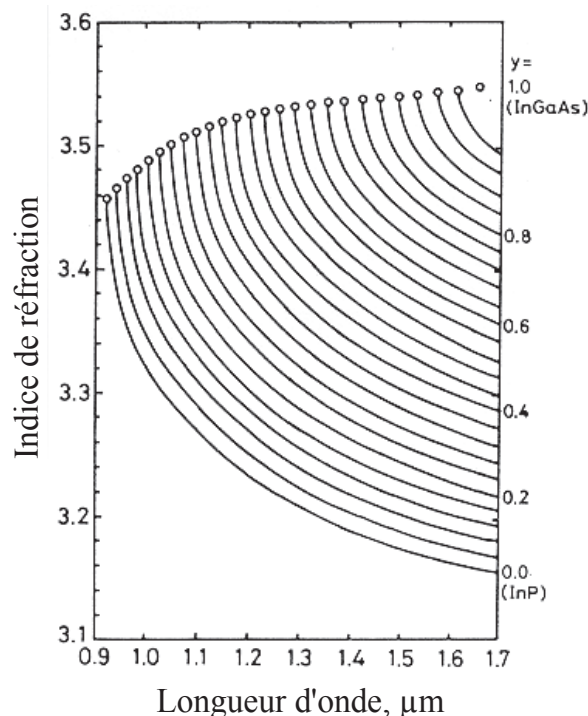


Figure V-2 : Indices des alliages quaternaires $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ accordés sur InP ($y = 2,2x$) en fonction de la longueur d'onde et du paramètre y . Extrait de "GaInAsP Alloy Semiconductors", T.P. Pearsall [5].

La largeur de bande interdite de l'alliage quaternaire (1,1 μm) étant plus faible que celle de l'InP, le coefficient d'absorption est plus élevé. Pour estimer ce dernier nous utiliserons les hypothèses de la référence [2] et des mesures d'absorption dans l'InP:Fe en fonction de la longueur d'onde [4]. Ainsi, on peut supposer que les pertes par absorption sont seulement fonction de la différence d'énergie entre le faisceau lumineux et la largeur de bande interdite du matériau. Le coefficient d'absorption du quaternaire 1,1 μm est alors compris entre 0,5 et 1 cm^{-1} à la longueur d'onde 1,55 μm . Rappelons que pour l'InP:Fe, ce coefficient

est de l'ordre de $0,1$ à $0,2 \text{ cm}^{-1}$ suivant le dopage fer. L'utilisation de l' InGaAsP:Fe augmentant les pertes, nous nous attacherons à utiliser cet alliage pour remplir avant tout la condition de guidage et nous chercherons à tirer partie des propriétés photoréfractives de l' InP:Fe situé près de cette couche plus absorbante en concevant un guide à mode non-confiné. Toutefois, il faut noter que, malgré des pertes de l'ordre de 4 cm^{-1} (dont $1,5 \text{ cm}^{-1}$ dues à l'absorption), les propriétés photoréfractives d'un alliage quaternaire $1,18 \mu\text{m}$ dopé fer ont été démontrées dans une structure planaire à mode confiné [2]. Par conséquent, le quaternaire $1,1 \mu\text{m}$ ayant une largeur de bande interdite plus grande, les propriétés de cette couche seront plus proches de celles de l' InP:Fe , elle contribuera donc à l'effet photoréfractif de notre structure.

V.1.2 Guide plan à quatre couches

Afin de réduire les pertes dues aux imperfections de surface, il est préférable de déposer une couche d' InP:Fe sur la couche d' InGaAsP:Fe . En effet, un mode guidé aura alors un champ électromagnétique plus faible au niveau de l'interface avec l'air comme le montre la figure V-3. Néanmoins, il s'agit d'une structure de propagation à quatre couches puisque l'air est à prendre en compte dans l'étude électromagnétique (il faudrait un superstrat très épais pour négliger l'influence de la couche n_0).

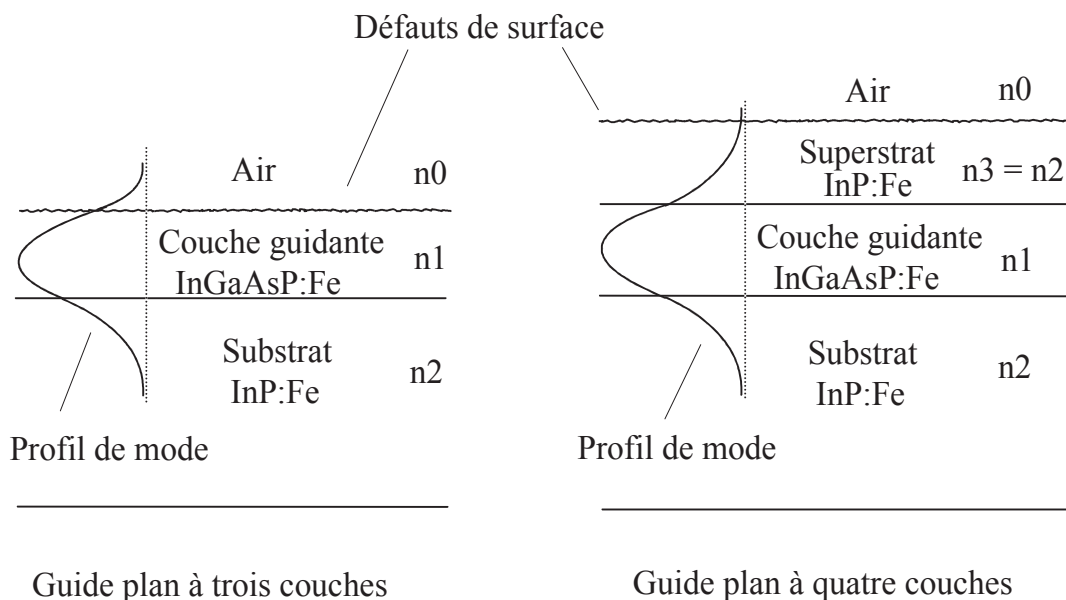


Figure V-3: Guides plans à trois et quatre couches. La seconde structure permet de limiter les pertes dues aux défauts de surface en réduisant l'amplitude des champs au voisinage de l'interface avec l'air.

A partir de l'étude classique des guides d'ondes diélectriques, nous avons développé un programme utilisant le calcul numérique pour l'obtention des caractéristiques de propagation d'un guide plan à quatre couches pour le cas $n_1 > n_2 \geq n_3 > n_0$. Le diagramme de dispersion permet de déterminer la plage de fonctionnement monomode à partir des indices n_0 à n_3 , de l'épaisseur de la couche guidante (h_1) et de celle du superstrat (h_3). Les couches n_0 et n_2 sont supposées très grandes et les champs décroissent à l'infini.

La figure V-4 précise les repères et les notations utilisées. L'étude de cette structure de propagation est développée dans l'annexe 3, pour le cas où l'indice de réfraction du superstrat est le même que celui du substrat ($n_2 = n_3$).

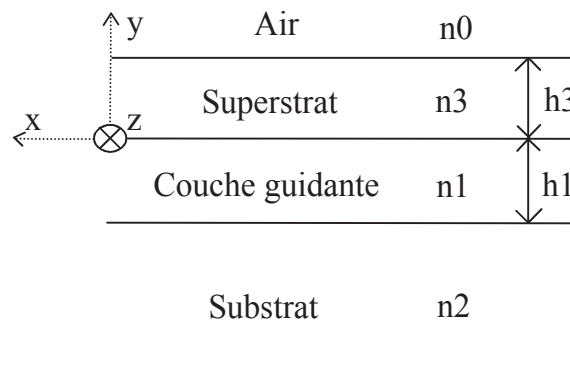


Figure V-4 : Repère et notations utilisés pour l'étude du guide à quatre couches.

Sachant que nous souhaitons obtenir un mode non-confiné, nous avons cherché à minimiser la puissance du signal présent dans la couche guidante en réduisant l'épaisseur de celle-ci. Le superstrat doit alors être suffisamment épais pour que le champ à l'interface avec l'air soit faible. Nous avons estimé qu'un rapport $\frac{h_3}{h_1} = 4$ permet d'aboutir à un résultat satisfaisant en évitant une épaisseur d'épitaxie trop importante. Les valeurs retenues pour un fonctionnement monomode à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ sont finalement $h_1 = 0,2 \mu\text{m}$ et $h_3 = 0,8 \mu\text{m}$. La dispersion des modes TE et TM est présentée figure V-5. L'indice effectif n_{eff} de chaque mode est ainsi fonction du rapport $\frac{h_1}{\lambda}$ pour $\frac{h_3}{h_1}$ donné. Seule la répartition spatiale du mode TE est donnée dans la figure V-6, le profil du mode TM étant sensiblement équivalent.

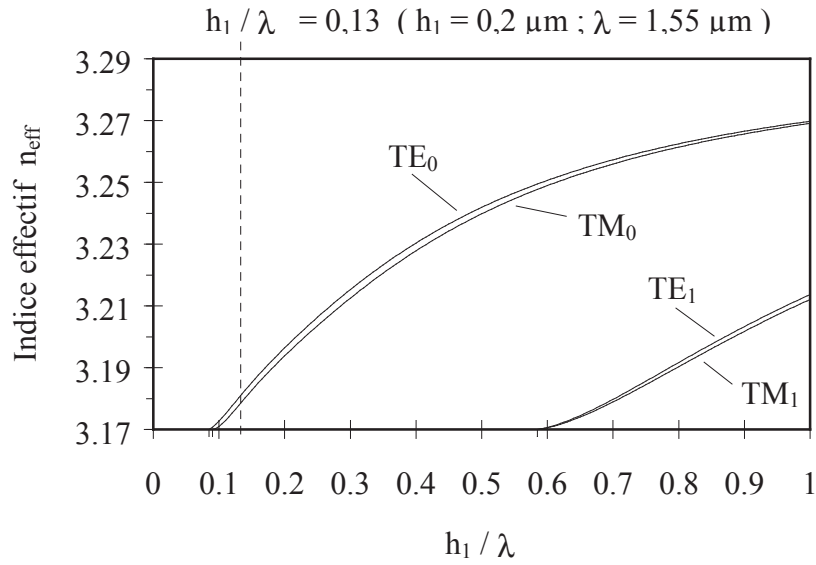


Figure V-5: Diagramme de dispersion d'un guide plan à quatre couches, l'indice effectif n_{eff} de chaque mode est représenté en fonction de $\frac{h_1}{\lambda}$ avec $\frac{h_3}{h_1} = 4$.

Les indices des différentes couches sont : $n_0 = 1$, $n_1 = 3,29$, $n_2 = n_3 = 3,17$.

Pour $h_1 = 0,2 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, le guide est monomode ($\frac{h_1}{\lambda} = 0,13$)
(monomode : sous-entendu 1 mode TE et 1 mode TM).

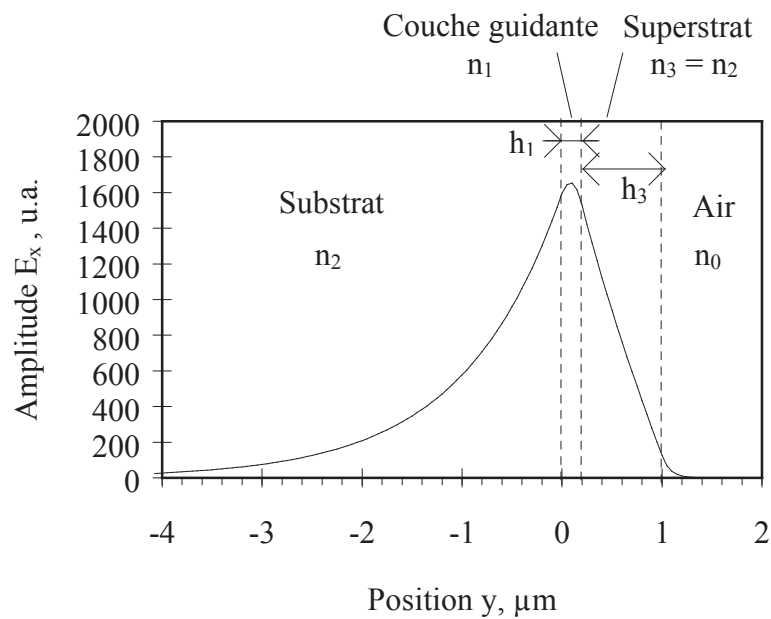


Figure V-6 : Profil du mode TE_0 ($n_{\text{eff}} = 3,18$) pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

Le profil de mode de la figure V-6 montre que l'essentiel de l'énergie lumineuse voyage dans le substrat et dans le superstrat. Le tableau V-1 donne le pourcentage de puissance transportée par chaque couche d'après un calcul numérique effectué sur une épaisseur totale de 10 μm divisée en 1000 couches identiques.

Couche	Substrat	Couche guidante	Superstrat	Air
$\frac{P_{\text{couche}}}{P_{\text{totale}}} (\%)$	52,7	21,88	25,39	0,023

Tableau V-1 : Rapport de la puissance transportée par couche sur la puissance totale.

L'absorption totale peut être estimée à partir de la répartition de la puissance transportée et du coefficient d'absorption de chaque couche. Ainsi, avec une absorption maximale de 0,2 cm^{-1} dans l'InP:Fe et de 1 cm^{-1} dans l'InGaAsP:Fe $_{1,1\mu\text{m}}$, l'absorption totale est de 0,37 cm^{-1} soit environ 1,6 dB/cm. Cette dernière valeur est acceptable pour un guide optique sur semi-conducteurs. Les pertes totales sont cependant plus importantes puisqu'il faudra ajouter les pertes par diffusion dues aux micro-défauts.

V.1.3 Sensibilité du filtre à la polarisation

La géométrie même du filtre impose une structure planaire puisque les faisceaux doivent être séparés angulairement, il n'est donc pas possible d'envisager une structure carrée. Toute structure guidante diélectrique non symétrique présente des indices effectifs différents pour les modes TE et TM, notre filtre guidé sera donc sensible à la polarisation. Lorsque l'inscription du réseau a lieu suivant TE, le pas du réseau est $\Lambda_{\text{TE}} = \frac{\lambda_c}{2 n_{\text{effTE}}}$ (V-2). Dans le

cas où le faisceau signal est également polarisé TE, la longueur d'onde centrale du filtre est simplement, d'après (IV-1), $\lambda_{\text{sTE}} = \lambda_c \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta}{n_{\text{effTE}}}\right)^2}$ (V-3). Par contre, si l'onde signal

présente une composante TM, le filtre présentera, pour cette composante, une réponse décalée en longueur d'onde. En effet, l'accord de Bragg pour cette onde signal TM correspond à $\Lambda_{\text{TE}} = \frac{\lambda_c}{2 n_{\text{effTE}}} = \frac{\lambda_s}{2 n_{\text{effTM}} \cos \theta_{\text{int}}}$ (V-4) où θ_{int} est l'angle entre les faisceaux à l'intérieur du guide. La relation de Descartes à l'interface air-guide est pour le signal :

$$\sin \theta = n_{\text{effTM}} \sin \theta_{\text{int}} \quad (\text{V-5}), \text{ on obtient alors : } \lambda_{\text{sTM}} = \lambda_c \sqrt{\left(\frac{n_{\text{effTM}}}{n_{\text{effTE}}}\right)^2 - \left(\frac{\sin \theta}{n_{\text{effTE}}}\right)^2} \quad (\text{V-6})$$

Le rapport $\frac{n_{\text{effTM}}}{n_{\text{effTE}}}$ est donc à l'origine du décalage en longueur d'onde. Pour limiter celui-ci, il faut que les indices effectifs soient les plus voisins possibles pour se rapprocher de la situation du cristal massif. Sachant que $\frac{\Delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{effTE}}} = \frac{n_{\text{effTE}} - n_{\text{effTM}}}{n_{\text{effTE}}} \ll 1$ (V-7), l'utilisation des développements limités permet à l'ordre 2 d'obtenir une bonne approximation de la variation de longueur d'onde centrale du filtre $\Delta\lambda_s = \lambda_{\text{sTE}} - \lambda_{\text{sTM}}$, ainsi :

$$\Delta\lambda_s \approx \lambda_c \frac{\Delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{effTE}}} \left(1 + \frac{\sin^2 \theta}{2 n_{\text{effTE}}^2}\right) \quad (\text{V-8})$$

Sachant que l'angle θ est faible, l'expression précédente peut se simplifier, on obtient alors :

$$\Delta\lambda_s \approx \lambda_c \frac{\Delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{effTE}}} \quad (\text{V-9})$$

Les indices effectifs des modes TE et TM peuvent être obtenus précisément à partir du calcul de dispersion. Pour le guide présenté précédemment, ces indices sont $n_{\text{effTE}} = 3,17995$ et $n_{\text{effTM}} = 3,17751$ soit $\frac{\Delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{effTE}}} = 7,7 \cdot 10^{-4}$. Autour de $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, le décalage en longueur d'onde est donc $\Delta\lambda_s = 1,19 \text{ nm}$, cette valeur est très élevée si on la compare à la largeur du filtre qui est typiquement inférieure à 0,1 nm pour une longueur de réseau de quelques millimètres. Un tel filtre n'est donc pas intéressant pour des applications de télécommunications pour lesquelles la polarisation des ondes est aléatoire sur les fibres couramment utilisées.

Pour des développements futurs, nous pouvons d'ores et déjà proposer une solution permettant de réduire considérablement la différence relative entre les indices effectifs TE et TM. En effet, les structures à base d'empilement de couches très fines successivement d'InP:Fe puis d'InGaAsP:Fe donnent un indice moyen dépendant des épaisseurs de chacun des matériaux déposés. L'indice de la couche guidante peut donc être calculé de façon à minimiser l'écart entre les indices effectifs des modes tout en évitant un déconfinement trop important. Ainsi, nous avons établi qu'un écart de longueur d'onde inférieur à la bande passante du filtre (et donnant donc une sensibilité à la polarisation inférieure à 3 dB) peut être atteint pour une alternance de couches d'InP:Fe 15 fois plus épaisses que les couches d'InGaAsP:Fe sur une épaisseur totale de 1,5 μm et avec un substrat d'InP:Fe de 3 μm .

Notre objectif étant de démontrer la faisabilité d'un filtre photo-accordable dans une structure guidante sur InP:Fe, nous nous limiterons, dans un premier temps, à une étude sur un seul mode de propagation. Nous cherchons, en priorité, à obtenir une bande passante sensiblement équivalente à celle du premier filtre massif réalisé ($\text{BP}\lambda = 0,02 \text{ nm}$ pour $L = 18 \text{ mm}$) et un temps de réponse inférieur à ceux mesurés précédemment.

V.2 Mesure du gain photoréfractif de guides plans

V.2.1 Le couplage par prisme en silicium

La technique de couplage par prisme permet de caractériser des structures planaires directement après l'épitaxie ce qui évite des étapes technologiques supplémentaires pour l'injection ou l'extraction de la lumière. Les premiers travaux démontrant la possibilité de coupler une onde lumineuse entre un prisme et un guide diélectrique plan ont été publiés en 1969 par P.K. Tien *et al* [7]. Il s'agit d'un couplage par ondes évanescentes, celui-ci ayant lieu lorsque l'on met en coïncidence les constantes de propagation. Un espace (l'air ou une couche tampon) est nécessaire pour provoquer la "frustration" du faisceau se réfléchissant à la base du prisme, ce principe est illustré par la figure V-7. Inversement, une onde guidée peut être couplée vers l'extérieur par l'intermédiaire d'un prisme.

