

Jan 2006 219

N° d'ordre: 2220

THESE DE DOCTORAT

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le titre de:

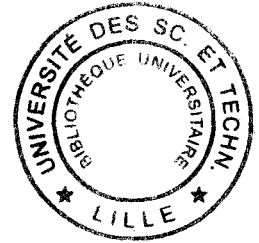
DOCTEUR EN PHYSIQUE

Discipline:

Laser, Molécules, Rayonnement Atmosphérique

par

Fatima BAKHTI



ETUDE ET REALISATION DE FILTRES PASSE-BANDE
PHOTO-INSCRITS DANS LES FIBRES OPTIQUES

Soutenue le 6 Février 1998 devant la commission d'examen:

S. LACROIX	Professeur à l'Ecole Polytechnique de Montréal	Présidente Rapporteur
M. MONERIE	Ingénieur - France Télécom	Rapporteur
J. CHESNOY	Ingénieur - Alcatel Submarine Networks	Examineur
M. DOUAY	Professeur à l'Université de Lille I	Examineur
I. BENNION	Professeur à Aston University (UK)	Examineur
P. SANSONETTI	Ingénieur- Alcatel Alsthom Recherche	Examineur
P. BERNAGE	Professeur à l'Université de Lille I	Directeur de thèse

Remerciements

Les remerciements de thèse sont l'occasion d'exprimer le plaisir qu'on a eu de travailler avec certaines personnes au cours de ces trois années de dur labeur. Au cours de cette période, j'ai eu la chance de rencontrer beaucoup de personnes qui ont eu une part importante dans la réussite de cette thèse, que ce soit par leur apport direct sur le sujet de thèse et/ou leur présence qui a contribué à constituer un environnement de travail agréable. C'est un plaisir pour moi de pouvoir les remercier sur ces quelques pages!

Je voudrai tout d'abord exprimer ma vive reconnaissance à Pierre Sansonetti qui m'a donné la chance de pouvoir rencontrer tous ceux que je citerai ensuite, qui m'a soutenue et encouragée durant ces trois années. J'ai apprécié la confiance qu'il m'a témoignée, les discussions techniques qui m'ont toujours fait avancer dans mon travail.

Je veux exprimer ma gratitude envers Pascal Bernage, mon directeur de thèse. Ses compétences et à sa patience m'ont permis d'avancer dans l'analyse de mes résultats, la rédaction de ma thèse. Au cours de nos discussions, j'ai toujours beaucoup appris et je l'en remercie.

Je suis infiniment reconnaissante envers Michel Jurczynszyn pour sa disponibilité, pour nos discussions techniques, pour son immense savoir faire qu'il fait partager et pour ses précieux conseils.

J'adresse ma vive reconnaissance aux membres du groupe photoréfractif pour leurs aides précieuses et efficaces, leur disponibilité ainsi que pour leur bonne humeur. Je remercie vivement Eric Mestre, Bernard Perrin, Josselyne Gourhant, Sophie Borne, Isabelle Riant, Jean Guillon ainsi que tous les collègues qui nous ont rejoint cette année. Je remercie de plus les stagiaires qui ont travaillé avec nous, en particulier José Larrey et Marina Pouet pour leur aide à l'élaboration de cette thèse.

Je remercie José Chesnoy pour m'avoir permis de commencer cette thèse au sein de son unité, Hervé Février et Jean-Luc Beylat mes chefs d'unité pour m'avoir soutenue. Grâce à eux, j'ai eu la chance et le privilège de travailler dans un environnement scientifique de qualité, d'entreprendre des collaborations avec des groupes étrangers et de participer à plusieurs conférences internationales.

Je remercie l'équipe chargée de la réalisation des fibres optiques, Laurent Gasca, Josiane Ramos, Christophe Sinet, Christian LeSergent ainsi que toutes les personnes du C1,

les plus anciennes, les nouvelles, et celles qui sont partis à Conflans ou ailleurs, en particulier je remercie Pascale Nouchi et Jacques Augé. Je remercie de plus Bertrand Poumellec pour son aide et sa disponibilité.

Je remercie Jean-Pierre Hamaide, Olivier Audouin, Franck Bruyère, Amaury Jourdan, Dominique Bayart pour l'intérêt qu'ils ont porté à nos travaux ainsi que pour leur aide et leur collaboration.

Je remercie vivement l'équipe du laboratoire des fibres Optiques, Ecole Polytechnique de Montréal, pour une collaboration à distance aussi mouvementée que fructueuse: Lilian Martineau, Xavier Daxhelet, Hélène Plourde, Suzanne Lacroix, François Gonthier.

Je remercie toute l'équipe du LDMP de Lille pour leur accueil lors de mes visites à Lille, pour toutes les discussions techniques et pour leur aide

Un grand merci aux membres du Jury d'avoir accepté de participer à ma soutenance de thèse: José Chesnoy, Suzanne Lacroix, Michel Monerie, Ian Bennion, Marc Douay. Je remercie plus particulièrement les rapporteurs (Suzanne et Michel) pour la lecture de mon manuscrit en période mouvementée.

I d'like to thank all partners involved in Photos project. I appreciated usefull discussions and good time we spent during Photos meetings and it was a real chance for me to work with european researchers involved in photorefractive components.

Enfin, je remercie toutes les personnes avec qui j'ai travaillé que ce soit à UFC, URP ou UFC/UCF ou ailleurs! Ceux qui me connaissent ne seront pas surpris d'apprendre que durant ma thèse, j'ai passé beaucoup de moments à rire et à apprendre et ce sont ces moments que je préfère retenir. Merci donc à tous mes collègues, les amis du "Club des thésards de Marcoussis", merci Laure de persister à m'inclure dans la liste des potentiels participants au frisbee du vendredi, merci Josselyne pour ton soutien...

Je n'oublie pas non plus mes amis qui m'ont soutenu tout au long de ma thèse (Catherine, Véro, Mik et les autres), ma famille (merci Bachir et Karin d'avoir assisté à ma thèse), et ma moitié, Bertrand.

Je ne peux terminer cette longue liste sans remercier celle par qui tout est arrivé, celle qui ne saura pas lire ces premières pages ni la thèse mais à qui je dédie toute la symbolique qu'elles comportent, je remercie ma mère.

SOMMAIRE

Introduction Générale.....	i.1
 <u>CHAPITRE I</u>	
Introduction sur la photosensibilité des fibres optiques, la réalisation de filtres à base de réseaux d'indice et leurs applications aux réseaux photoniques.....	I.1
 <u>CHAPITRE II</u>	
Modélisation des réseaux d'indice photo-inscrits dans les fibres optiques.....	II.1
 <u>CHAPITRE III</u>	
Filtres passe-bande monocanaux obtenus par l'insertion de sauts de phase de π dans les réseaux de Bragg	III.1
 <u>CHAPITRE IV</u>	
Multiplexeurs Insertion/Extraction de longueur d'onde basés sur l'association de la photo-inscription de réseaux de Bragg et de la technologie du coupleur obtenu par le procédé de fusion et étirage.....	IV.1
 <u>CHAPITRE V</u>	
Réseaux à longs pas pour l'égalisation du gain des amplificateurs optiques.....	V.1
 Conclusion Générale.....	 ii.1
 ANNEXE A:	
Calcul des modes LP_{0m} de la fibre standard monomode à trois échelons d'indice.....	A.1
 ANNEXE B:	
Résolution des équations de couplage assisté par un réseau d'indice.....	B.1
 ANNEXE C:	
Méthodes de caractérisation des réseaux d'indice.....	C.1
 ANNEXE D:	
Filtres électriques passe-bas et passe-bande dits de Butterworth.....	D.1
 Publications, Communications, Brevets liés au travail de thèse.....	 iii.1