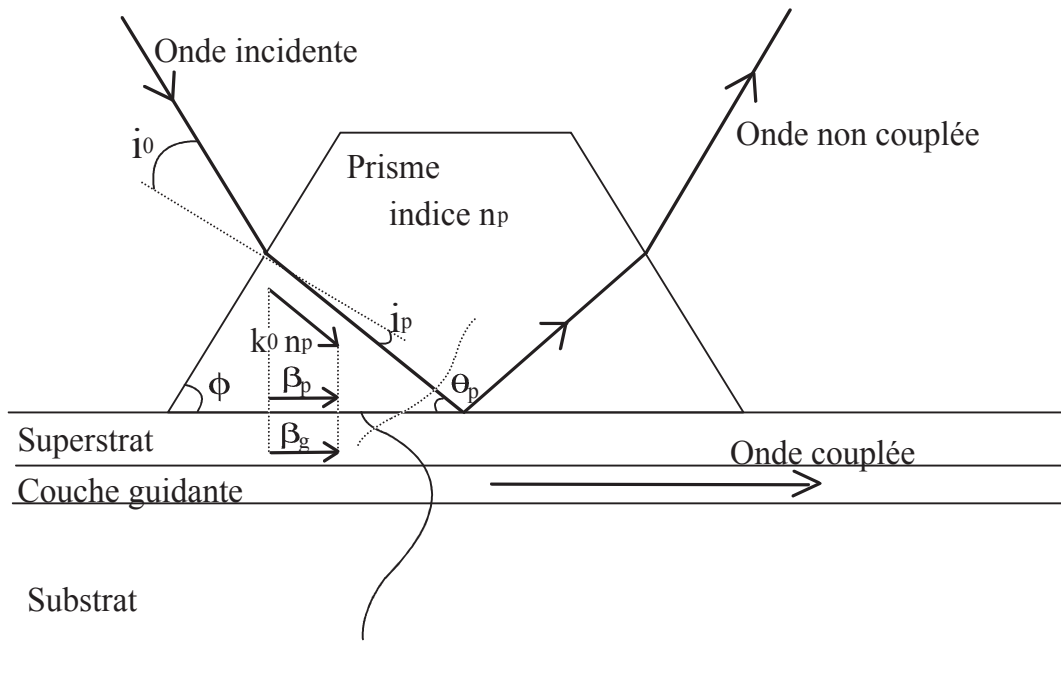


Figure V-7: Principe du couplage par prisme.

Les relations à prendre en compte sont la relation de Descartes à l'interface air-prisme $\sin i_0 = n_p \sin i_p$ (V-10) et l'accord de phase des ondes dans la direction de propagation du guide : $\beta_g = \beta_p$. Les constantes de propagation β_g et β_p s'écrivent $\beta_g = k_0 n_{\text{eff}}$ (V-11) et $\beta_p = k_0 n_p \cos \theta_p$ (V-12) avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, par conséquent $n_{\text{eff}} = n_p \cos \theta_p$ (V-13). Il est donc nécessaire que le prisme ait un indice n_p supérieur à l'indice effectif du mode guidé.

L'angle θ_p de l'onde incidente à la base du prisme dépend des angles ϕ et i_p :
 $\theta_p = \pi - \phi - \left(\frac{\pi}{2} - i_p\right)$ (V-14). Finalement, l'indice effectif peut s'exprimer en fonction de l'indice du prisme et de l'angle d'incidence i_0 :

$$n_{\text{eff}} = n_p \cos\left(\pi - \phi - \arccos\left(\frac{\sin i_0}{n_p}\right)\right) \quad (\text{V-15})$$

En 1970, la technique du couplage par prisme a fait l'objet de plusieurs publications car elle permet de mesurer précisément les indices effectifs des modes dans les guides diélectriques plans [8-10]. On retiendra de ces études, en particulier, que l'espacement entre le guide et la base du prisme doit être compris entre $\lambda/4$ et $\lambda/8$, voire moins s'il existe un superstrat. Par ailleurs, le couplage est d'autant plus difficile que les indices des matériaux sont élevés puisque l'énergie a alors tendance à être plus confinée. Pour un espacement uniforme le rendement de couplage maximal est théoriquement de 81 %, valeur difficile à obtenir dans la pratique en raison des défauts de surface. Les premiers guides avaient des indices assez faibles (de l'ordre de 1,5 à 2) et se prêtaient bien à ce type de manipulations. Les poussières résiduelles assuraient l'espacement, lequel était ensuite ajusté par une vis de serrage. On utilisait alors des prismes en verres dopés ($n \approx 1,53$) ou en rutile ($n \approx 2$). La caractérisation des dispositifs en niobate de lithium ($n \approx 2,2$) a nécessité l'emploi de prismes en titanate de strontium ($n \approx 2,4$).

Les composés III-V ayant des indices allant de 3,17 (InP) à 3,38 (GaAs), le choix des matériaux pour les prismes s'est considérablement réduit. En 1989, le silicium, transparent dans l'infrarouge et avec $n = 3,48$ à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, a été utilisé pour la réalisation du premier prisme ayant permis le couplage dans un alliage InGaAsP [11].

Nous allons utiliser deux prismes en silicium ayant un angle $\phi = 60^\circ$ et un traitement antireflet sur les faces d'entrée/sortie. De plus, la base de ces prismes est sphérique de manière à éviter le contact des arêtes avec la surface du guide, celles-ci sont ainsi relevées de quelques microns. En effet, un clivage du guide pourrait survenir car la pression sur les arêtes peut devenir importante lors du serrage des vis.

V.2.2 Montage expérimental

Le montage expérimental pour la mesure du gain photoréfractif est similaire, dans son principe, à celui utilisé pour les cristaux massifs. Pour des questions de disposition des éléments, seul le faisceau principal de la diode laser est utilisé, une lame semi-réfléchissante permet alors d'obtenir le second faisceau pour le mélange à deux ondes (figure V-8).

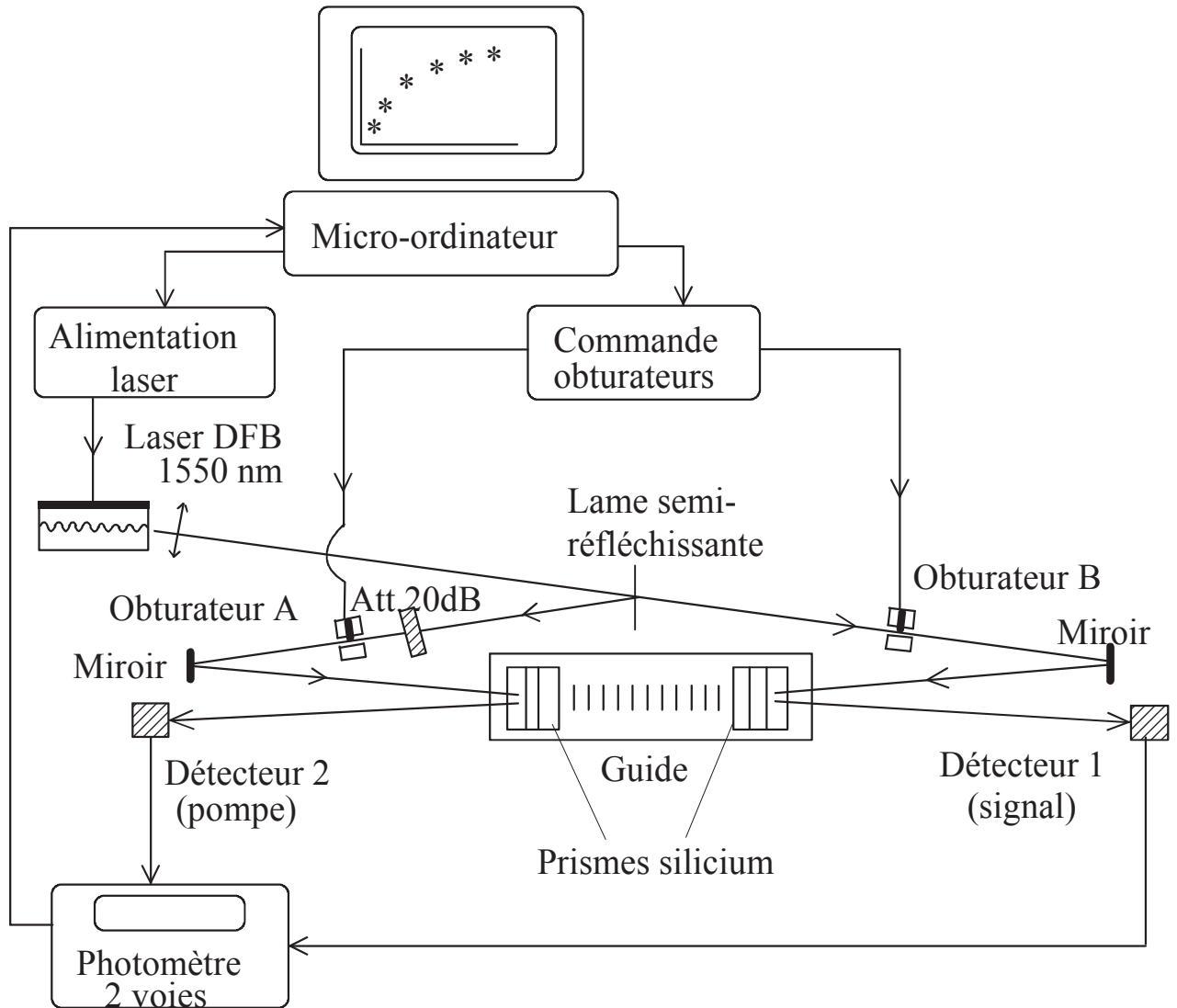


Figure V-8 : Banc de caractérisation des guides photoréfractifs.

La figure V-9 montre les prismes sur le guide d'onde PCO1278.

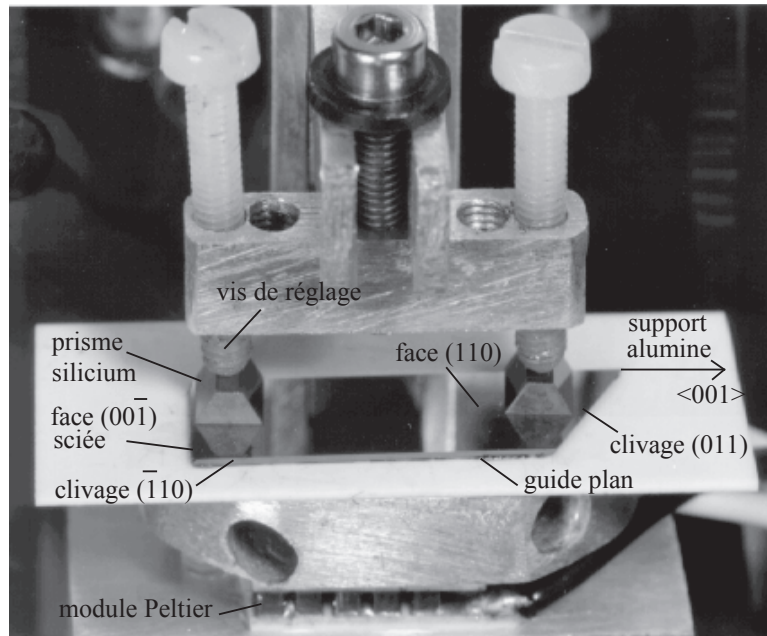


Figure V-9 : Couplage par prisme pour des faisceaux contra-directionnels dans le guide plan PCO1278.

La distance entre les deux points de couplage est $L = 18$ mm, les dimensions de la base des prismes sont 4×4 mm. Le module Peltier placé sous le support du guide n'a pu être utilisé pour les mesures de gain car les variations de température entraînent des déformations modifiant considérablement le couplage. Les résultats seront donc donnés à température ambiante.

V.2.3 Résultats de mesure et comparaison avec le modèle théorique

Des mesures ont été effectuées pour deux guides (PCO1164 et PCO 1278) ayant des caractéristiques voisines. Ces échantillons ont été dopés au fer ($N_T \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) mais aussi au silicium ($n_{T0} \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) afin d'augmenter la concentration de donneurs et donc de pièges ionisés. Le premier guide est issu d'une plaque réalisée avec un gradient de concentration de fer pour des applications de mélange à deux ondes co-directionnelles avec résonance du gain [12]. Cet échantillon est cependant utilisable dans notre configuration contra-directionnelle et le gain photoréfractif maximal obtenu est de $0,53 \text{ cm}^{-1}$. Le second échantillon ne présente pas de gradient de fer et le gain mesuré est identique au précédent. Les performances sont donc

comparables à celles des cristaux massifs. La figure V-10 donne les résultats de mesure du gain photoréfractif du guide PCO1164.

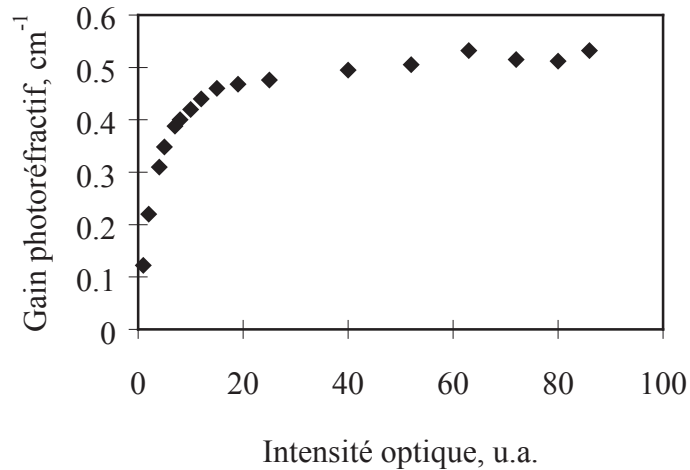


Figure V-10 : Gain photoréfractif contradirectionnel du guide PCO1164. L'intensité optique est représentée en unité arbitraire.

La mesure du gain photoréfractif du guide montre la similitude de comportement avec les cristaux massifs. L'intensité optique est exprimée en unité arbitraire car elle ne peut être déterminée précisément. En effet, la largeur réelle du faisceau dépend des conditions de couplage sous les prismes et nous avons seulement accès à la mesure de la puissance de la pompe en sortie. Il est donc difficile de comparer cette courbe avec le modèle théorique d'autant plus que, contrairement aux cristaux massifs, la proportion de fer actif peut varier de 20% à 50% du fer total présent dans les couches épitaxiées [2]. Ainsi la concentration de fer non ionisé p_{T0} ne peut pas être ici un paramètre de simulation fiable car son influence sur la courbe de gain est trop importante. Seule la mesure du temps de réponse du filtre pourra nous apporter l'ordre de grandeur de l'intensité optique dans le guide.

V.3 Réalisation du filtre photo-accordable guidé

V.3.1 Montage expérimental

Le montage du filtre photo-accordable guidé reprend la disposition de la figure V-8 en ce qui concerne l'inscription du réseau. Nous bénéficions ici de deux diodes laser DFB bi-électrodes centrées sur 1551 nm (origine : C.N.E.T.). Le principe du dispositif complet est donné figure V-11 et la photographie (figure V-12) représente une vue globale du montage expérimental.

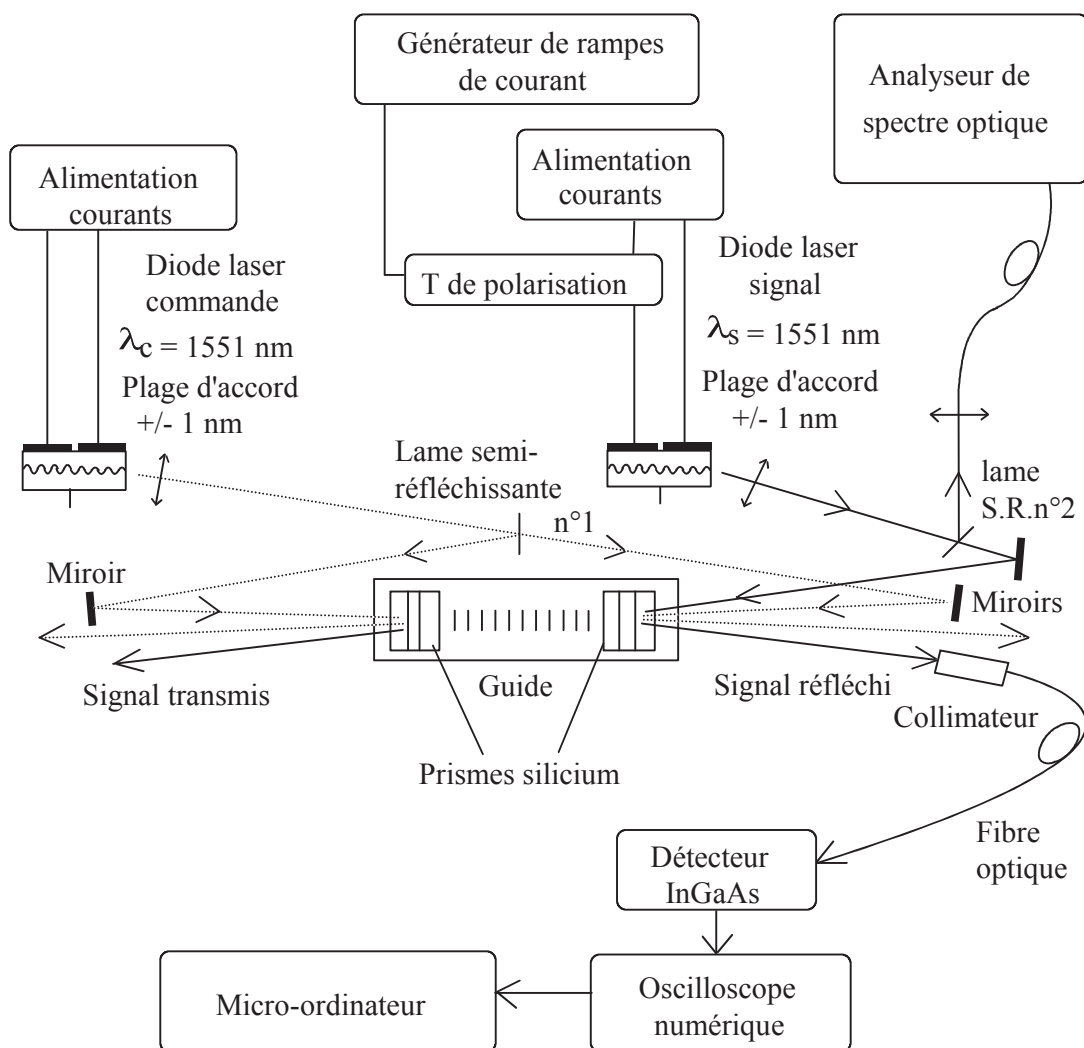


Figure V-11 : Principe du dispositif expérimental du filtre photo-accordable guidé.

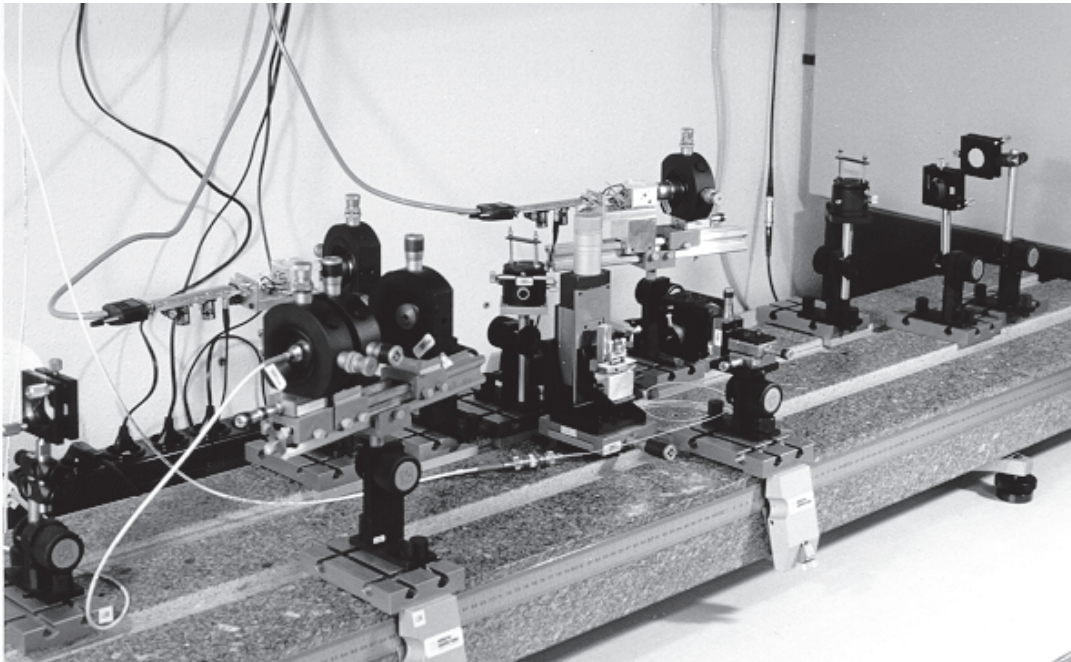


Figure V-12 : Banc de caractérisation du filtre photo-accordable guidé. La longueur du bloc de marbre est de 2 m, le guide se trouve au centre de la photographie et peut être déplacé verticalement pour le réglage de l'injection par prisme. Les diodes lasers sont montées sur des micro-bancs à une hauteur de 20 cm environ.