Introduction Générale

Le domaine des télécommunications optiques s'est construit sur des innovations technologiques qui ont propulsé les transmissions vers de plus longues distances et de plus hauts débits: transmissions sous-marines de plusieurs milliers de kilomètres de distance, multiplexage en longueur d'onde (WDM- Wavelength Division Multiplexing) sont autant de réalités qui ont pris leur essor grâce à ces innovations technologiques. La fibre optique à faible perte (0,2 dB/km à 1,55 μm), les sources lasers à semi-conducteur, l'amplificateur optique à fibre ainsi que le coupleur à fibre sont des éléments clés qui ont permis la mise en oeuvre de systèmes optiques hautement performants. Ainsi, la fibre optique envahit le domaine de la transmission remplaçant le câble coaxial en offrant des capacités supérieures au Gbt/s avec une atténuation moindre.

La découverte de la photosensibilité des fibres optiques par une équipe canadienne en 1978 est sans aucun doute l'une de ces innovations technologiques permettant le plein essor des systèmes WDM. Aujourd'hui, à partir de la modification photo-induite permanente et périodique de l'indice de réfraction de la fibre optique, ou réseaux d'indice, une dizaine de composants différents sont utilisés ou envisagés afin d'augmenter les performances des transmissions optiques. Ils sont étudiés et réalisés par plusieurs dizaines de laboratoires et entreprises à travers le monde.

L'étude de la photosensibilité des fibres optiques et la conception de nouveaux composants basés sur cette technologie n'a réellement pris son essor qu'à partir de la mise au point d'une méthode efficace et flexible de photo-inscription proposée par une équipe américaine en 1989. Le laboratoire dans lequel s'est déroulé ma thèse, au sein de la société Alcatel Alsthom Recherche, a commencé à étudier la photosensibilité des fibres optiques à partir de 1991.

La vocation du laboratoire est l'étude et la réalisation de filtres photo-inscrits pour des applications en systèmes de transmissions optiques. Le travail de recherche se fait alors en étroite collaboration avec les équipes chargées de la réalisation des fibres optiques, ainsi que des études systèmes. De plus, des contrats de collaboration sont établis avec des laboratoires universitaires extérieurs.

Dans ce contexte, mon travail de thèse a commencé en Janvier 1995 sur l'étude et la réalisation de filtres passe-bande basés sur la photo-inscription à 240 nm de réseaux d'indice dans les fibres optiques. A cette époque, de nombreux laboratoires à travers le monde étaient engagés dans l'étude de la photosensibilité et l'explosion de démonstrations prouvant les applications de cette photosensibilité pour les transmissions optiques avait commencé depuis 1993. Les composants les plus étudiés étaient

les filtres compensateurs de dispersion chromatique, les filtres passe-bande, les filtres égalisateurs de gain d'amplificateurs optiques et les lasers à fibre.

Au cours de cette thèse, trois voies de recherche ont été explorées afin d'obtenir des filtres passe-bande à partir de la photo-inscription de réseaux d'indice dans des fibres ou des structures à fibre: l'insertion de sauts de phases dans un réseau de Bragg classique, la photo-inscription d'un réseau de Bragg dans la zone de couplage d'un coupleur à fibre et l'utilisation de réseaux à longs pas.

Chaque configuration a sa spécificité dans la mesure ou elle concerne un type de fonctionnement particulier: le couplage contradirectionnel entre le mode aller et le mode retour pour les réseaux de Bragg contenant des sauts de phase et pour le coupleur à fibre dans lequel deux modes vont interférer, enfin le couplage codirectionnel entre le mode fondamental et les modes de gaine de même symétrie dans le cas des réseaux à longs pas.

Bien que ces trois types de composants soient différents, ils requièrent la même méthodologie d'étude: la conception et la modélisation, la mise au point expérimentale, la réalisation et la caractérisation. Toutes ces étapes ont fait appel à la prise en compte et l'étude, tant des phénomènes fondamentaux régissant le comportement des fibres durant leur traitement que des spécifications requises pour leur utilisation dans les transmissions optiques.

C'est ce que nous présentons dans cette thèse.