Le coefficient de couplage par prisme étant faible (environ 20%), la solution consistant à utiliser un miroir pour générer les interférences ne peut pas être appliquée. Il est donc nécessaire d'utiliser les deux faisceaux d'inscription disponibles. Le balayage en longueur d'onde est assuré par l'intermédiaire d'un générateur de rampe de courant suivant la méthode présentée au paragraphe IV.1. Un analyseur de spectre optique permet d'étalonner le système de mesure de la réponse spectrale du filtre. Les faisceaux se propagent en espace libre à partir des diodes lasers et, seuls ceux destinés à la mesure sont injectés dans des fibres optiques. L'angle entre le faisceau de commande et le faisceau signal est de $2,4^\circ$, l'écart de longueur d'onde doit donc être de 0,14 nm d'après la relation (IV-1). Il faut également s'assurer que l'angle i_0 est respecté pour l'injection par prisme, cette opération est facilitée par la présence du faisceau d'inscription qui donne ainsi un repère pour le réglage angulaire vertical. La polarisation des ondes est horizontale en sortie des diodes lasers, par conséquent le mode TE sera excité dans le guide.

V.3.2 Résultats de mesures

V.3.2.1 Réponse spectrale et coefficient de réflexion

Pour les deux échantillons disponibles, le coefficient de réflexion est très faible en raison du couplage par prisme. Le rapport entre puissance réfléchie et puissance incidente est seulement de 0,1% soit -30 dB. Les pertes dues aux prismes et au guide sont mesurées d'après la puissance incidente et la puissance transmise, celles-ci sont de 13 dB. La réflexion intrinsèque peut donc être estimée à environ 2%, on retrouve ainsi une valeur proche de celle obtenue pour le filtrage massif. Ce résultat montre déjà qu'un réflecteur de Bragg peut être généré par effet photoréfractif dans un guide d'onde optique.

Les réponses spectrales normalisées des deux filtres sont données figures V-13 et V-14. La réponse obtenue pour le guide PC01164 est très proche d'une réponse théorique pour un réseau quasi-uniforme de longueur 18 mm. Il faut rappeler qu'ici l'angle entre les faisceaux est seulement de $2,4^\circ$ et que la longueur est inférieure au cas décrit au paragraphe IV.4 concernant les réseaux non-uniformes. Malgré le faible niveau du signal maximal détecté ($<1 \mu\text{W}$), les lobes latéraux sont très nets. Le second filtre donne une réponse un peu moins régulière et présente en particulier une réjection de 15 dB au lieu des 13,5 dB de la précédente. Si des inhomogénéités sont présentes sur la longueur du guide, elles peuvent conduire à un coefficient de couplage non uniforme expliquant ce type de réponse spectrale. Enfin, les largeurs à mi-hauteur sont proches de 0,02 nm dans les deux cas, résultat logique puisque celles-ci dépendent essentiellement de la longueur.

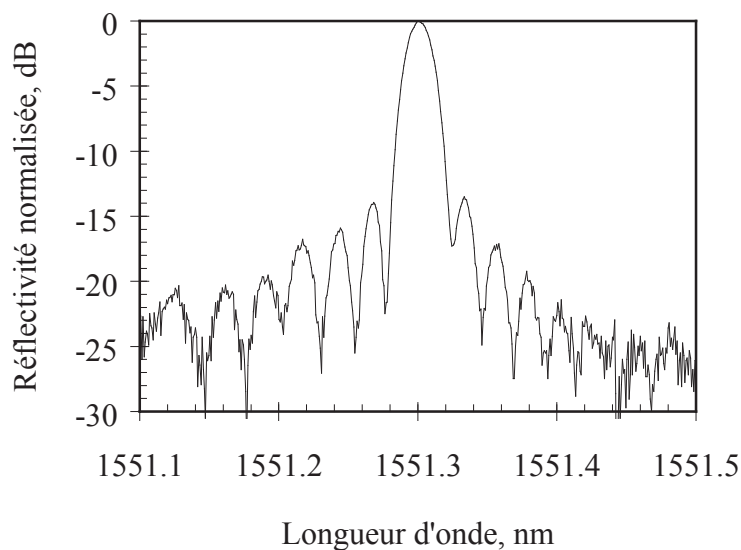


Figure V-13 : Réponse spectrale normalisée du filtre photo-accordable guidé (échantillon PC01164).

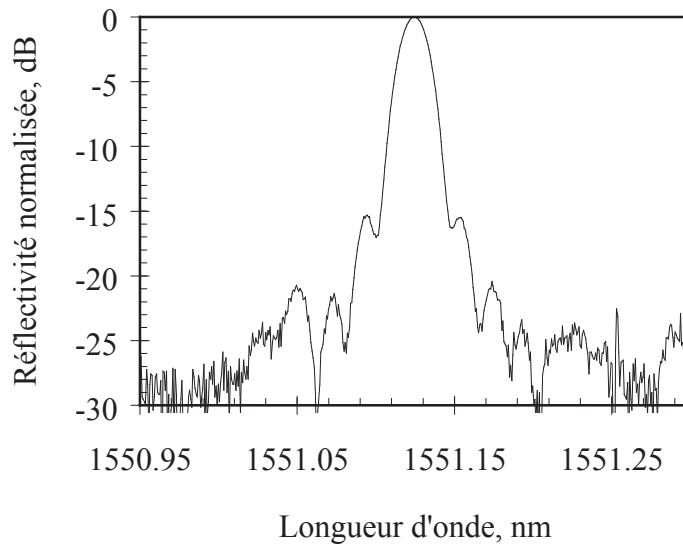


Figure V-14 : Réponse spectrale normalisée du filtre photo-accordable guidé sur l'échantillon PC01278.

V.3.2.2 Temps d'accord du filtre et temps de réponse du matériau

La mesure du temps de réponse τ a été effectuée suivant la même méthode que pour les filtres à cristaux massifs (paragraphe IV.3). Nous avons effectué des mesures sur le guide PCO 1278 et obtenu un temps de montée t_m de 251 μs et un temps de descente t_d de 170 μs . Ces valeurs correspondent, d'après (IV-12) et (IV-15), à un temps de réponse de 126 μs (avec $\kappa_M \approx 0,125 \text{ cm}^{-1}$ et $L = 1,8 \text{ cm}$, on a $\tau_m \approx 0,39 t_m$ et $\tau_d \approx 0,91 t_d$). Ce résultat est donc 30 fois meilleur que dans le cas des filtres massifs qui présentent au mieux un temps de réponse de 4 ms.

Pour estimer l'intensité optique de commande à partir du temps de réponse, il faut connaître les concentrations n_{T0} et p_{T0} (cf. paragraphe III.1.2.3). Si on suppose, par exemple, que le fer actif est de 50% et que $n_{T0} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, on a $p_{T0} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Dans ce cas, il faut, d'après (III-28), une intensité I_0 de 50 W/cm^2 pour obtenir un temps de réponse de 125 μs . Par conséquent, sachant que nous utilisons des diodes laser de puissances comparables (quelques mW), la structure guidante permet bien d'augmenter l'intensité optique en réduisant la section des faisceaux qui interagissent avec le matériau. Avec un meilleur couplage d'entrée, ce temps de réponse pourrait encore être réduit, mais nous rencontrerions peut-être alors des effets perturbateurs comme l'échauffement par exemple.

Conclusion du chapitre V

Les résultats en matière de filtrage photo-accordable dans les structures guidantes sont encourageants car ils sont comparables à ceux obtenus avec les cristaux massifs en terme de réponse spectrale et bien meilleurs en ce qui concerne le temps de réponse. Cependant, les difficultés rencontrées lors du montage et des caractérisations prouvent qu'il s'agit d'une application très délicate à mettre en œuvre. Si le problème de la sensibilité à la polarisation doit être résolu avant toute chose, il faut aussi solutionner les questions d'injection et d'extraction des faisceaux en utilisant des transitions adiabatiques. Des étapes technologiques supplémentaires sont donc indispensables mais il est peu probable qu'une structure photoréfractive de près de 20 mm de longueur soit réellement adaptée au domaine de l'optique intégrée. Il faudrait envisager des guides plus courts, ce qui se ferait au détriment de la sélectivité et de la réflectivité du filtre.

La technologie des filtres photo-accordables dans les cristaux massifs à accès par fibres optiques étant plus avancée que les dispositifs guidés, cette première solution est retenue pour les applications que nous étudions au chapitre VI.

Références du chapitre V

- [1] Koch T.L., "WDM sources and receivers", Proceedings of the 21st European Conference on Optical Communications (ECOC'95), Brussels, Mo.B.T.2, p. 29-59, 1995.
- [2] Chauvet M., "Etude de guides optiques non-linéaires utilisant l'effet photoréfractif dans les semi-conducteurs III-V", Thèse de l'Université de Bretagne Occidentale, 1994.
- [3] Hervé D., Viallet J.E., Salaün S., Chauvet M., Le Corre A. and Mainguet B., "Photorefractive singlemode waveguide on InP:Fe substrate", Proceedings of the 6th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM'94), Santa Barbara, USA, WP24, p. 480-483, 1994.
- [4] Fiedler F. and Schlachetzki, "Optical parameters of InP-based waveguides", Solid-State Electronics, **30** (1), p. 73-83, 1987.
- [5] Pearsaall T.P., "GaInAsP Alloy semiconductors", Wiley, 1982.
- [6] Mainguet B., "Caractérisation, par la technique du mélange à deux ondes, de l'effet photoréfractif dans le Phosphure d'Indium dopé au Fer", Thèse de l'Université de Bretagne Occidentale, 1991.
- [7] Tien P.K., Ulrich R. and Martin R.J., "Modes of propagating light waves in thin deposited semiconductor films", Applied Physics Letters, **14**, p. 291-294, 1969
- [8] Tien P.K. and Ulrich R., "Theory of prism-film coupler and thin-film light guides", Journal of the Optical Society of America, **60** (10), p.1325-1337, 1970.
- [9] Ulrich R., "Theory of the prism-film coupler by plane-wave analysis", Journal of the Optical Society of America, **60** (10), p.1337-1350, 1970
- [10] Midwinter J.E. and Zernicke F., "Experimental studies of evanescent wave coupling into a thin-film waveguide", Applied Physics Letters, **16** (5), 198-200, 1970.
- [11] Lee H.J. and Lee S.S., "Measurement of the effective refractive indices of InGaAsP waveguides by silicon prism coupler", Journal of the Korean Physical Society, **22** (4), p. 487-490, 1989
- [12] Chauvet M., Hervé D., Mainguet B., Rébéjac B., Salaün S., Le Corre A. and Viallet J.E., "Photorefractive semiconductor singlemode waveguides grown by gas-source molecular-beam epitaxy", Optics Letters, **20** (15), p. 1604-1606, 1995.

CHAPITRE VI

**Réalisation d'une maquette compacte et applications
pour les télécommunications optiques**

Introduction

Ce dernier chapitre est consacré au domaine privilégié d'utilisation du filtre photoaccordable à accès par fibres optiques monomodes. Afin de rendre les applications réalistes, nous avons, en premier lieu, développé un dispositif compact ne comportant, sur un support unique, que le cristal, les quatre collimateurs et le miroir. En raison de la propriété industrielle détenue par France Télécom [1], certains points clés ne sont pas explicités. Le projet a fait l'objet du marché d'étude C.N.E.T. n° 95 PE Br.04 sous la responsabilité du département LAB/RIO/PCO du C.N.E.T. de Lannion.

Un nouveau type d'analyseur de spectre optique sans déplacement mécanique a été mis au point au cours de notre étude. Le cœur du dispositif est l'association d'un filtre photoaccordable avec une diode laser DBR à trois sections. Ce nouvel appareil a été testé dans une configuration de supervision de multiplex optique avec des espacements entre canaux de seulement 0,2 nm (25 GHz). La réalisation de l'ensemble est le fruit de collaborations entre l'E.N.S.T. de Bretagne, le C.N.E.T. de Lannion, le C.N.E.T. de Bagneux et la société de micro-mécanique Ar-Méca de Rennes. Le développement des logiciels a été, en grande partie, assuré par des élèves-ingénieurs et des stagiaires de l'E.N.S.T. de Bretagne.

Pour clore ce chapitre, deux applications particulières sont évoquées. Tout d'abord, nous proposons une méthode originale concernant l'asservissement d'une diode laser à semi-conducteurs sur un laser de référence et nous présentons les résultats préliminaires. La seconde application est plus classique puisque le filtre optique est utilisé comme discriminateur de fréquence pour les liaisons à haut débit.

VI. 1 Filtre en boîtier

VI.1.1 Assemblage

Le matériau utilisé pour le support est du Ryton 4, il s'agit d'une matière plastique chargée de verre possédant, en principe, une bonne tenue en température. Les collimateurs sont du même type que ceux utilisés pour le premier montage tandis que les dimensions du miroir ont été réduites au minimum (diamètre 1,5 mm). Un échantillon issu du lingot n°202 a été retenu, sa longueur est de 30 mm et ses faces sont traitées anti-reflet (filtre F2, cf. chapitre IV). Les différents éléments sont collés sur le support après réglage par des positionneurs. La figure VI-1 représente le filtre complet après les différents collages. Les dimensions des éléments sont :

- support en Ryton 4 : 160 x 30 x 10 mm.
- cristal InP:Fe (faces traitées anti-reflet à $1,55 \mu\text{m}$) : 30 x 5 x 3 mm
- collimateurs : longueur 15 mm, diamètre 2,2 mm
- miroir : longueur 6 mm, diamètre 1,5 mm.

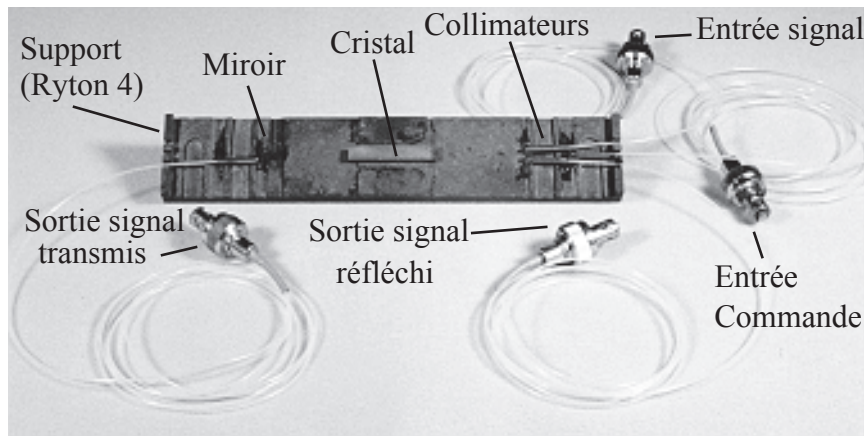


Figure VI-1: Filtre (F2) réalisé sur un support en Ryton 4.

Le dispositif peut être fixé dans un boîtier afin d'être protégé. Les caractéristiques du filtre (réponse spectrale, réflectivité, sensibilité à la polarisation et temps de réponse) figurent au chapitre IV.

VI.1.2 Stabilité

Les filtres réalisés en Ryton sont utilisables à température ambiante et la stabilité des collages dans le temps est correcte. Par contre, le Ryton n'a pas apporté la stabilité thermique attendue. Ce matériau est utilisé pour sa bonne tenue thermique dans des applications telles que les supports de circuits électroniques, les platines de montres, les vannes de turbo-compresseurs ou encore les corps de pompes. C'est un produit thermoplastique et qui peut donc être injecté mais, pour notre étude, il a été usiné. Si sa tenue mécanique sous contrainte est plutôt bonne, son comportement en température n'est pas satisfaisant pour notre application. Ainsi, le fait de porter le dispositif de 20°C à 40°C provoque des pertes supérieures à 20 dB. Le coefficient de dilatation du Ryton est seulement de $2,9 \cdot 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$ mais le filtre est extrêmement sensible aux variations angulaires provoquées par les déformations. En conséquence, un matériau plus stable tel que l'Invar est préférable puisque son coefficient de dilatation est inférieur à $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$. Nous avons testé un nouveau support de ce type et la stabilité en température est effectivement devenue bien meilleure avec seulement 2 dB de pertes sur la même plage de température (20°C à 40°C).

VI.2 Les applications pour les télécommunications optiques

VI.2.1 Analyse spectrale autour de la longueur d'onde 1,55 μm

La plupart des analyseurs de spectre commerciaux proposent des plages d'analyse très importantes, en général de 400 nm à 1800 nm. Or, dans le domaine du multiplexage en longueur d'onde pour les télécommunications, les besoins en analyse spectrale sont bien souvent limités à quelques dizaines de nanomètres autour de la longueur d'onde 1,55 μm .

L'accordabilité des diodes laser ne cesse d'être améliorée, elle peut aujourd'hui dépasser 100 nm (composant à quatre sections) [2]. Un filtre photoréfractif associé à un tel composant peut donc devenir un dispositif d'analyse spectrale. Par ailleurs, les analyseurs de spectres classiques utilisent un réseau de diffraction dont la rotation est assurée par un moteur, et un filtre Fabry-Pérot utilisant des déplacements piézo-électriques vient compléter les appareils les plus performants mais ces dispositifs restent fragiles, encombrants et coûteux.

Notre analyseur ne nécessite aucun déplacement mécanique, le balayage en longueur d'onde est assuré par le laser de commande dont les caractéristiques sont mémorisées par un micro-ordinateur. Lorsqu'un signal est détecté, la longueur d'onde du signal est immédiatement déduite d'après la relation de Bragg du filtre, la figure VI-2 illustre ce principe [1, 3].

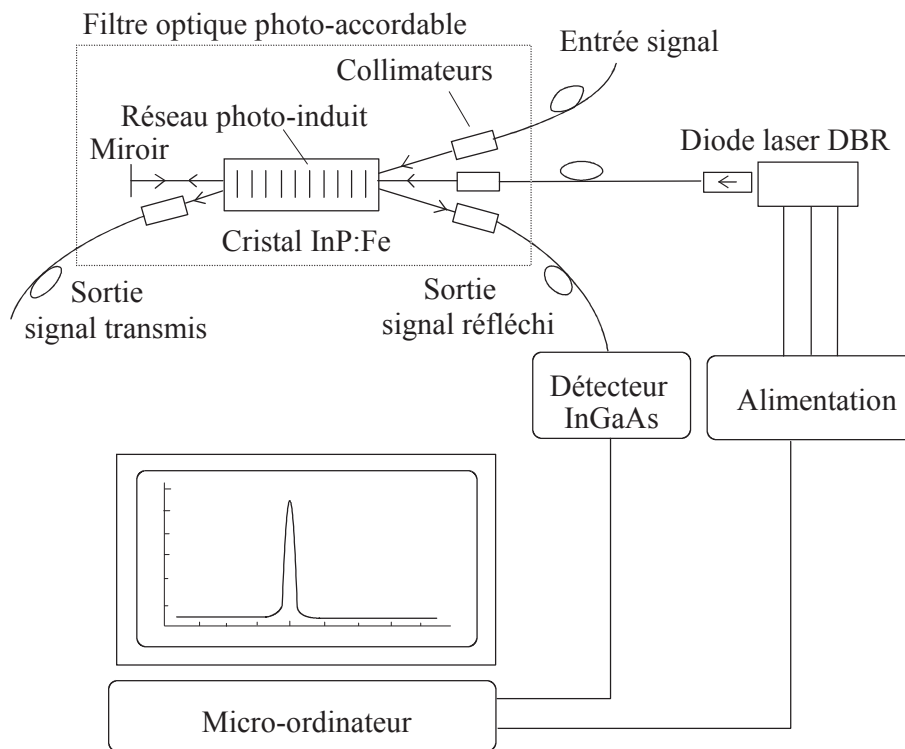


Figure VI-2 : Principe de l'analyseur de spectre utilisant un filtre photo-accordable et une diode laser DBR à 3 sections.

La résolution de cet appareil correspond à la bande passante du filtre soit 0,015 nm pour le filtre F2. Cette résolution est tout à fait comparable, voire meilleure, que celle de certains appareils existants. La puissance du signal d'entrée est déduite d'après le niveau mesuré par le détecteur et la réflectivité du filtre. La souplesse d'emploi de l'analyseur est liée au logiciel de contrôle qui doit être aussi convivial que possible. Nos premières expérimentations ont permis de démontrer les potentialités de cet appareil. Le laser le plus performant dont nous disposons est une diode laser DBR à 3 sections du C.N.E.T. de Bagneux [4]. Son accordabilité permet de couvrir une plage allant de 1547 nm à 1560 nm en contrôlant le courant de la zone phase et le courant de la zone de Bragg.

En regroupant les circuits électroniques, la diode laser et le filtre photo-accordable dans le même boîtier, nous obtenons un dispositif peu encombrant de dimensions 280 x 250 x 100 mm. La figure VI-3 représente le prototype associé à un micro-ordinateur portable.

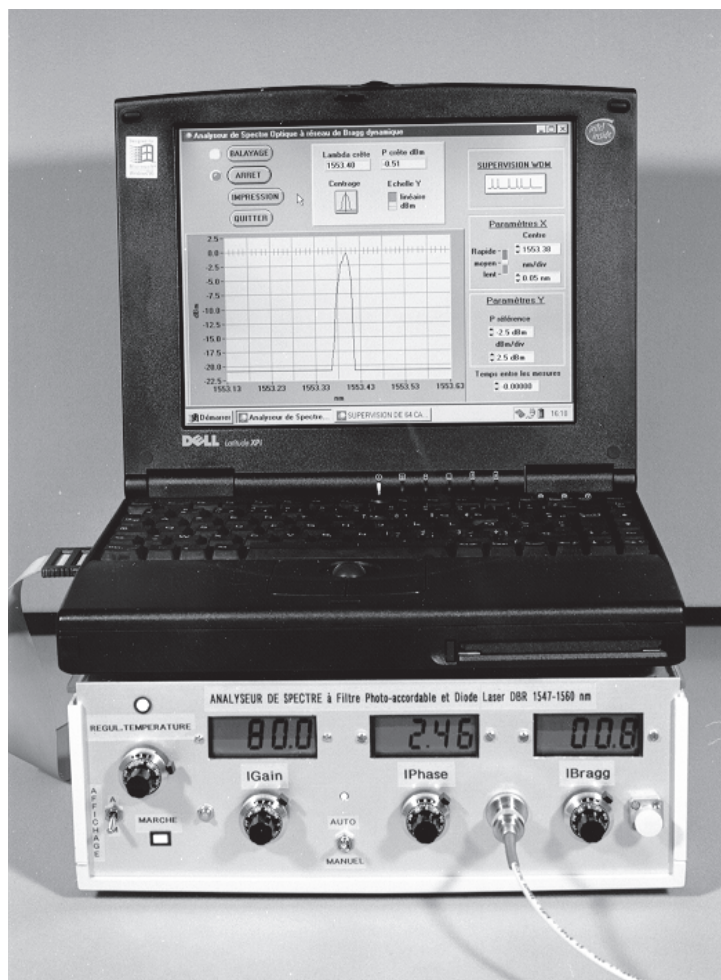


Figure VI-3: Prototype de l'analyseur de spectre 1547 - 1560 nm, résolution (à -3 dB) : 0,015 nm.

Les deux figures suivantes sont des impressions d'écran de l'analyseur pour deux configurations de mesure différentes. La première (figure VI-4) représente le spectre d'un multiplex constitué de 4 longueurs d'onde espacées d'environ 2 nm (250 GHz).

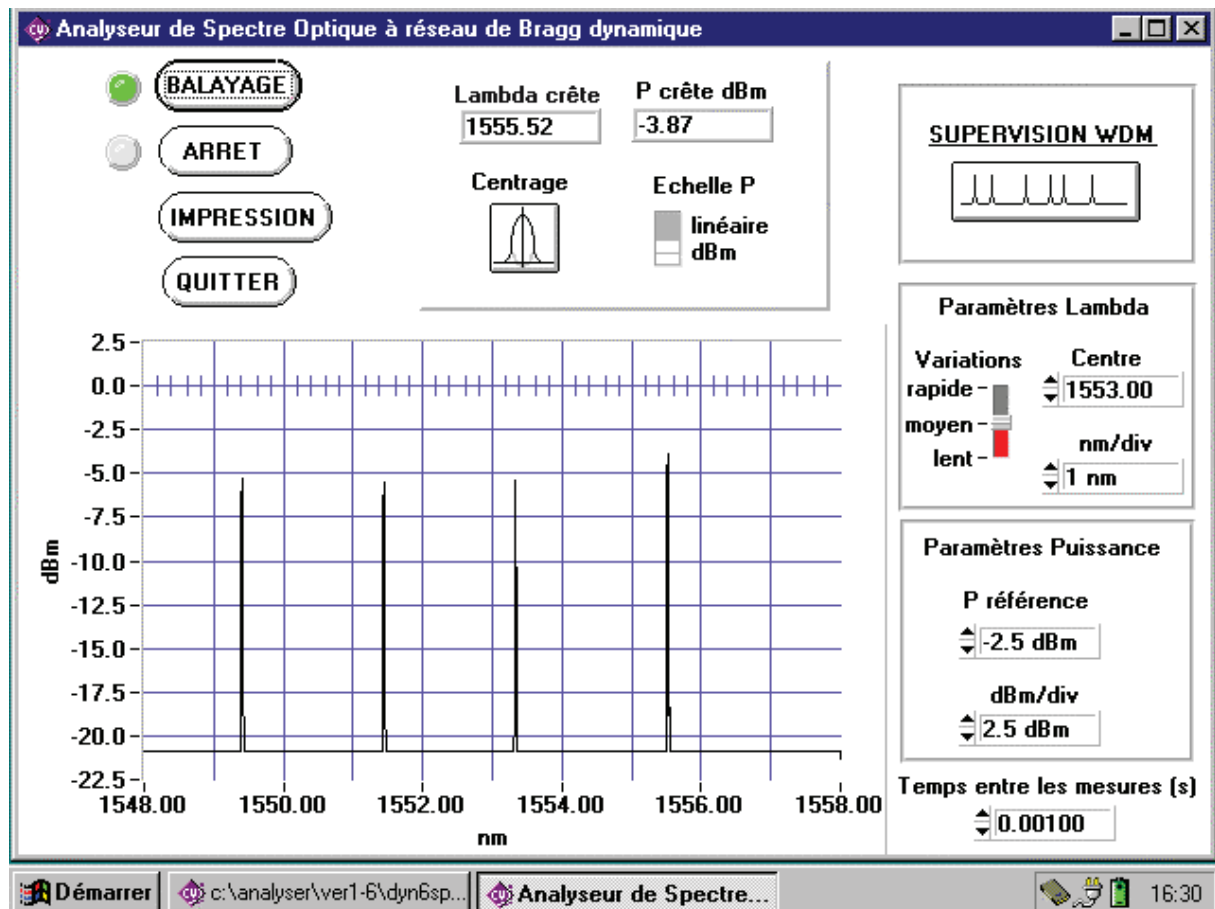


Figure VI-4 : Spectre d'un multiplex constitué de 4 longueurs d'onde espacées d'environ 2 nm (250 GHz).

Le temps nécessaire pour explorer la plage de 10 nm est de 6 s et dépend de la fréquence horloge du micro-processeur qui est ici de 75 MHz. En raison du temps de réponse du filtre, une temporisation d'une ms est effectuée entre chaque mesure. Cette temporisation vient s'ajouter au temps machine nécessaire à l'exécution de la routine (changement de longueur d'onde du laser et mesure du signal détecté). Si le filtre était un dispositif intégré sur un guide d'onde, ce temps de balayage serait considérablement réduit (cf. chapitre V).

Le second multiplex (figure VI-5) regroupe 3 longueurs d'onde sur seulement 0,2 nm, soit un espacement d'environ 0,1 nm (12,5 GHz).

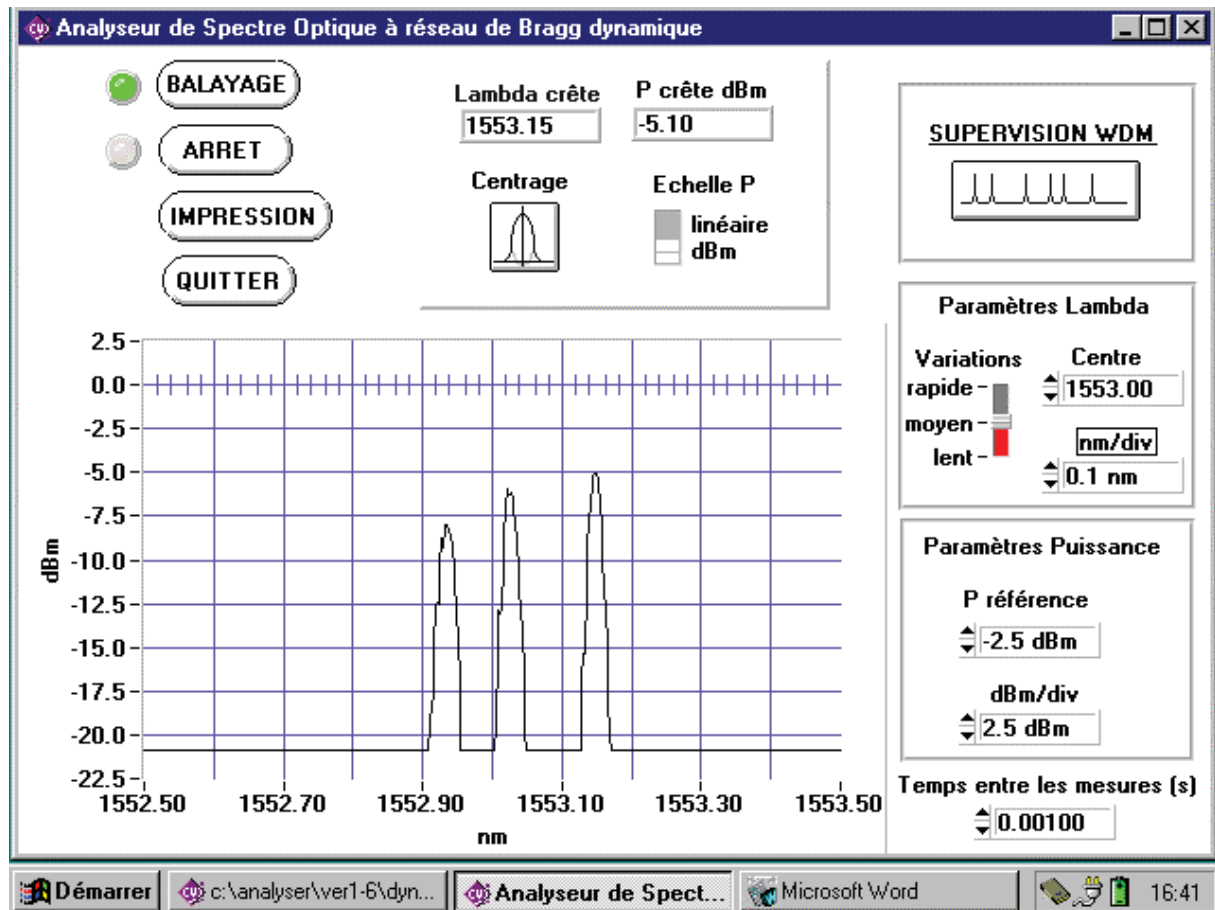


Figure VI-5 : Spectre d'un multiplex de 3 longueurs d'onde espacées d'environ 0,1 nm (12,5 GHz).

La résolution du filtre est ici primordiale et un appareil ayant une résolution à -3 dB de 0,1 nm ne permet pas de séparer les 3 signaux (analyseur à réseau de diffraction tournant du type ANDO 6310B par exemple). Si, à présent, on compare les analyseurs de spectre compacts et ne nécessitant aucun déplacement mécanique, notre appareil est, à notre connaissance, le plus performant en terme de résolution. En effet, l'analyseur mis au point par la société japonaise YOKOGAWA a une résolution de 0,3 nm [5]. Ce dernier est, à l'heure actuelle, le seul autre analyseur de spectre, sans déplacement mécanique, dédié au multiplexage en longueur d'onde pour les télécommunications.

Par contre, n'ayant pas encore développé de détection à gain variable, la sensibilité de notre dispositif s'arrête actuellement à -20 dBm alors qu'elle atteint -50 dBm pour le produit japonais. Celui-ci utilise une barrette de 256 photodiodes placées devant un réseau de diffraction fixe et la plage de longueur d'onde est de 25 nm (1540 - 1565 nm). Il sera disponible commercialement en 1997.

VI.2.2 Supervision de multiplex en longueur d'onde

La supervision de multiplex en longueur d'onde est une utilisation particulière de l'analyseur de spectre décrit précédemment. Le domaine des longueurs d'onde, en cours de normalisation, est segmenté de façon à définir des canaux de transmission sur une même fibre (cf. paragraphe I.4). Ces canaux sont associés à une longueur d'onde centrale et à une bande allouée.

Le rôle du superviseur est de s'assurer du bon fonctionnement du multiplex, il doit en particulier détecter les dérives de longueur d'onde éventuelles, un laser défectueux devant être identifié avant qu'il ne perturbe les autres canaux. Nous avons simulé une situation de supervision à l'aide d'un générateur qui peut émettre des longueurs d'onde suivant une séquence pseudo-aléatoire. Pour ce test, un seul canal parmi huit est actif à la fois, le superviseur renvoie le résultat de sa mesure au générateur qui peut ainsi comparer avec le signal émis (figure VI-6).

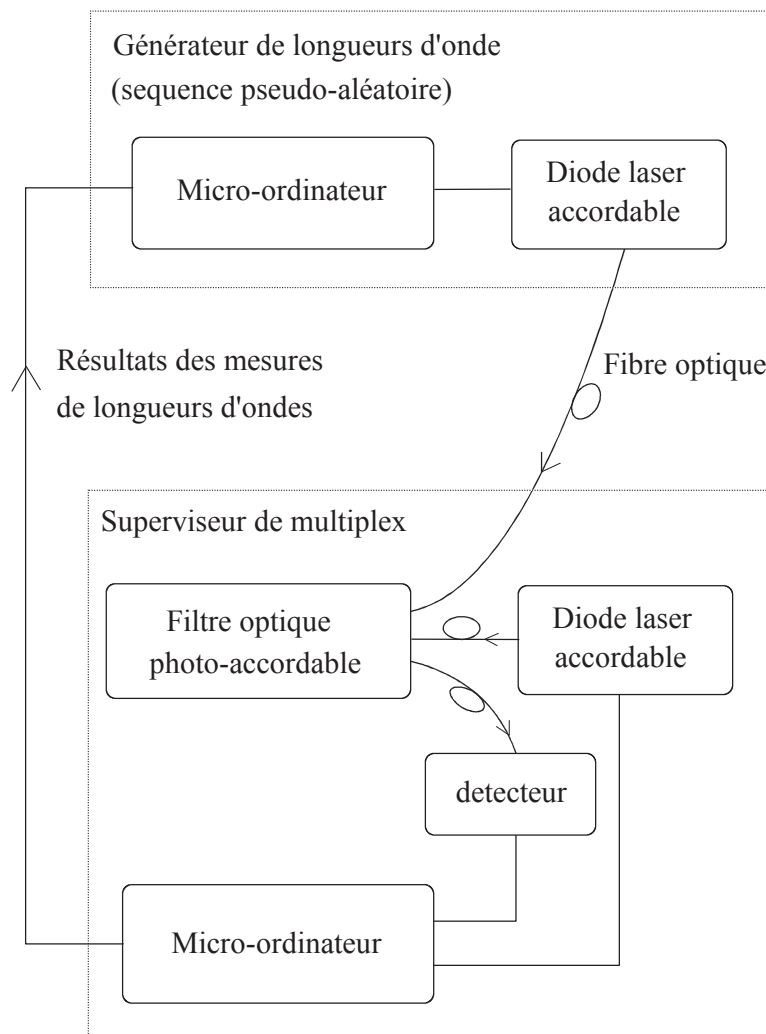


Figure VI-6: Banc de test du superviseur de multiplex en longueurs d'ondes

Plusieurs séries de 6000 mesures sur 24 heures (soit un test toutes les 15 s environ) ont permis de valider le dispositif de supervision dans des conditions extrêmes telles qu'un espacement entre canaux de seulement 0,2 nm (25 GHz). Lorsque la température du laser testé est correctement régulée, aucune erreur n'est détectée car les fluctuations de longueur d'onde restent inférieures à la largeur des canaux assignés.

Dans la fonction de supervision, les paramètres essentiels relatifs à chaque canal sont sa longueur d'onde et la puissance moyenne du signal correspondant. La figure VI-7 représente le mode "superviseur WDM" de l'analyseur décrit au paragraphe VI.2.1 avec un multiplex comprenant 4 longueurs d'onde (présentes simultanément). Puisqu'il est possible de contrôler 64 canaux espacés de 0,2 nm, le tableau donnant l'état du multiplex est dimensionné en conséquence.

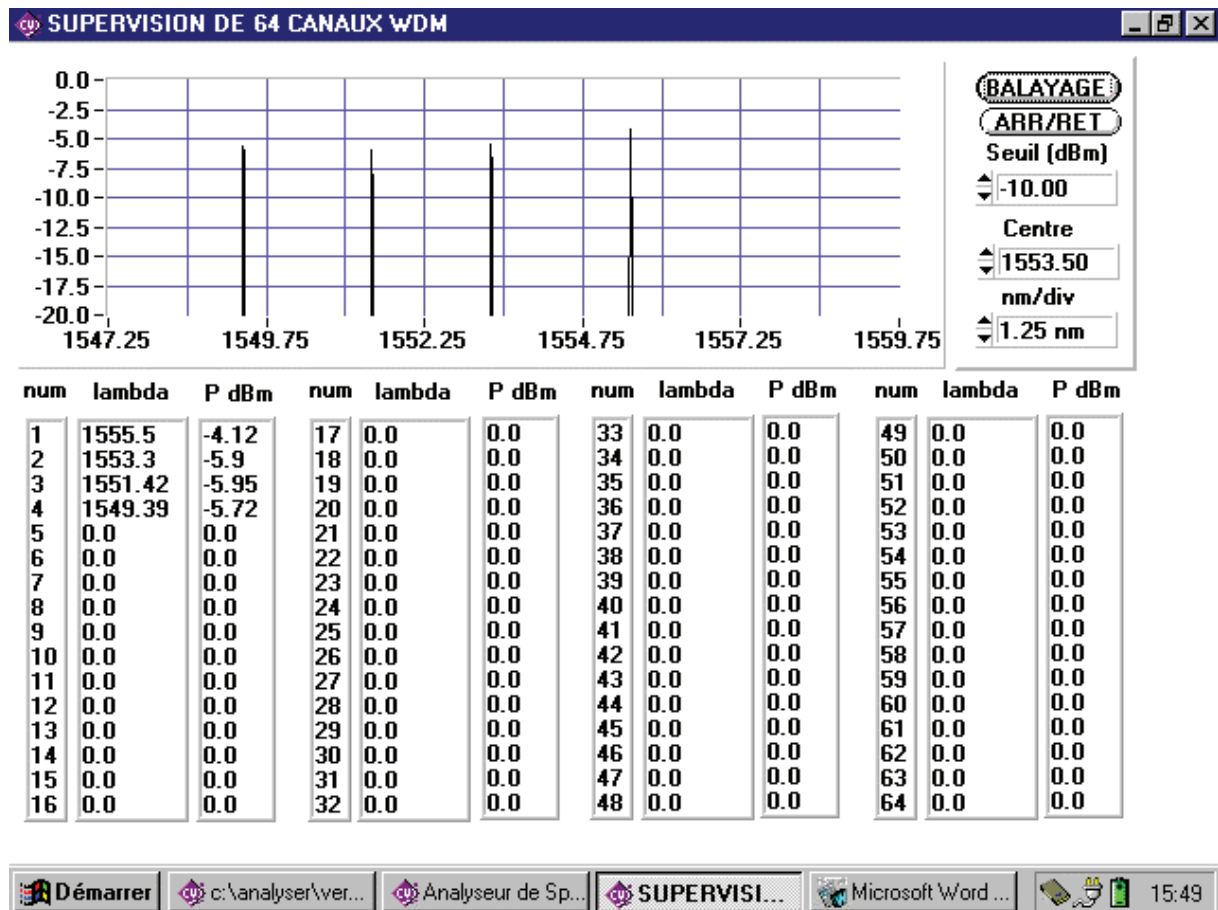


Figure VI-7 : Mode superviseur WDM de l'analyseur de spectre portable.

VI.2.3 Asservissement en longueur d'onde, d'une diode laser sur un laser de référence

La stabilisation en longueur d'onde des diodes laser fait l'objet de nombreux travaux [6]. En ce qui concerne les multiplex WDM, cet aspect est essentiel au bon fonctionnement des systèmes de transmission et dans un proche avenir, les performances des réseaux de télécommunications en dépendra car, pour augmenter les capacités, il faut réduire l'espacement entre les canaux (cf. paragraphe I.4)

Le rapport entre les deux longueurs d'ondes commande et signal est très proche de 1 à l'accord de Bragg d'après la relation (IV-1). Sachant que le domaine d'utilisation se situe autour de 1550 nm, la différence entre ces longueurs d'onde varie très peu comme le montre le tableau VI-1 pour lequel un angle θ de $2,92^\circ$ est choisi afin d'obtenir un intervalle de 0,2 nm (25 GHz). On peut ainsi écrire :

$$\Delta\lambda = \lambda_c - \lambda_s = \lambda_c \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta}{n} \right)^2} \right) \approx \frac{\sin^2 \theta}{2 n^2} \lambda_c \quad (\text{VI-1})$$

L'écart de fréquence est donné par $\Delta f \approx \frac{c \Delta\lambda}{\lambda^2}$ (VI-2) avec c la vitesse de la lumière dans le vide.

λ_c (nm)	1540	1550	1560
$\Delta\lambda$ (nm)	0,19885	0,20014	0,20143
Δf (GHz)	25,136	24,974	24,814

Tableau VI-1 : Espacement entre les longueurs d'onde et les fréquences des faisceaux commande et signal. L'angle θ du filtre est de $2,92^\circ$.

On constate ainsi que la variation de $\Delta\lambda$ est de 1,3 % sur une plage de 20 nm autour de 1550 nm. On peut donc vérifier l'écart de longueurs d'onde entre deux lasers en prélevant une partie des signaux émis. L'utilisation de coupleurs 80% / 20% de bonne qualité permet de limiter les pertes à environ 1 dB pour chaque laser. Une boucle d'asservissement peut être utilisée et l'action la plus simple consiste à ajuster la température du laser à asservir sachant que les variations typiques de longueur d'onde sont de l'ordre de 0,1 nm/°C (figure VI-8).

Nous avons vérifié manuellement que l'écart reste quasi-constant entre les longueurs d'onde. L'angle θ étant déterminé d'après l'écart $\Delta\lambda$ souhaité (cf. tableau IV-1), un multiplex optique peut être stabilisé à partir d'une référence en disposant des espaceurs en cascade. Nous

avons testé des angles allant jusqu'à 16° soit $\Delta\lambda \approx 6$ nm (la réflectivité du filtre est alors plus faible puisque le recouvrement des faisceaux est réduit dans ce cas).

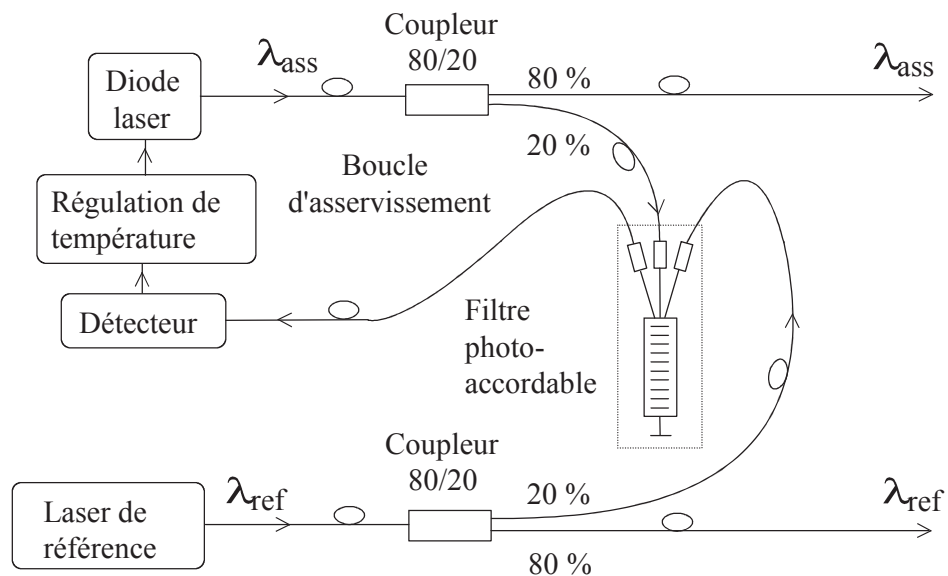


Figure VI-8 : Asservissement de la longueur d'onde λ_{ass} sur la longueur d'onde $\lambda_{ref} + \Delta\lambda$.

Si la réflectivité du filtre dépend de la température, l'écart de longueur d'onde reste quasi constant car l'indice de l'InP varie très peu avec celle-ci (de l'ordre de $10^{-4}/^\circ\text{C}$). Le dispositif électronique étant chargé d'assurer l'asservissement par détection du passage par un maximum de signal, le niveau de celui-ci n'est pas déterminant. La mise en cascade de plusieurs dispositifs doit permettre d'asservir un multiplex complet sur une seule référence.

Une autre application est la génération de signaux hyperfréquences par battement, en utilisant une photodiode appropriée, de deux lasers dont l'écart de longueur d'onde est stabilisé. Dans ce dernier cas les deux lasers peuvent être à base de semi-conducteurs puisque la référence absolue n'est pas nécessaire.

VI.2.4 Démodulation de signaux optiques modulés en fréquence

Bien que la modulation d'amplitude (A.S.K. : *Amplitude Shift Keying*) soit aujourd'hui la plus utilisée dans les systèmes de télécommunications optiques, des études sur la modulation de fréquence (F.S.K. : *Frequency Shift Keying*) ont montré son intérêt en terme de faible encombrement spectral. En effet, la modulation directe des diodes laser entraîne un élargissement spectral important qui nécessite des largeurs de canaux de l'ordre de 1 nm. La modulation de fréquence optique ne pose pas de problème majeur puisqu'il suffit de faire

varier le courant de la diode laser de quelques mA. Par contre, la démodulation est plus délicate puisqu'il faut discriminer des fréquences espacées de quelques GHz pour une porteuse autour de 193000 GHz. L'utilisation d'un filtre Fabry-Pérot permet d'obtenir ce résultat de façon satisfaisante à partir d'une commande en tension pour l'accord des cales piézo-électriques [7]. Notre filtre a également été testé comme démodulateur de fréquence (figure VI-9). Nous avons utilisé un récepteur de bande (100 KHz - 1,5 GHz) constitué d'un étage transimpédance de 500 Ω et d'un amplificateur ayant un gain de 50 dB. Les mesures ont été effectuées au C.N.E.T. de Lannion.

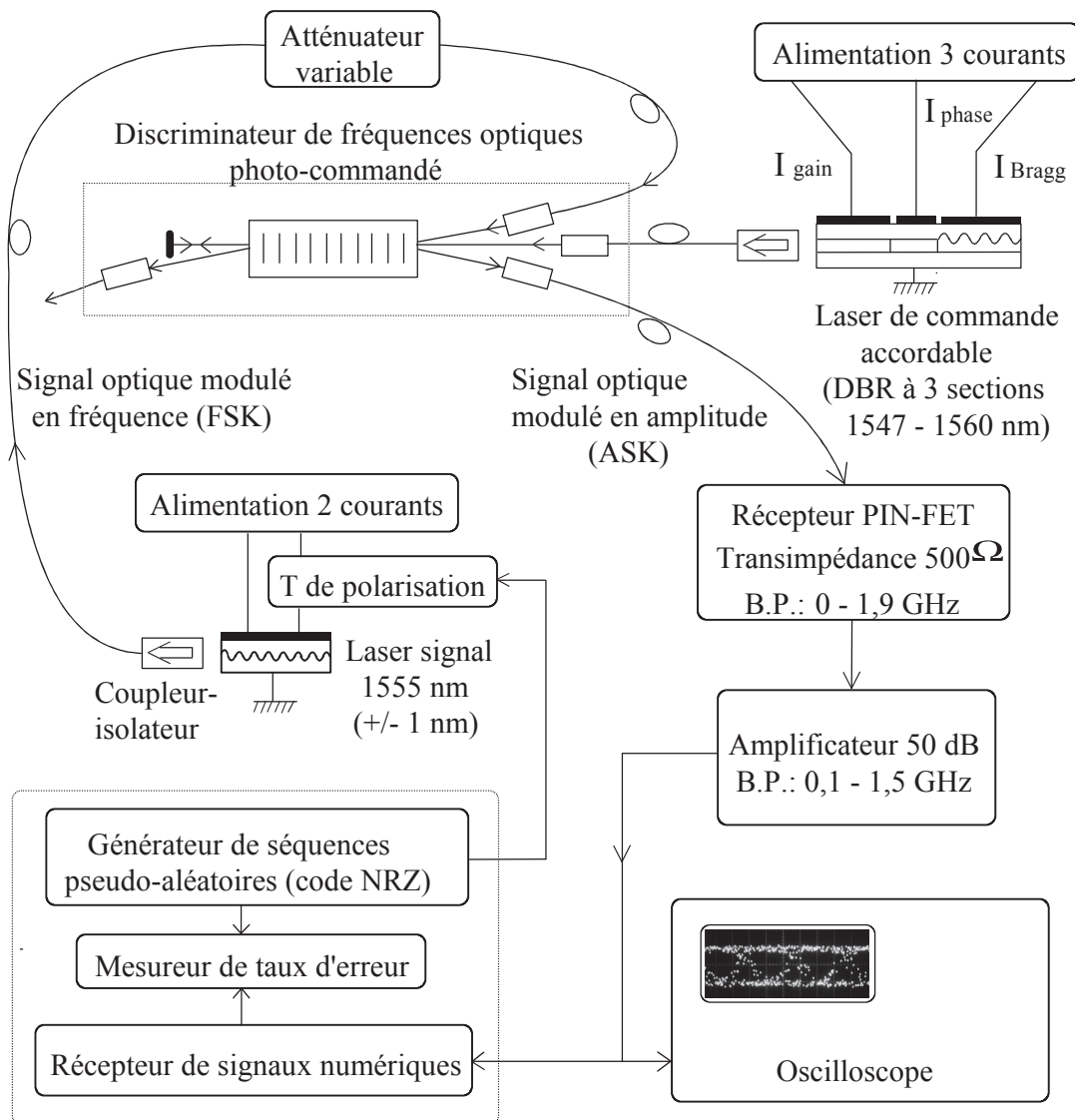


Figure VI-9 : Utilisation du filtre photo-accordable pour la discrimination de fréquence et mesure de taux d'erreur à partir d'une séquence numérique pseudo-aléatoire.

Un train numérique pseudo-aléatoire à 1,7 Gbit/s (code NRZ) a été démodulé comme le montre le diagramme de l'œil de la figure VI-10. Au-delà de ce débit, le filtre F2 est trop étroit (0,015 nm) pour assurer la fonction de discrimination de fréquence.

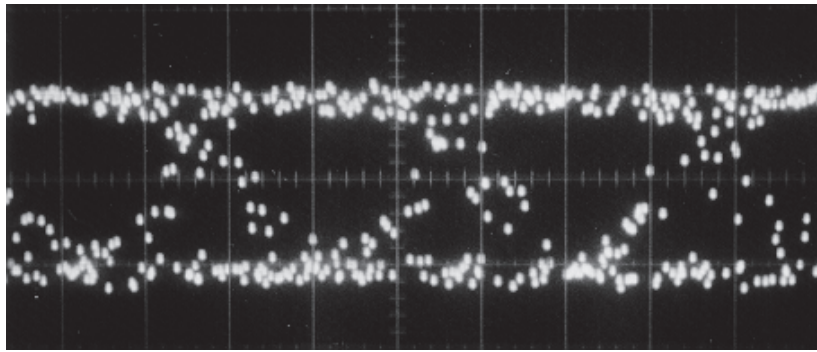


Figure VI-10 : Diagramme de l' œil d'un signal à 1,7 Gbit/s démodulé par le filtre photo-accordable utilisé comme discriminateur avec une puissance du signal de 0 dBm et un taux d'erreur nul. L'échelle de temps est de 200 ps/division.

Un signal stable a été obtenu mais le niveau d'entrée doit être très important ($-2,2$ dBm) pour obtenir un taux d'erreur de 10^{-9} . L'inconvénient majeur est donc la faible réflectivité qui n'est pas compatible avec les sensibilités requises, dans les budgets de liaison optique à haut débit, (environ -30 dBm pour un débit de 1,7 Gbit/s avec une photodiode de type PIN).

Conclusion du chapitre VI

Nous avons réalisé un nouveau type de filtre pour les systèmes utilisant le multiplexage en longueur d'onde avec une technologie d'assemblage maîtrisée pour le raccordement avec des fibres monomodes via des collimateurs commerciaux. Malgré sa faible réflectivité (quelques pour cent) et un temps de réponse de plusieurs millisecondes, il peut être employé pour l'analyse spectrale autour de la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$. La résolution à -3 dB est de $0,015$ nm ($1,9$ GHz) et la réjection atteint 25 dB. Ainsi, un utilisateur disposant d'une source optique accordable peut bénéficier d'une fonction d'analyse spectrale par simple adjonction d'un filtre photoréfractif. Lorsqu'un signal est détecté, il suffit d'appliquer la relation de Bragg (IV-1) pour connaître sa longueur d'onde. Le contrôle par micro-ordinateur permet, en outre, d'offrir des fonctions telles que la supervision de multiplex optiques.

L'asservissement d'un laser à semi-conducteur sur un laser de référence est possible à l'aide d'un filtre photoréfractif. Des études complémentaires et des tests de qualification dans le temps à l'aide d'appareils de mesures de précision (lambdamètre) seront nécessaires car notre étude s'est limitée à une démonstration de faisabilité.

Références du chapitre VI

- [1] Hervé D. et Coquillé R., "Dispositif pour la supervision en ligne de signaux optiques multiplexés en longueur d'onde", Brevet n° 95 11469, 1995.
- [2] Rigole P.-J., Nilsson S., Bäckbom L., Klinga T., Wallin J., Stalnacke B., Berglind E. and Stöltz B., "114 nm wavelength tuning range of a vertical grating assisted codirectional coupler laser with a super structure grating distributed Bragg reflector", *IEEE Photonics Technology Letters*, **7** (7), p. 697-699, 1995.
- [3] Hervé D., Mainguet B., Pinel S., Coquillé R., Poudoulec A. and Delorme F., "Narrow-band WDM spectrum analyser without mechanical tuning", *Electronics Letters*, **32** (9), p.838-839, 1996.
- [4] F. Delorme, S. Slempek, G. Alibert, B. Rose and J. Brandon, "Butt-jointed DBR laser with 15nm tunability grown in three MOVPE steps", *Electronics Letters*, **31** (15), p. 1244-1245, 1995
- [5] Documentation technique "Optical spectrum analyser for WDM communications systems", Yokogawa Electric Corporation, 2-9-32 Nakacho, Musashino-shi, Tokyo, 180 - Japan.
- [6] Verdiell J.-M., Rajbenbach H. and Huignard J.-P., "Injection-locking of gain-guided diode laser arrays: influence of the master beam shape", *Applied Optics*, **31** (12), p. 1992-1997, 1992.
- [7] Kaminov I.P., "FSK with direct detection in optical multiple-access FDM networks", *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, **8** (6), p. 1005-1014, 1990.

Conclusion générale

Cette étude a permis de démontrer la faisabilité d'un filtre à miroir de Bragg dynamique dans le phosphore d'indium dopé au fer à la longueur d'onde 1,55 μm . Nous avons étudié le comportement photoréfractif de ce matériau dans une configuration de mélange à deux ondes contra-directionnelles et nous avons identifié les meilleurs cristaux pour notre application. Des gains photoréfractifs supérieurs à 0,5 cm^{-1} ont été mesurés à température ambiante et sans champ électrique externe appliqué. Si un fort dopage fer du cristal est nécessaire, le co-dopage avec un élément donneur n'apporte pas l'augmentation du gain photoréfractif prévue par le modèle théorique, cet aspect demanderait des travaux complémentaires.

Après avoir réalisé un premier montage en espace libre, nous avons conçu un prototype portable à accès par fibres optiques monomodes utilisant des collimateurs commerciaux. Une réflectivité intrinsèque supérieure à 5 % a été obtenue au niveau du cristal et un coefficient global de 2 % a été relevé fibre à fibre pour un fonctionnement à température ambiante. D'autres matériaux photoréfractifs pourraient éventuellement être utilisés pour améliorer la réflectivité mais la compatibilité pour l'intégration avec d'autres composants sur InP serait alors perdue. La réjection de ce filtre atteint 25 dB en raison du réseau de Bragg non-uniforme présent dans le cristal. Cette amélioration de 12 dB par rapport à un réseau à coefficient de couplage uniforme provient à la fois de l'angle du signal incident, de la longueur du cristal et de la largeur des faisceaux. Enfin, contrairement à la plupart des applications photoréfractives sur InP:Fe, la sensibilité à la polarisation reste inférieure à 0,5 dB en prenant certaines précautions. Ce résultat est dû à la configuration électro-optique utilisée dans le cas des ondes contra-directionnelles.

La transposition du filtre à l'optique guidée a également été démontrée mais malgré des résultats encourageants pour le temps de réponse, la conclusion est plus nuancée car les contraintes liées à l'optique guidée sont multiples. On peut citer en particulier la sensibilité à la polarisation du filtre due à la différence des indices effectifs des modes de propagation. A cette difficulté, il faut aussi ajouter les problèmes de l'injection qu'il faudra résoudre avant d'envisager une éventuelle intégration du dispositif. Cependant, s'agissant de la première application sur un guide photoréfractif monomode, on peut considérer qu'une première étape a été franchie.

Nous avons procédé à la mise en boîtier du filtre utilisant un cristal massif d'InP:Fe, en collant les collimateurs sur un support en matière plastique chargée de verre (ryton 4). En

raison des problèmes de tenue en température de ce matériau, il a été remplacé par un support en Invar et les pertes liées à la température n'exèdent alors pas 2 dB sur une plage de 20°C.

Plusieurs applications utilisant le filtre précédent ont ensuite été démontrées. Ainsi, un analyseur de spectre photo-commandé par une diode laser DBR a été développé. Avec un balayage de 13 nm sans déplacement mécanique, il constitue un nouveau type de superviseur de multiplex en longueur d'onde autour de 1,55 μm . Les diodes lasers accordables étant de plus en plus performantes, ce type d'analyseur à encombrement réduit pourrait couvrir à terme une plage de plusieurs dizaines de nm. Un dispositif de contrôle d'espacement de longueurs d'onde a également été étudié. Il peut notamment être utilisé pour asservir une diode laser sur un laser de référence avec un écart de longueur d'onde constant entre ces deux sources.

ANNEXES

ANNEXE 1

Théorie des ondes couplées

1. Incidence de Bragg

Soit une onde plane progressant dans un milieu à variations périodiques d'indice de pas Λ , le vecteur d'onde de cette onde formant un angle θ avec le vecteur d'onde du réseau d'indice. Si des réflexions élémentaires se font, elles voyagent symétriquement par rapport à ce même vecteur d'onde (figure A1-1). Les différentes ondelettes ne se retrouvent en phase que si le trajet $2 \Lambda \cos \theta$ est égal à un nombre entier m de longueurs d'onde dans le matériau ($\frac{\lambda}{n}$). Un signal est donc réfléchi si sa longueur d'onde est telle que :

$$\lambda = \frac{2 n \Lambda \cos \theta}{m} \quad (\text{A1-1})$$

Cette relation est appelée condition de Bragg. On supposera par la suite que cette condition est remplie ou presque remplie et avec $m = 1$.

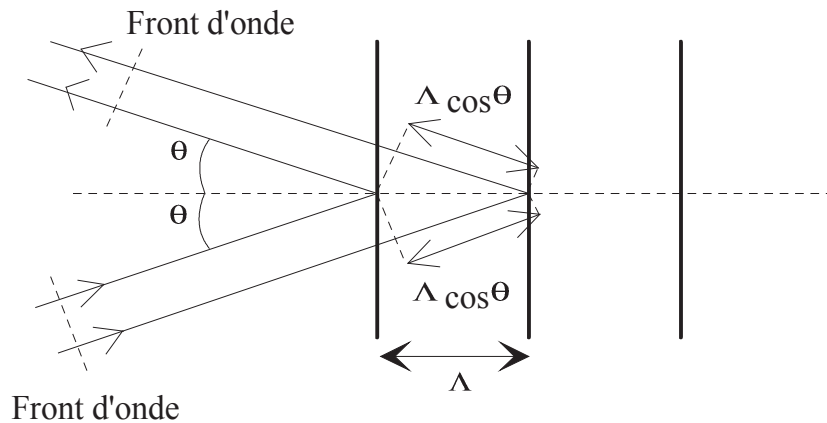


Figure A1-1 : Représentation géométrique de la condition de Bragg.

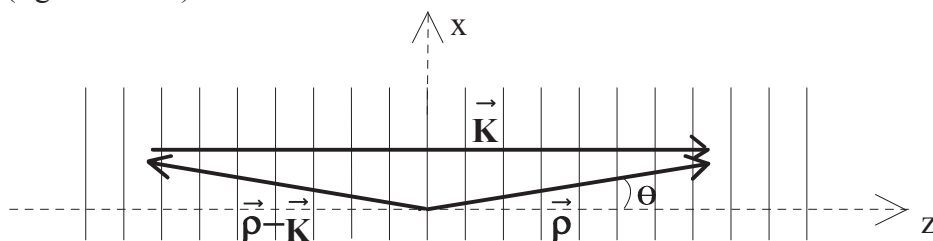
2. Représentation des vecteurs d'onde

L'approche ci-dessus permet d'annoncer certaines relations entre la longueur d'onde des faisceaux lumineux et le pas du réseau mais cela est insuffisant pour quantifier les échanges d'énergie entre les ondes couplées. Une approche électromagnétique va nous permettre de le

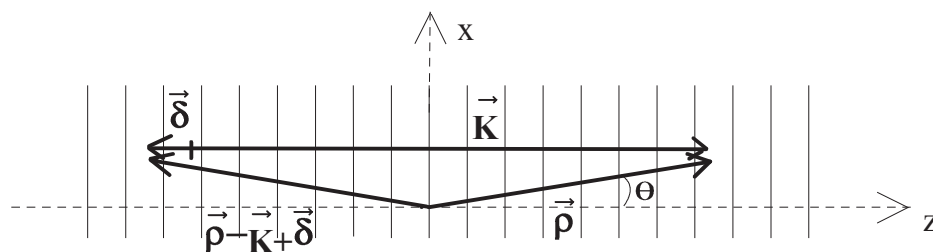
faire. Mais auparavant revenons sur les relations entre vecteurs d'onde dans le milieu périodique qui nous intéresse. Rappelons que le vecteur d'onde d'une onde plane monochromatique s'écrit $\vec{k} = \frac{2\pi n}{\lambda} \vec{u}_p$ où λ est la longueur d'onde dans le vide, n l'indice du milieu et \vec{u}_p le vecteur unitaire dans la direction de propagation. De la même façon, on peut définir le vecteur d'onde \vec{K} d'un réseau par $\vec{K} = \frac{2\pi}{\Lambda} \vec{u}_r$ où \vec{u}_r est le vecteur unitaire orienté perpendiculairement aux plans d'indice.

Dans l'hypothèse d'un accord de phase entre une onde lumineuse et un réseau d'indice de réfraction (cas (a) de la figure A1-2), les interférences produites par les ondes représentées par leurs vecteurs d'onde $\vec{\rho}$ (onde incidente) et $\vec{\rho} - \vec{K}$ (onde réfléchie) sont telles que le pas de ces interférences est identique à celui du réseau. On peut alors écrire $\Lambda = \frac{\lambda}{2n \cos \theta}$ et on retrouve la relation de Bragg (A1-1). Ceci permet de relier les vecteurs d'onde par la relation $\rho_z = \frac{K}{2} = \rho \cos \theta$ où ρ_z est la projection de $\vec{\rho}$ sur l'axe Oz portant le vecteur \vec{K} .

La représentation géométrique des vecteurs d'onde permet de visualiser le cas d'une légère désynchronisation entre ondes et réseau par rapport à l'accord de Bragg en ajoutant le vecteur $\vec{\delta}$ (figure A1-2b).



(a) accord de Bragg



(b) Quasi-accord de Bragg

Figure A1-2: Représentation des vecteurs d'onde.

Le vecteur d'onde du réseau est $\vec{K} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ K \end{pmatrix}$ et le vecteur désynchronisation : $\vec{\delta} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \delta \end{pmatrix}$

La propagation a lieu dans le plan d'incidence xOz.

Vecteur position : $\vec{X} \begin{pmatrix} x \\ 0 \\ z \end{pmatrix}$; Vecteur d'onde de l'onde incidente : $\vec{\rho} \begin{pmatrix} \rho_x \\ 0 \\ \rho_z \end{pmatrix}$

On suppose que la variation d'indice est sinusoïdale de période Λ et suivant z seulement :

$$n(z) = n_m + n_1 \cos \vec{K} \vec{X} = n_m + n_1 \cos \frac{2\pi}{\Lambda} z \quad (\text{A1-2})$$

avec n_m : indice moyen et n_1 : amplitude de la modulation d'indice.

3. Equation de propagation et expression des champs

Le champ électromagnétique est la somme des champs des 2 ondes planes couplées de vecteurs d'onde $\vec{\rho}$ et $\vec{\rho} - \vec{K}$. Ce champ total s'écrit, en supposant que les pertes sont négligeables :

$$\vec{E} = [\vec{A}(z) e^{-j\vec{\rho}\vec{X}} + \vec{B}(z) e^{-j(\vec{\rho}-\vec{K})\vec{X}}] e^{j\omega t} \quad (\text{A1-3})$$

On suppose que les vecteurs \vec{A} et \vec{B} sont parallèles à l'axe Oy (polarisation des ondes perpendiculaire au plan d'incidence xOz) et que la perturbation n'affecte pas les vecteurs d'onde mais seulement les amplitudes des ondes. Le champ électromagnétique, se propageant dans un milieu faiblement perturbé, satisfait à l'équation de propagation :

$$\Delta \vec{E} - \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_r(z) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = 0 \quad (\text{A1-4})$$

Le problème étant invariant suivant Oy, l'équation de propagation s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} + k^2 \vec{E} = 0 \quad (\text{A1-5})$$

$$\text{avec } k^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_r(z) = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(z) = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 n^2(z) = k_0^2 n^2(z) \quad (\text{A1-6})$$

$$n^2(z) = (n_m + n_1 \cos \vec{K} \vec{X})^2 \approx n_m^2 + 2 n_m n_1 \cos \vec{K} \vec{X} \quad (\text{A1-7})$$

(on peut négliger le terme $n_1^2 \cos^2 \vec{K} \vec{X}$ car n_1 est typiquement inférieur à 10^{-2})

$$\text{d'où } k^2 = k_0^2 n^2(z) \approx k_0^2 n_m^2 + k_0^2 n_m n_1 (e^{j\bar{K}\bar{X}} + e^{-j\bar{K}\bar{X}}) \quad (\text{A1-8})$$

l'équation de propagation (A1-5) devient :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k_0^2 n_m^2 E + k_0^2 n_m n_1 (e^{j\bar{K}\bar{X}} + e^{-j\bar{K}\bar{X}}) E = 0 \quad (\text{A1-9})$$

Il faut à présent utiliser la relation (A1-3) dans l'équation (A1-9). Au cours du développement, on utilisera les résultats suivants :

$$\rho_z = \rho \cos\theta = k_0 n_m \cos\theta \quad (\text{A1-10})$$

$$\bar{\rho} \bar{X} = \rho_x x + \rho_z z \quad \text{et} \quad \rho_x^2 + \rho_z^2 = k_0^2 n_m^2 \quad (\text{A1-11})$$

$$(\bar{\rho} - \bar{K} + \bar{\delta}) \bar{X} = \rho_x x + (\rho_z - K + \delta) z \quad \text{et} \quad \rho_x^2 + (\rho_z - K + \delta)^2 = k_0^2 n_m^2 \quad (\text{A1-12})$$

$$\text{Identiquement on a } -K + \delta = -2 \rho_z \quad (\text{A1-13})$$

On peut exprimer δ en fonction de l'écart par rapport à la longueur d'onde de Bragg $\lambda_B = 2 \Lambda n_m \cos\theta$ (A1-14) :

$$\delta = K - 2 \rho_z = K - 2 k_0 n_m \cos\theta = 2 \pi \left(\frac{1}{\Lambda} - \frac{2 n_m \cos\theta}{\lambda} \right) \quad (\text{A1-15})$$

$$\text{soit } \delta = 4 \pi n_m \cos\theta \left(\frac{1}{\lambda_B} - \frac{1}{\lambda} \right) = \frac{4 \pi n_m \cos\theta}{c} (f_B - f) \quad (\text{A1-16})$$

$$\text{ou encore } \delta = 4 \pi n_m \cos\theta \left(\frac{\lambda - \lambda_B}{\lambda \lambda_B} \right) \approx 4 \pi n_m \cos\theta \left(\frac{\lambda - \lambda_B}{\lambda^2} \right) \quad (\text{A1-17})$$

(A1-3) et (A1-9) donnent :

$$\begin{aligned} & -\rho_x^2 A(z) e^{-j\bar{\rho}\bar{X}} - \rho_x^2 B(z) e^{-j(\bar{\rho}-\bar{K}+\bar{\delta})\bar{X}} + A''(z) e^{-j\bar{\rho}\bar{X}} - \rho_z^2 A(z) e^{-j\bar{\rho}\bar{X}} - 2j\rho_z A'(z) e^{-j\bar{\rho}\bar{X}} \\ & + B''(z) e^{-j(\bar{\rho}-\bar{K}+\bar{\delta})\bar{X}} - (\rho_z - K + \delta)^2 B(z) e^{-j(\bar{\rho}-\bar{K}+\bar{\delta})\bar{X}} - 2j(\rho_z - K + \delta)^2 B'(z) e^{-j(\bar{\rho}-\bar{K}+\bar{\delta})\bar{X}} \\ & + k_0^2 n_m^2 (A(z) e^{j\bar{\rho}\bar{X}} + B(z) e^{j(\bar{\rho}-\bar{K}+\bar{\delta})\bar{X}}) \\ & + k_0^2 n_m n_1 (A(z) e^{j\bar{\delta}\bar{X}} e^{-j(\bar{\rho}-\bar{K}+\bar{\delta})\bar{X}} + A(z) e^{j(\bar{\rho}+\bar{K})\bar{X}} + B(z) e^{j(\bar{\rho}-2\bar{K}+\bar{\delta})\bar{X}} + B(z) e^{j\bar{\delta}\bar{X}} e^{-j\bar{\rho}\bar{X}}) = 0 \end{aligned} \quad (\text{A1-18})$$

$A(z)$ et $B(z)$ représentent les amplitudes des ondes couplées suivant z . Les termes en $e^{-j(\bar{\rho}+\bar{\kappa})\bar{x}}$ et en $e^{-j(\bar{\rho}-2\bar{\kappa}+\bar{\delta})\bar{x}}$ représentent des ordres supérieurs de diffraction que l'on négligera. Sachant que la perturbation est faible, le couplage s'effectue lentement selon z , on peut alors considérer que les dérivées secondes sont également négligeables.

Pour que l'égalité soit toujours vérifiée, il faut que les 2 termes exponentiels $e^{-j\bar{\rho}\bar{x}}$ et $e^{-j(\bar{\rho}-\bar{\kappa}+\bar{\delta})\bar{x}}$ soient nuls simultanément. En prenant en compte (A1-10) à (A1-13), on obtient les deux équations différentielles couplées suivantes :

$$A'(z) = -j \kappa e^{j\delta z} B(z) \quad (\text{A1-19})$$

$$B'(z) = j \kappa e^{j\delta z} A(z) \quad (\text{A1-20})$$

$$\text{avec } \kappa = \frac{k_0 n_1}{2 \cos \theta} = \frac{\pi n_1}{\lambda \cos \theta} \quad (\text{A1-21})$$

κ est appelé coefficient de couplage et s'exprime généralement en cm^{-1} .

Dans le cas des ondes contra-directionnelles, on a $\theta = 0$ et par conséquent $\kappa = \frac{\pi n_1}{\lambda}$.

4. Solutions des équations différentielles couplées

Pour résoudre les équations (A1-19) et (A1-20), il suffit de passer le terme exponentiel à gauche de l'expression (A1-19) puis de dériver par rapport à z . On tient compte de (A1-20) pour obtenir une équation différentielle du second ordre qui permet d'éliminer $B(z)$ et donc de déterminer $A(z)$.

$$A''(z) + j \delta A'(z) - \kappa^2 A(z) = 0 \quad (\text{A1-22})$$

La solution est du type $A(z) = e^{-j\frac{\delta}{2}z} (C_1 e^{sz} + C_2 e^{-sz})$ (A1-23) avec $s^2 = \kappa^2 - \left(\frac{\delta}{2}\right)^2$ (A1-24)

On utilise ce résultat dans (A1-19) pour obtenir $B(z)$.

$$B(z) = \frac{e^{j\frac{\delta}{2}z}}{\kappa} \left(\left(\frac{\delta}{2} + js \right) C_1 e^{sz} + \left(\frac{\delta}{2} - js \right) C_2 e^{-sz} \right) \quad (\text{A1-25})$$

Les constantes sont données par les conditions aux limites. En général l'onde réfléchie est nulle à l'extrémité de la structure périodique de longueur L et augmente jusqu'à $z = 0$, on a donc $B(L) = 0$.

Les solutions sont finalement :

$$A(z) = A(0) e^{-j\frac{\delta}{2}z} \frac{s \operatorname{ch} s(L-z) - j \frac{\delta}{2} \operatorname{sh} s(L-z)}{s \operatorname{ch} sL - j \frac{\delta}{2} \operatorname{sh} sL} \quad (\text{A1-26})$$

$$B(z) = A(0) e^{j\frac{\delta}{2}z} \frac{-j \kappa \operatorname{sh} s(L-z)}{s \operatorname{ch} sL - j \frac{\delta}{2} \operatorname{sh} sL} \quad (\text{A1-27})$$

Le coefficient de réflexion en amplitude est $r = \frac{B(0)}{A(0)} = \frac{-j \kappa \operatorname{sh} sL}{s \operatorname{ch} sL - j \frac{\delta}{2} \operatorname{sh} sL}$ (A1-28)

Le coefficient de réflexion en puissance est $R = |r|^2 = \frac{\kappa^2 \operatorname{sh}^2 sL}{s^2 \operatorname{ch}^2 sL + \left(\frac{\delta}{2}\right)^2 \operatorname{sh}^2 sL}$ (A1-29)

Pour κ et L donnés, R est maximal à l'accord de Bragg ($\delta = 0$ et donc $s = \kappa$).

On a alors $R_{\max} = \operatorname{th}^2 \kappa L$ (A1-30)

On remarque sur la figure A1-5 que le coefficient de réflexion dépasse 90% pour $\kappa L = 2$.

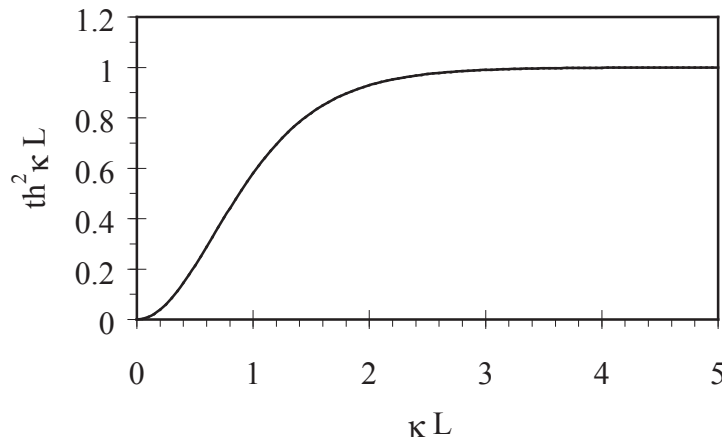


Figure A1-5 : Réflectivité maximale d'un réflecteur de Bragg en fonction du produit κL .

5. Représentation des ondes incidente et réfléchie

Les expressions des puissances des ondes étant particulièrement simples à l'accord de Bragg, ce cas est retenu pour l'illustration du phénomène de couplage d'ondes contra-propagatives. On a ainsi $\delta = 0$ et donc $s = \kappa$, d'où

$$|A(z)|^2 = |A(0)|^2 \frac{\text{ch}^2 \kappa(L-z)}{\text{ch}^2 \kappa L} \quad (\text{A1-31}) \quad \text{et} \quad |B(z)|^2 = |A(0)|^2 \frac{\text{sh}^2 \kappa(L-z)}{\text{ch}^2 \kappa L} \quad (\text{A1-32})$$

On constate que $|A(z)|^2 - |B(z)|^2 = \frac{|A(0)|^2}{\text{ch}^2 \kappa L} = \text{constante}$ (A1-33)

L'écart est donc constant entre les puissances des ondes suivant z .

On a aussi $|A(L)|^2 + |B(0)|^2 = |A(0)|^2$ (A1-34), ce qui représente la conservation de l'énergie.

La figure A1-6 donne un exemple de couplage sur $L = 10$ mm lorsque $\kappa = 2 \text{ cm}^{-1}$ soit $\kappa L = 2$, et avec la puissance de l'onde incidente A normalisée.

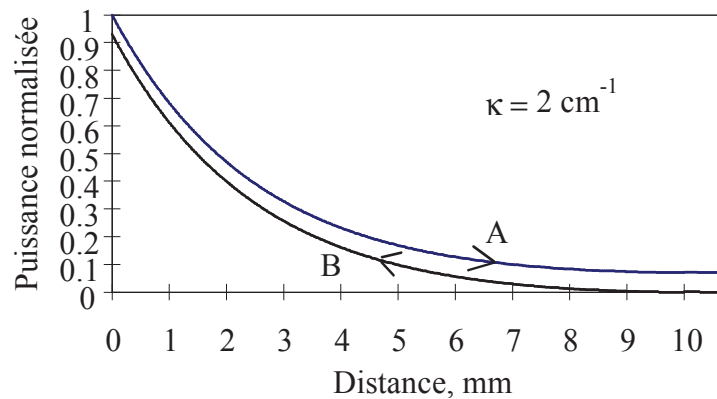


Figure A1-6 : Puissances normalisées des ondes incidente et réfléchie à l'accord de Bragg ($\delta = 0$) pour $L = 10$ mm et $\kappa = 2 \text{ cm}^{-1}$.

L'onde A a une puissance unité en $z = 0$ et décroît suivant $z > 0$ car elle cède de l'énergie à l'onde B qui se propage dans l'autre direction. L'onde B prend naissance en $z = L$ et parvient en $z = 0$ avec plus de 90 % de la puissance de A pour l'exemple choisi. On constate que l'écart entre les puissances est constant sur toute la longueur conformément à (A1-33).

Référence de l'Annexe 1

Kogelnik H., "Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings", The Bell System Technical Journal, **48** (9), p. 2909-2947, 1969.

ANNEXE 2

Modèle du mécanisme de résonance de l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe

Le modèle de la référence [1] utilise les équations habituelles de transport et d'équilibre des charges du semi-conducteur. Ainsi, un système de sept équations couplées régit le comportement du matériau. Le problème est étudié suivant la dimension perpendiculaire aux franges d'interférences (axe Oz). De plus, on suppose qu'il n'existe qu'un seul centre profond.

Ces équations s'écrivent :

$$\text{Equation de Poisson :} \quad \frac{dE}{dz} = \frac{e}{\epsilon} (N_D - N_A + p - n - n_T) \quad (\text{A2-4})$$

$$\text{Densité de courant d'électrons :} \quad J_n = n e \mu_n E + \mu_n k_B T \frac{dn}{dz} \quad (\text{A2-5})$$

$$\text{Densité de courant de trous :} \quad J_p = p e \mu_p E - \mu_p k_B T \frac{dp}{dz} \quad (\text{A2-6})$$

$$\text{Conservation des électrons :} \quad \frac{dn}{dt} = (\sigma_n^0 I + e_n^{\text{th}})n_T - c_n n p_T + \frac{1}{e} \frac{dJ_n}{dz} \quad (\text{A2-7})$$

$$\text{Conservation des trous :} \quad \frac{dp}{dt} = (\sigma_p^0 I + e_p^{\text{th}})p_T - c_p p n_T - \frac{1}{e} \frac{dJ_p}{dz} \quad (\text{A2-8})$$

Ionisation du

$$\text{centre profond :} \quad \frac{dn_T}{dt} = -(\sigma_n^0 I + e_n^{\text{th}})n_T + c_n n p_T + (\sigma_p^0 I + e_p^{\text{th}})p_T - c_p p n_T \quad (\text{A2-9})$$

$$\text{Concentration des pièges ionisés et non ionisés :} \quad n_T + p_T = N_T \quad (\text{A2-10})$$

Les sept inconnues sont $n(z,t)$, $p(z,t)$, $p_T(z,t)$, $n_T(z,t)$, $J_n(z,t)$, $J_p(z,t)$ et $E(z,t)$. Cette dernière inconnue permet de déterminer le champ de charge d'espace.

En absence d'excitation photonique, les concentrations sont notées n_{T0} et p_{T0} et (III-10) devient :

$$n_{T0} + p_{T0} = N_T \quad (\text{A2-11}).$$

Les symboles utilisés sont ceux de la référence [1], ils sont rappelés ci-dessous:

N_T : Concentration totale de pièges dus au centre profond fer
 n_T : Concentration de pièges ionisés en présence d'excitation photonique
 p_T : Concentration de pièges non ionisés en présence d'excitation photonique
 n_{T0} : Concentration de pièges ionisés en absence d'excitation photonique
 p_{T0} : Concentration de pièges non ionisés en absence d'excitation photonique
 n : Concentration des électrons libres
 p : Concentration des trous
 N_D : Concentration des donneurs
 N_A : Concentration des accepteurs
 σ_n^0 : Section efficace de photo-ionisation des électrons
 σ_p^0 : Section efficace de photo-ionisation des trous
 e_n^{th} : Taux de génération thermique des électrons
 e_p^{th} : Taux de génération thermique des trous
 c_n : Taux de recombinaison des électrons
 c_p : Taux de recombinaison des trous
 μ_n : Mobilité des électrons
 μ_p : Mobilité des trous
 ε : Permittivité
 k_B : Constante de Boltzman
 T : Température
 I : Intensité optique
 E : Champ électrique
 e : Charge de l'électron

L'effet photoréfractif mettant en jeu les deux types de porteurs peut être illustré par les diagrammes de niveau d'énergie du cristal. N_D et N_A sont les concentrations des dopants résiduels situés respectivement près des bandes de conduction et de valence. Pour que l'InP:Fe soit semi-isolant, il faut $N_D > N_A$ et $N_T > N_D - N_A$. Ainsi, seulement une partie des pièges (centres profonds) est ionisée, la concentration de ceux-ci est donc :

$$n_{T0} = N_D - n_0 - (N_A - p_0) \quad (A2-12a)$$

Les concentrations de porteurs libres n_0 et p_0 sont négligeables devant N_D et N_A à température ambiante et sans éclairage, par conséquent $n_{T0} \approx N_D - N_A$ (A2-12b).

En tenant compte de (A2-11) et de (A2-12a), il vient :

$$p_{T0} = N_T - (N_D - N_A - n_0 + p_0) \quad (\text{A2-13a})$$

D'après (A2-12b), $p_{T0} \approx N_T - N_D + N_A$ (A2-13b).

Si une excitation photonique crée des porteurs libres, la situation évolue et la nouvelle densité de pièges ionisés devient n_T . La densité locale de charges s'écrit alors :

$$\rho = -e (n_T - N_D + N_A + n - p) \quad (\text{A2-14})$$

Cette densité de charge est contenue dans l'équation (A2-4), il s'agit de l'équation de Poisson $\text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon}$.

La figure A2-3 représente les générations et recombinaisons des porteurs. Le niveau d'énergie correspondant à la longueur d'onde d'excitation est supposé inférieur à celui de la bande interdite et supérieur à la transition $(E_c - E_T)$ ou $(E_T - E_v)$. Ainsi, les échanges interbandes passent par le centre profond. Le matériau étant semi-isolant, les concentrations de porteurs libres n et p restent très inférieures aux concentrations de pièges ionisés n_T et p_T . Cette dernière hypothèse est vraie dans la mesure où l'éclairement et la température ne prennent pas des valeurs très élevées.

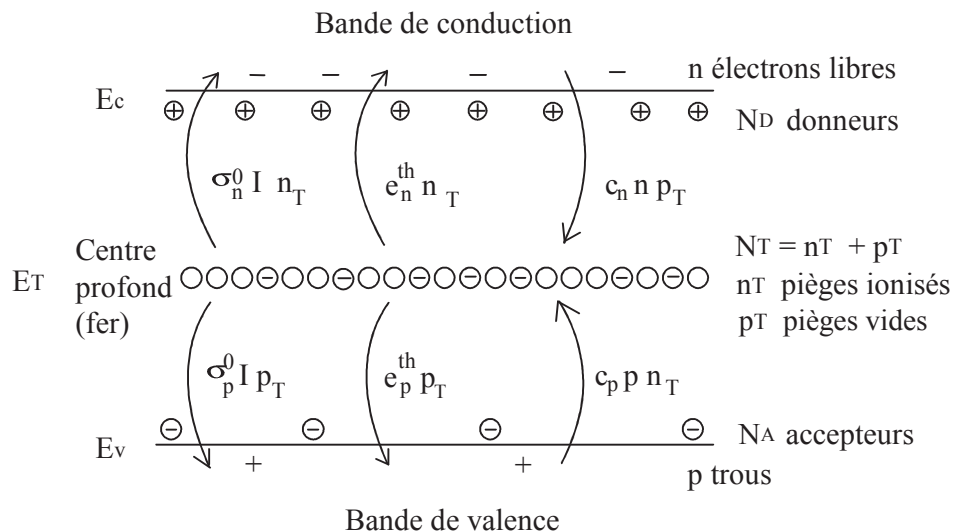


Figure A2-1 : Représentation des différents types de création de porteurs et recombinaisons.

La figure A2-1 fait apparaître les créations d'origine thermique de porteurs (termes $e_n^{th} n_T$ et $e_p^{th} p_T$), les créations d'origine photonique ($\sigma_n^0 I n_T$ et $\sigma_p^0 I p_T$) et les

recombinaisons ($c_n n p_T$ et $c_p p n_T$). Si l'éclairement devient spatialement inhomogène, la création des porteurs est renforcée dans les zones claires par rapport aux zones sombres. La figure A2-2 illustre ce phénomène dans le cas d'interférences.

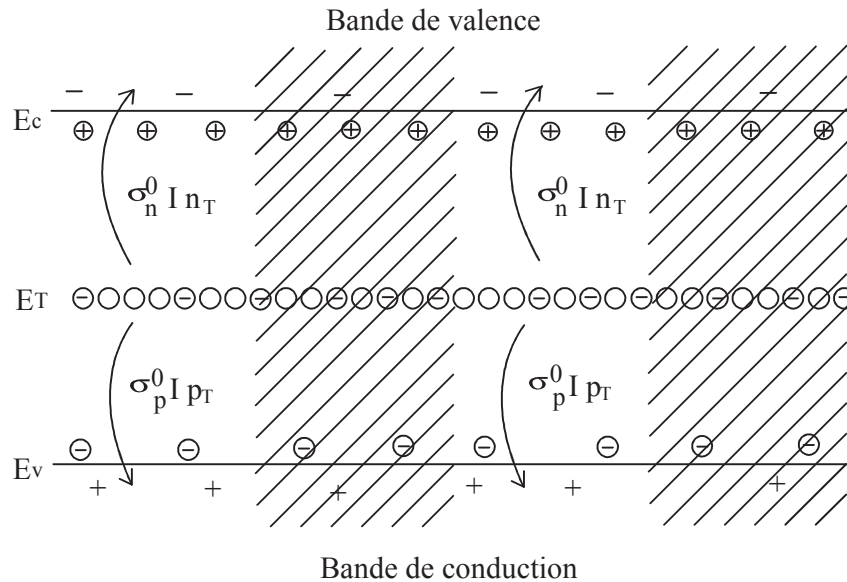


Figure A2-2 : Eclairement par interférences et créations de porteurs d'origine photonique. Les émissions et captures thermiques, présentes dans tout le cristal, ne sont pas représentées.

Par diffusion ou par dérive, les porteurs libres peuvent atteindre les franges sombres où ils sont susceptibles de se recombinaisonner. La répartition des charges s'en trouve affectée et un champ électrique E apparaît entre ces zones sombres et les zones éclairées. Dans le cas de l'InP:Fe, les porteurs libres photogénérés sont principalement des trous tandis que les électrons libres sont surtout d'origine thermique.

Les équations couplées (A2-3) à (A2-11) permettent d'obtenir une solution analytique du champ de charge d'espace en se plaçant dans un cas particulier. Il s'agit de la situation obtenue à partir d'interférences entre deux faisceaux dont le rapport des puissances est très différent de 1. Ainsi, avec un faible contraste des franges, la modulation spatiale m de l'intensité optique est de faible amplitude ($m \ll 1$). On supposera aussi que toutes les grandeurs variables suivant z sont périodiques, les termes concernés sont n , p , n_T , p_T et E .

La fréquence spatiale est donnée par
$$K = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (A2-16)$$

avec Λ le pas des franges d'interférences.

On peut alors écrire : $I = I_0 (1 + \text{Re} (m e^{jKz}))$ (A2-17)

Si on considère que l'éclairement est maximal en $z = 0$, on a $I = I_0 (1 + m \cos(Kz))$ (A2-18)

On écrit les autres variables sous la forme $A = A_0 + \text{Re} (A_1 e^{jKz})$

Le terme indicé 0 désigne la valeur moyenne et le terme indicé 1 représente la modulation. Cette dernière pouvant être décalée spatialement par rapport à la figure d'illumination, les termes de modulation sont complexes.

Les différentes variables s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} E &= E_0 + \text{Re} (E_1 e^{jKz}) \\ n &= n_0 + \text{Re} (n_1 e^{jKz}) \\ p &= p_0 + \text{Re} (p_1 e^{jKz}) \\ n_T &= n_{T0} + \text{Re} (n_{T1} e^{jKz}) \\ p_T &= p_{T0} + \text{Re} (p_{T1} e^{jKz}) \end{aligned}$$

Si un champ électrique externe est appliqué, celui-ci est désigné par E_0 . Le champ de charge d'espace périodique est représenté par E_1 . S'il n'y a pas de champ appliqué, on montre que E_1 est imaginaire pur et dans ce cas $E = |E_1| \sin(Kz)$ (A2-19)

Les valeurs moyennes n_{T0} et p_{T0} sous éclairissement sont égales aux concentrations sans éclairissement.

La solution du système est finalement de la forme :

$$\tau \frac{dE_1}{dt} + E_1 = E_{1P} \quad (\text{A2-20})$$

Après la phase transitoire, E_1 atteint une valeur finale E_{1P} correspondant au régime permanent. L'expression de E_{1P} est donnée par :

$$E_{1P} = jmE_q \frac{\sigma_p^0 I_0 p_{T0} \left(\frac{E_d + jE_0}{E_d + E_{mp} + jE_0} \right) - \sigma_n^0 I_0 n_{T0} \left(\frac{E_d - jE_0}{E_d + E_{mn} - jE_0} \right)}{(\sigma_p^0 I_0 + e_p^{th}) p_{T0} \left(\frac{E_d + E_q + jE_0}{E_d + E_{mp} + jE_0} \right) + (\sigma_n^0 I_0 + e_n^{th}) n_{T0} \left(\frac{E_d + E_q - jE_0}{E_d + E_{mn} - jE_0} \right)} \quad (\text{A2-21})$$

avec

$$E_q = \frac{e}{\varepsilon K} \frac{n_{T0} p_{T0}}{n_{T0} + p_{T0}} \quad (\text{A2-22})$$

$$E_d = \frac{k_B T K}{e} \quad (\text{A2-23})$$

$$E_{mn} = \frac{c_n p_{T0}}{\mu_n K} \quad (\text{A2-24})$$

$$E_{mp} = \frac{c_p n_{T0}}{\mu_p K} \quad (\text{A2-25})$$

E_q représente le champ de charge d'espace maximum pouvant être généré compte tenu du nombre de pièges vides et ionisés. E_d est le champ de diffusion, il est proportionnel à la température et ne dépend pas du matériau. En absence de champ externe appliqué, E_{1P} est toujours inférieur à E_d . E_{mn} et E_{mp} sont les champs tels que les porteurs traverseraient une frange pendant leur durée de vie.

E_{1P} est proportionnel à m , le champ est donc d'autant plus fort que la modulation d'intensité est élevée. On désigne par E_{sat} le champ de charge d'espace saturé qui serait obtenu pour $m = 1$. Ainsi on peut écrire :

$$E_{1P} = m E_{sat} \quad (A2-26)$$

Le couplage d'ondes cohérentes en milieu photoréfractif est dû à la seule partie imaginaire du champ de charge d'espace désignée par $Im(E_{1P})$ (cf. paragraphe III.2). La valeur maximale de $Im(E_{1P})$ est atteinte lorsque $(\sigma_n^0 I_0 + e_n^{th}) n_{T0} = (\sigma_p^0 I_0 + e_p^{th}) p_{T0}$ (A2-27) tandis que la partie réelle $Re(E_{1P})$ devient nulle. Cette situation est appelée condition de résonance et n'est rencontrée qu'en présence de champ électrique externe appliqué [9].

L'expression de la constante de temps qui traduit la mise en place du champ E_1 est donnée par :

$$\tau = \frac{p_{T0} n_{T0}}{p_{T0} + n_{T0}} \frac{1}{(\sigma_p^0 I_0 + e_p^{th}) p_{T0} \left(\frac{E_d + E_q + jE_0}{E_d + E_{mp} + jE_0} \right) + (\sigma_n^0 I_0 + e_n^{th}) n_{T0} \left(\frac{E_d + E_q - jE_0}{E_d + E_{mn} - jE_0} \right)} \quad (A2-28)$$

La constante de temps τ est réelle en absence de champ appliqué, dans le cas contraire une composante oscillante apparaît. On peut d'emblée préciser que l'application d'un champ électrique élevé provoque l'augmentation du temps de réponse, ce qui est déjà expliqué par le modèle de N.V. Kukhtarev [2]. Ce temps de réponse peut passer de quelques ms pour un champ de 2 kV/cm à plus de 30 ms pour un champ de 8 kV/cm avec un pas de réseau de 4,3 μm et une longueur d'onde de 1,06 μm [3].

Puisque le présent modèle a été établi pour des taux de modulation faible, le cas où $m = 1$ ne devrait pas donner une solution analytique rigoureusement exacte. Cependant, dans le cas où aucun champ électrique externe n'est appliqué, ce modèle reste valable dans ce cas limite des forts contrastes. Ce résultat a été mis en évidence par une analyse numérique de l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe développée récemment par N. Wolffer *et al.* [4]. Le champ

calculé par la méthode numérique excède alors d'environ 10 % la valeur obtenue par l'expression analytique.

Notons que les expressions du champ E_{1P} et de la constante de couplage τ peuvent être simplifiées dans le cas des petits pas de réseau et en absence de champ appliqué. En effet, si le pas des franges d'interférence est faible ($\Lambda < 1 \mu\text{m}$), les champs E_{mn} et E_{mp} sont petits devant E_d et E_q . De plus E_0 est nul puisqu'il n'y pas de champ externe appliqué. Sachant que dans l'InP:Fe, les porteurs libres photogénérés sont essentiellement des trous et les porteurs libres d'origine thermique sont principalement des électrons, nous pouvons écrire :

$$e_p^{\text{th}} p_{T0} \ll \sigma_p^0 I_0 p_{T0} \quad \text{et} \quad \sigma_n^0 I_0 n_{T0} \ll e_n^{\text{th}} n_{T0}$$

Enfin, dans l'hypothèse d'un cristal tel que $n_{T0} \leq p_{T0}$, il vient $\sigma_n^0 I_0 n_{T0} \ll \sigma_p^0 I_0 p_{T0}$. Les expressions approchées de (A2-21) et (A2-28) s'expriment, dans ces conditions, par :

$$E_{1P} \approx j m \frac{E_d E_q}{E_d + E_q} \frac{1}{1 + \frac{e_n^{\text{th}} n_{T0}}{\sigma_p^0 I_0 p_{T0}}} \quad (\text{A2-29})$$

$$\tau \approx \frac{E_d}{E_d + E_q} \frac{p_{T0} n_{T0}}{\sigma_p^0 I_0 p_{T0} + e_n^{\text{th}} n_{T0}} \quad (\text{A2-30})$$

Ces expressions reflètent aisément le comportement photoréfractif du matériau sans champ externe appliqué. Ainsi pour un fort éclairage et un taux de modulation maximal ($m = 1$), le champ de charge d'espace E_{1P} ne peut excéder $E_{1P_{\text{max}}} = \frac{E_d E_q}{E_d + E_q}$ (A2-31).

Références de l'annexe 2

- [1] Picoli G., Gravey P., Ozkul C. and Vieux V., "Theory of two-wave mixing gain enhancement in photorefractive InP:Fe : A new mechanism of resonance", Journal of Applied Physics, **66** (8), p. 3798-3813, 1989.
- [2] Kukhtarev N.V., Markov S., Odulov S.G., Soskin M.S. and Vinetskii V.L., "Holographic storage in electrooptic crystals", Ferroelectrics, **22**, p. 949-964, 1979.
- [3] Mainguet M., "Characterization of the photorefractive effect in InP:Fe by using two-wave mixing under electric fields", Optics Letters, **13** (8), p. 657-659, 1988.
- [4] Wolfffer N., Gravey P. and Coquillé R., "Numerical analysis of photorefractive InP:Fe at large fringe contrast", Journal of Applied Physics, **78** (11), p. 6375-6383, 1995

ANNEXE 3

Etude électromagnétique des guides diélectriques plans à quatre couches

Le repère et les notations utilisés pour la structure du guide plan à quatre couches sont donnés figure A3-1. Les couches constituées par l'air et le substrat sont supposées très grandes. Les indices du substrat (n_2) et du superstrat (n_3) sont ici égaux.

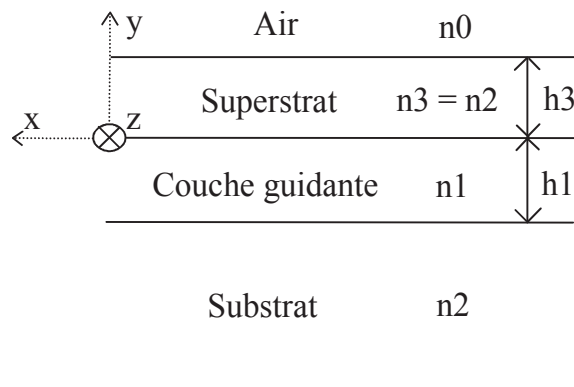


Figure A3-1 : Guide diélectrique plan à quatre couches.

L'étude est fondée sur la théorie électromagnétique qui repose sur les équations de Maxwell. La première approche se fait généralement en supposant le guide sans perte et constitué de matériaux homogènes, isotropes et de perméabilité μ_0 . Dans un milieu diélectrique sans charge et d'indice de réfraction n_i , les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{A3-1}) \quad \mu_0 : \text{perméabilité magnétique du vide}$$

$$\text{rot } \vec{H} = n_i^2 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{A3-2}) \quad \epsilon_0 : \text{permittivité diélectrique du vide}$$

$$\text{div } \vec{E} = 0 \quad (\text{A3-3})$$

$$\text{div } \vec{H} = 0 \quad (\text{A3-4})$$

\vec{E} et \vec{H} sont les champs électriques et magnétiques.

Les propriétés issues du calcul vectoriel permettent d'aboutir à l'équation de propagation en régime harmonique (pulsation ω) :

$$\frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial z^2} + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 n_i^2 \vec{U} = 0 \quad (\text{A3-5})$$

avec $\vec{U} = \vec{E}$ ou \vec{H} .

L'étude d'un guide diélectrique consiste à déterminer les conditions de propagation d'une même onde électromagnétique dans plusieurs milieux formant une structure particulière. Plusieurs paramètres sont à prendre en compte : les dimensions du guide, les indices de réfraction et la longueur d'onde d'utilisation. Les solutions à ce problème sont les modes de propagation. A chaque mode correspond une constante de propagation β .

Dans le cas d'une structure planaire, le problème est simplifié en considérant les dimensions suivant x infinies. La distribution des champs suivant cette direction est alors uniforme d'où une annulation des dérivées suivant x . Finalement, les champs électromagnétiques sont de la forme :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{\tilde{E}}(y) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (\text{A3-6})$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{\tilde{H}}(y) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (\text{A3-7})$$

La distribution des champs est donnée par $\vec{\tilde{E}}(y)$ et $\vec{\tilde{H}}(y)$, vecteurs pour lesquels il faut calculer les composantes : $E_x(y)$, $E_y(y)$, $E_z(y)$, $H_x(y)$, $H_y(y)$ et $H_z(y)$.

En utilisant les expressions des rotationnels des équations (A3-1) et (A3-2), il est possible de calculer les composantes transverses (E_x , E_y , H_x et H_y) à partir des composantes longitudinales (E_z et H_z). Il suffit donc d'étudier la propagation des projections des champs \vec{E} et \vec{H} sur l'axe z . Les ondes doivent satisfaire les 4 équations :

$$\text{Milieu } n_0 : \frac{\partial^2 U_{z0}}{\partial y^2} + (\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 n_0^2 - \beta^2) U_{z0} = 0 \quad (\text{A3-8}), \quad (U_{z0} = E_{z0} \text{ ou } H_{z0})$$

$$\text{Milieu } n_1 : \frac{\partial^2 U_{z1}}{\partial y^2} + (\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 n_1^2 - \beta^2) U_{z1} = 0 \quad (\text{A3-9}), \quad (U_{z1} = E_{z1} \text{ ou } H_{z1})$$

$$\text{Milieu } n_2 : \frac{\partial^2 U_{z2}}{\partial y^2} + (\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 n_2^2 - \beta^2) U_{z2} = 0 \quad (\text{A3-10}), \quad (U_{z2} = E_{z2} \text{ ou } H_{z2})$$

$$\text{Milieu } n_3 : \frac{\partial^2 U_{z3}}{\partial y^2} + (\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 n_3^2 - \beta^2) U_{z3} = 0 \quad (\text{A3-11}), \quad (U_{z3} = E_{z3} \text{ ou } H_{z3})$$

Les solutions générales sont du type :

$$E_{zi} = P_i e^{-jk_{yi} y} + Q_i e^{jk_{yi} y} \quad (\text{A3-12}) \quad \text{et} \quad H_{zi} = P'_i e^{-jk_{yi} y} + Q'_i e^{jk_{yi} y} \quad (\text{A3-13})$$

P_i , Q_i , P'_i et Q'_i sont des constantes, $k_{yi}^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 n_i^2 - \beta^2$ ($i = 0, 1, 2, 3$).

Annexe 3 : Etude électromagnétique des guides diélectriques plans à quatre couches

Un guide d'ondes n'a de sens que si l'énergie reste au voisinage de la structure et si elle décroît transversalement à l'infini. Les solutions des équations différentielles (A3-8) à (A3-11) sont donc décroissantes en s'éloignant de la couche guidante, ce qui impose :

$$k_{yi}^2 < 0 \text{ pour } i = 0, 2 \text{ et } 3.$$

On pose alors $k_{y0} = j \gamma_0$, $k_{y2} = j \gamma_2$, $k_{y3} = j \gamma_3$.

Les solutions s'écrivent :

Milieu 0 ($y \geq h_3$) :

$$E_{z0} = E_0 e^{-\gamma_0 y} \quad (\text{A3-14})$$

$$H_{z0} = H_0 e^{-\gamma_0 y} \quad (\text{A3-15})$$

Milieu 1 ($-h_1 \leq y \leq 0$) :

$$E_{z1} = E_1 \cos k_{y1} y + F_1 \sin k_{y1} y \quad (\text{A3-16})$$

$$H_{z1} = G_1 \cos k_{y1} y + H_1 \sin k_{y1} y \quad (\text{A3-17})$$

Milieu 2 ($y \leq -h_1$) :

$$E_{z2} = E_2 e^{\gamma_2 y} \quad (\text{A3-18})$$

$$H_{z2} = H_2 e^{\gamma_2 y} \quad (\text{A3-19})$$

Milieu 3 ($0 \leq y \leq h_3$) :

$$E_{z3} = E_3 \operatorname{ch} \gamma_3 y + F_3 \operatorname{sh} \gamma_3 y \quad (\text{A3-20})$$

$$H_{z3} = G_3 \operatorname{ch} \gamma_3 y + H_3 \operatorname{sh} \gamma_3 y \quad (\text{A3-21})$$

avec

$$\gamma_0 = \sqrt{\beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 n_0^2} \quad (\text{A3-22})$$

$$k_{y1} = \sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 n_1^2 - \beta^2} \quad (\text{A3-23})$$

$$\gamma_2 = \sqrt{\beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 n_2^2} \quad (\text{A3-24})$$

$$\gamma_3 = \sqrt{\beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 n_3^2} \quad (\text{A3-25})$$

$E_0, H_0, E_1, F_1, G_1, H_1, E_2, H_2, E_3, F_3, G_3$ et H_3 sont des constantes liées aux amplitudes initiales des champs.

Les composantes tangentielles aux interfaces des diélectriques devant être conservées, il vient :

$$\begin{aligned} E_{z0}(h_3) &= E_{z3}(h_3) & H_{z0}(h_3) &= H_{z3}(h_3) & E_{x0}(h_3) &= E_{x3}(h_3) & H_{x0}(h_3) &= H_{x3}(h_3) \\ E_{z1}(0) &= E_{z3}(0) & H_{z1}(0) &= H_{z3}(0) & E_{x1}(0) &= E_{x3}(0) & H_{x1}(0) &= H_{x3}(0) \\ E_{z1}(-h_1) &= E_{z2}(-h_1) & H_{z1}(-h_1) &= H_{z2}(-h_1) & E_{x1}(-h_1) &= E_{x2}(-h_1) & H_{x1}(-h_1) &= H_{x2}(-h_1) \end{aligned}$$

Les composantes transverses sont obtenues à partir des relations suivantes :

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{j\beta}{\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 n_i^2 - \beta^2} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} + \frac{\omega \mu_0}{\beta} \frac{\partial H_z}{\partial y} \right), & E_y &= -\frac{j\beta}{\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 n_i^2 - \beta^2} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\omega \mu_0}{\beta} \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ H_x &= -\frac{j\beta}{\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 n_i^2 - \beta^2} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\omega \varepsilon_0 n_i^2}{\beta} \frac{\partial E_z}{\partial y} \right), & H_y &= -\frac{j\beta}{\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 n_i^2 - \beta^2} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} + \frac{\omega \varepsilon_0 n_i^2}{\beta} \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

D'où :

$$E_{x0} = -j \frac{\omega \mu_0}{\gamma_0} H_0 e^{-\gamma_0 y} \quad (\text{A3-26})$$

$$E_{y0} = -j \frac{\beta}{\gamma_0} E_0 e^{-\gamma_0 y} \quad (\text{A3-27})$$

$$H_{x0} = j \frac{\omega \varepsilon_0 n_0^2}{\gamma_0} E_0 e^{-\gamma_0 y} \quad (\text{A3-28})$$

$$H_{y0} = -j \frac{\beta}{\gamma_0} H_0 e^{-\gamma_0 y} \quad (\text{A3-29})$$

$$E_{x1} = j \frac{\omega \mu_0}{k_{y1}} (G_1 \sin k_{y1} y - H_1 \cos k_{y1} y) \quad (\text{A3-30})$$

$$E_{y1} = j \frac{\beta}{k_{y1}} (E_1 \sin k_{y1} y - F_1 \cos k_{y1} y) \quad (\text{A3-31})$$

$$H_{x1} = j \frac{\omega \varepsilon_0 n_1^2}{k_{y1}} (-E_1 \sin k_{y1} y + F_1 \cos k_{y1} y) \quad (\text{A3-32})$$

$$H_{y1} = j \frac{\beta}{k_{y1}} (G_1 \sin k_{y1} y - H_1 \cos k_{y1} y) \quad (\text{A3-33})$$

$$E_{x2} = j \frac{\omega \mu_0}{\gamma_2} H_2 e^{\gamma_2 y} \quad (\text{A3-34})$$

$$E_{y2} = j \frac{\beta}{\gamma_2} E_2 e^{\gamma_2 y} \quad (\text{A3-35})$$

$$H_{x2} = -j \frac{\omega \varepsilon_0 n_2^2}{\gamma_2} E_2 e^{\gamma_2 y} \quad (\text{A3-36})$$

$$H_{y2} = j \frac{\beta}{\gamma_2} H_2 e^{\gamma_2 y} \quad (\text{A3-37})$$

$$E_{x3} = j \frac{\omega \mu_0}{\gamma_3} (G_3 \operatorname{sh} \gamma_3 y + H_3 \operatorname{ch} \gamma_3 y) \quad (\text{A3-38})$$

$$E_{y3} = j \frac{\beta}{\gamma_3} (E_3 \operatorname{sh} \gamma_3 y + F_3 \operatorname{ch} \gamma_3 y) \quad (\text{A3-39})$$

$$H_{x3} = -j \frac{\omega \varepsilon_0 n_3^2}{\gamma_3} (E_3 \operatorname{sh} \gamma_3 y + F_3 \operatorname{ch} \gamma_3 y) \quad (\text{A3-40})$$

$$H_{y3} = j \frac{\beta}{\gamma_3} (G_3 \operatorname{sh} \gamma_3 y + H_3 \operatorname{ch} \gamma_3 y) \quad (\text{A3-41})$$

Les conditions de continuité s'écrivent donc :

$$E_0 e^{-\gamma_0 h_3} - E_3 \operatorname{ch} \gamma_3 h_3 - F_3 \operatorname{sh} \gamma_3 h_3 = 0 \quad (\text{A3-42})$$

$$H_0 e^{-\gamma_0 h_3} - G_3 \operatorname{ch} \gamma_3 h_3 - H_3 \operatorname{sh} \gamma_3 h_3 = 0 \quad (\text{A3-43})$$

$$\frac{H_0}{\gamma_0} e^{-\gamma_0 h_3} + \frac{G_3}{\gamma_3} \operatorname{sh} \gamma_3 h_3 + \frac{H_3}{\gamma_3} \operatorname{ch} \gamma_3 h_3 = 0 \quad (\text{A3-44})$$

$$\frac{n_0^2}{\gamma_0} E_0 e^{-\gamma_0 h_3} + \frac{n_3^2}{\gamma_3} E_3 \operatorname{sh} \gamma_3 h_3 + \frac{n_3^2}{\gamma_3} F_3 \operatorname{ch} \gamma_3 h_3 = 0 \quad (\text{A3-45})$$

$$E_1 - E_3 = 0 \quad (\text{A3-46})$$

$$G_1 - G_3 = 0 \quad (\text{A3-47})$$

$$\frac{H_1}{k_{y1}} + \frac{H_3}{\gamma_3} = 0 \quad (\text{A3-48})$$

$$\frac{n_1^2}{k_{y1}} F_1 + \frac{n_3^2}{\gamma_3} F_3 = 0 \quad (\text{A3-49})$$

$$E_1 \operatorname{cos} k_{y1} h_1 - F_1 \operatorname{sin} k_{y1} h_1 - E_2 e^{-\gamma_2 h_1} = 0 \quad (\text{A3-50})$$

$$G_1 \operatorname{cos} k_{y1} h_1 - H_1 \operatorname{sin} k_{y1} h_1 - H_2 e^{-\gamma_2 h_1} = 0 \quad (\text{A3-51})$$

$$\frac{G_1}{k_{y1}} \operatorname{sin} k_{y1} h_1 + \frac{H_1}{k_{y1}} \operatorname{cos} k_{y1} h_1 + \frac{H_2}{\gamma_2} e^{-\gamma_2 h_1} = 0 \quad (\text{A3-52})$$

$$\frac{n_1^2}{k_{y1}} E_1 \operatorname{sin} k_{y1} h_1 + \frac{n_1^2}{k_{y1}} F_1 \operatorname{cos} k_{y1} h_1 + \frac{n_2^2}{\gamma_2} E_2 e^{-\gamma_2 h_1} = 0 \quad (\text{A3-53})$$

L'écriture matricielle du système constitué par les 12 équations de continuité est donnée par :

$$\begin{pmatrix} e^{-\gamma_0 h_3} & -\text{ch } \gamma_3 h_3 & -\text{sh } \gamma_3 h_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{n_0^2}{\gamma_0} e^{-\gamma_0 h_3} & \frac{n_3^2}{\gamma_3} \text{sh } \gamma_3 h_3 & \frac{n_3^2}{\gamma_3} \text{ch } \gamma_3 h_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{n_3^2}{\gamma_3} & \frac{n_1^2}{k_{y_1}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \text{cos } k_{y_1} h_1 & -\text{sin } k_{y_1} h_1 & -e^{-\gamma_2 h_1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{n_1^2}{k_{y_1}} \text{sin } k_{y_1} h_1 & \frac{n_1^2}{k_{y_1}} \text{cos } k_{y_1} h_1 & \frac{n_2^2}{\gamma_2} e^{-\gamma_2 h_1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e^{-\gamma_0 h_3} & -\text{ch } \gamma_3 h_3 & -\text{sh } \gamma_3 h_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e^{-\gamma_0 h_3} & \frac{\text{sh } \gamma_3 h_3}{\gamma_3} & \frac{\text{ch } \gamma_3 h_3}{\gamma_3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \gamma_0 & -1 & \gamma_3 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\gamma_3} & 0 & \frac{1}{k_{y_1}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \text{cos } k_{y_1} h_1 & -\text{sin } k_{y_1} h_1 & -e^{-\gamma_2 h_1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\text{sin } k_{y_1} h_1}{k_{y_1}} & \frac{\text{cos } k_{y_1} h_1}{k_{y_1}} & \frac{e^{-\gamma_2 h_1}}{\gamma_2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_0 \\ E_3 \\ F_3 \\ E_1 \\ F_1 \\ E_2 \\ H_0 \\ G_3 \\ H_3 \\ G_1 \\ H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Les solutions non triviales correspondent à un déterminant de la matrice nul, ce qui est obtenu si l'un des deux sous-déterminants [6x6] est nul. Pour que le système soit entièrement vérifié, il faut aussi que les 6 autres variables soient simultanément nulles. Ces conditions conduisent aux équations caractéristiques des modes qui sont, soit TE (Transverse Electrique, avec les composantes E_x , H_y et H_z seules), soit TM (Transverse Magnétique, avec les composantes E_y , E_z et H_x seules).

Les m -ièmes solutions de chaque équation caractéristique donnent respectivement les constantes de propagations β des modes de propagations TE_m et TM_m . Ces modes présentent une caractéristique de dispersion $\beta = f(\omega)$ ou de façon équivalente l'indice effectif est tel que

$$n_{\text{eff}} = f\left(\frac{h_1}{\lambda}\right) \text{ avec } n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0} \text{ et } k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

$$\text{On pose } A = \sqrt{n_1^2 - n_{\text{eff}}^2}, \quad B = \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_0^2}, \quad C = \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_2^2}, \quad D = \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_3^2}, \quad R = \frac{h_3}{h_1}.$$

Les résultats nécessaires à la conception des guides sont finalement :

Equation caractéristique des modes TE :

$$A[A \sin(k_0 A h_1) - C \cos(k_0 A h_1)] [B \text{sh}(R k_0 D h_1) + D \text{ch}(R k_0 D h_1)] - D[A \cos(k_0 A h_1) + C \sin(k_0 A h_1)] [B \text{ch}(R k_0 D h_1) + D \text{sh}(R k_0 D h_1)] = 0 \quad (\text{A3-54})$$

Equation caractéristique des modes TM :

$$n_3^2 A [n_2^2 A \sin(k_0 A h_1) - n_1^2 C \cos(k_0 A h_1)] [n_3^2 B \text{sh}(R k_0 D h_1) + n_0^2 D \text{ch}(R k_0 D h_1)] - n_1^2 D [n_2^2 A \cos(k_0 A h_1) + n_1^2 C \sin(k_0 A h_1)] [n_3^2 B \text{ch}(R k_0 D h_1) + n_0^2 D \text{sh}(R k_0 D h_1)] = 0 \quad (\text{A3-55})$$

Obtention du diagramme de dispersion :

Le tracé du diagramme de dispersion $n_{\text{eff}} = f\left(\frac{h_1}{\lambda}\right)$ est obtenu par une résolution numérique des équations (A3-54) et (A3-55) pour différentes valeurs de $\frac{h_1}{\lambda}$ sur une plage donnée. Les paramètres sont les différents indices de réfraction et le rapport R des épaisseurs de couches.

Calcul des profils de champ :

Pour un guide dont on connaît les dimensions, les indices et la longueur d'onde d'utilisation, on peut calculer l'indice effectif d'un mode donné dans la mesure où celui-ci existe (si sa fréquence de coupure est franchie). Les profils de champ sont alors calculés en normalisant la constante d'amplitude E_0 (mode TM) ou H_0 (mode TE) ce qui permet de déduire les autres constantes à partir des conditions de continuité.

ANNEXE 4

Sélection des publications et communications

Brevet

Hervé D. et Coquillé R., "Dispositif pour la supervision en ligne de signaux optiques multiplexés en longueur d'onde", Brevet n° 95 11469, 1995.

Publications

Hervé D., Chauvet M., Viallet J.E. and Chawki M.J., "First tunable narrowband 1.55 μm optical drop filter using a dynamic photorefractive grating in iron doped indium phosphide", *Electronics Letters*, **30** (22), p. 1883-1884, 1994.

Hervé D., Mainguet B., Pinel S., Coquillé R., Poudoulec A. and Delorme F., "Narrow-band WDM spectrum analyser without mechanical tuning", *Electronics Letters*, **32** (9), p.838-839, 1996.

Communications

Hervé D., Viallet J.E., Salaün S., Chauvet M., Le Corre A. and Mainguet B., "Photorefractive singlemode waveguide on InP:Fe substrate", *Proceedings of the 6th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM'94)*, Santa Barbara, USA, WP24, 1994.

Hervé D., Chauvet M., Viallet J.E. and Coquillé R., "Polarization independent tunable narrowband 1.55 μm grating filter in photorefractive iron doped indium phosphide", *Proceedings of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting (LEOS'95)*, San Francisco, USA, OC9.4, 1995.

Study of a tunable optical filter using the photorefractive effect in iron doped indium phosphide with transposition to guided optics

Summary

This study was carried out with the aim of making a new type of tunable filter compatible with the optical telecommunications systems using wavelength division multiplexing. The device proposed is a Bragg grating generated by the photorefractive effect in an InP:Fe crystal. The period of the Bragg mirror thus obtained is adjusted by a wavelength-tunable laser diode.

The first step consists of selecting the best InP:Fe samples using the wave-mixing method. These crystals were made at the C.N.E.T. Lannion. The feasibility of the filter is demonstrated and a device is made fully accessible with singlemode optical fibers.

In order to reduce the response time of the material, by confining optical energy, an InGaAsP:Fe/InP:Fe guiding structure is used. Despite this improvement, the polarisation dependence, and the coupling problems with the external beams, remain constraints which limit the development of this technique in the short term.

A compact device is finally realised by associating a bulk crystal and collimators on a same mount. Several application possibilities are then demonstrated, the first one being a portable spectrum analyser with a 0.015 nm resolution. The wavelength range is currently 13 nm, this value being imposed by the available tunable source.

Résumé

Cette étude est menée dans l'objectif de réaliser un nouveau type de filtre accordable, compatible avec les systèmes de télécommunications optiques utilisant le multiplexage en longueur d'onde. Le dispositif proposé est un réseau de phase généré par effet photoréfractif dans un cristal d'InP:Fe. Le pas du miroir de Bragg ainsi obtenu, est ajusté par une diode laser accordable en longueur d'onde.

La première étape consiste à sélectionner, par mélange à deux ondes, les meilleurs cristaux d'InP:Fe réalisés au C.N.E.T. de Lannion. Après une démonstration de faisabilité, un premier filtre entièrement accessible par fibres optiques monomodes, est réalisé.

Afin de réduire le temps de réponse du matériau, par confinement de l'énergie lumineuse, une structure guidante InGaAsP:Fe/InP:Fe est ensuite utilisée. Malgré l'amélioration ainsi obtenue, la sensibilité à la polarisation, et les problèmes de couplage avec les faisceaux extérieurs, restent des contraintes qui limitent, à court terme, le développement de cette technique.

Un dispositif compact est finalement réalisé en associant un cristal massif et des collimateurs sur un même support. Plusieurs possibilités d'application sont ensuite démontrées, la première étant un analyseur de spectre portable de résolution 0,015 nm avec une plage de longueur d'onde de 13 nm imposée par la source accordable disponible.

Mots clés:

Filtre optique accordable

Réseau photo-induit

Effet photoréfractif

Semi-conducteur III-V

Mélange d'ondes contra-directionnelles

Guide optique

Multiplexage en longueur d'onde

Analyse spectrale optique