Dans le chapitre I, nous présentons une introduction sur la photosensibilité des fibres et leurs applications. Le but de ce chapitre est d'offrir au lecteur une explication synthétique du principe et des modèles de la photosensibilité des fibres optiques, permettant la modification permanente de l'indice de réfraction du coeur lors de l'irradiation ultraviolette en particulier à 240 nm. Nous détaillons alors les méthodes de réalisation des réseaux d'indice dans la fibre ainsi que certaines de leurs propriétés. L'importance de tels composants pour le domaine des transmissions optiques est ensuite mise en évidence.

Le chapitre II est consacré à la modélisation des réseaux d'indices dans les fibres optiques. Ce chapitre détaille les méthodes de calcul des réponses spectrales des filtres étudiés au cours de cette thèse, que ce soit pour le couplage contradirectionnel (Réseaux de Bragg) ou pour le couplage codirectionnel (Réseaux à longs pas). Nous avons retenu une approche matricielle du calcul afin de pouvoir facilement modéliser des réseaux d'indice dont les paramètres seraient variables sur leur longueur L . Dans la suite du mémoire, tous les calculs présentés se réfèrent à la méthodologie et aux paramètres décrits dans ce chapitre.

Le chapitre III concerne l'étude et la réalisation de filtres optiques passe-bande basés sur l'insertion de sauts de phase de π le long du réseau de Bragg. Nous démontrons alors que la forme de la bande passante peut être ajustée en fonction du nombre de sauts de phase insérés. Une étude détaillée permet de prévoir un compromis nécessaire entre la forme de la bande passante et la largeur de bande de réjection.

Dans le chapitre IV, nous présentons un filtre passe-bande basé sur l'inscription d'un réseau de Bragg dans un coupleur à fibre symétrique comportant 2X2 voies. Dans cette nouvelle configuration proposée, l'onde optique à la longueur d'onde de Bragg du réseau inscrit est extraite par une voie du coupleur à fibre. Lorsque cette extraction peut se faire quelle que soit la voie d'entrée, le composant peut être utilisé comme un Multiplexeur Insertion/Extraction de longueur d'onde. Ce travail de recherche a été réalisé en étroite collaboration avec le Laboratoire des Fibres Optiques, de L'Ecole Polytechnique de Montréal, Canada.

Le chapitre V concerne l'étude et la réalisation de filtres non réflecteurs, dits réseaux à longs pas, dont nous avons étudié les caractéristiques pour l'égalisation du gain des amplificateurs à fibres et pour le filtrage. Nous avons photo-inscrit des réseaux à longs pas dans une fibre standard chargée en hydrogène et étudié l'influence de la diffusion de l'hydrogène sur leurs caractéristiques, ainsi que leur stabilité. Il est possible de mettre en série plusieurs de ces réseaux afin de réaliser des filtres dont l'allure correspond à la forme requise pour l'égalisation du gain d'un amplificateur optique. Nous avons mis en évidence la possibilité de réaliser des filtres passe-bande en insérant des sauts de phase de π le long du réseau à longs pas.

Chapitre I:

Introduction sur la photosensibilité des fibres optiques, la réalisation de filtres à base de réseaux d'indice et leurs applications aux réseaux photoniques

Sommaire du Chapitre I:

Introduction du Chapitre I.....	I.4
I.1 LA PHOTSENSIBILITE DES FIBRES OPTIQUES.....	I.5
I.1.1 Le blanchiment optique.....	I.5
I.1.2 Mise en évidence de la photosensibilité des fibres optiques.....	I.7
I.1.2.a Première mise en évidence par inscription holographique longitudinale.....	I.7
I.1.2.b Amélioration décisive par inscription holographique transverse.....	I.8
I.1.3 Méthodes de photo-inscription des réseaux d'indice à l'aide de sources laser UV.....	I.10
I.1.3.a Méthodes d'inscription des réseaux de Bragg.....	I.13
α) Inscription d'un réseau de Bragg à l'aide d'un miroir de Lloyd.....	I.13
β) Inscription d'un réseau de Bragg à l'aide d'un masque de phase.....	I.14
I.1.3.b Méthodes d'inscription des réseaux à longs pas.....	I.17
α) Inscription d'un réseau à longs pas par la méthode point-par-point.....	I.17
β) Inscription d'un réseau à longs pas à l'aide d'un masque d'amplitude.....	I.17
I.1.4 Description synthétique des modèles de la photosensibilité des fibres optiques germanosilicates.....	I.18
I.1.3.a Modèle des centres colorés.....	I.18
I.1.3.b Modèle de la densification.....	I.19
I.1.3.c Augmentation de la photosensibilité par pré-hydrogénation de la fibre.....	I.20
I.1.4 Conclusion de la partie I.1.....	I.22

I.2 DYNAMIQUE DE CROISSANCE DES RÉSEAUX DE BRAGG.....	I.22
I.2.1 Dynamique de croissance des réseaux de Bragg photo-inscrits dans les fibres germanosilicates non hydrogénées.....	I.22
I.2.1.a Type I et type IIa.....	I.23
I.2.1.b Type I et type II.....	I.24
I.2.2 Dynamique de croissance des réseaux de Bragg photo-inscrits dans les fibres germanosilicates hydrogénées.....	I.24
I.3 STABILITE THERMIQUE DES RESEAUX DE BRAGG.....	I.25
1.3.1 Modèle et étude de la stabilité à long terme de réseaux de Bragg photo-inscrits dans une fibre fortement dopée au germanium.....	I.26
1.3.2 Stabilité à long terme des réseaux de Bragg photo-inscrits dans une fibre fortement/faiblement dopée au germanium et hydrogénée.....	I.28
I.5 APPLICATIONS DES RESEAUX D'INDICE POUR LES TELECOMMUNICATIONS OPTIQUES.....	I.29
Conclusion du chapitre I.....	I.32
Bibliographie du chapitre I.....	I.33

Introduction du chapitre I

Les fibres optiques utilisées dans les télécommunications optiques sont des guides d'ondes cylindriques constitués de couches de silice concentriques, formant le coeur et la gaine optique. Le coeur de la fibre possède un indice de réfraction plus élevé que celui de la gaine optique et permet ainsi le guidage de la lumière dans le coeur. Afin d'obtenir ces différents indices de réfraction, les couches de silice sont dopées par exemple par des atomes de germanium, de bore, de fluor.

Le dopant majeur dans le coeur est le germanium et donne les composés germanosilicates. Si l'introduction de ces dopants est réalisée de telle sorte que la formation de défauts ponctuels dans la fibre soit minimisée afin de diminuer les pertes lors de la propagation, il n'en reste pas moins un certain nombre de défauts inévitables dans le verre [Zarzycki 1982]. Ce sont ces défauts ponctuels qui permettent l'obtention d'une modification permanente de l'indice du coeur de la fibre. En modifiant de façon périodique le coeur de la fibre, c'est à dire en utilisant sa propriété de photosensibilité, un réseau d'indice est créé et agit comme un filtre réjecteur, sélectif en longueur d'onde.

Dans ce chapitre, nous détaillons le principe de la photosensibilité des fibres optiques en rappelant certaines propriétés des matrices vitreuses dopées, en particulier la présence de défauts et le blanchiment optique à la suite d'une irradiation.

Nous rappelons les expériences qui ont conduit un groupe de recherche canadien [Hill 1978] à la mise en évidence du phénomène de la photosensibilité dans les fibres optiques et celles, dix ans plus tard, d'un groupe américain [Meltz 1989] qui a mis au point un procédé plus efficace pour moduler périodiquement l'indice du coeur de la fibre. Cette dernière méthode est aujourd'hui exclusivement utilisée par tous les laboratoires et permet le développement industriel de la photosensibilité des fibres pour la fabrication de composants optiques.

Nous présentons une description synthétique des modèles de la photosensibilité dans les fibres germanosilicates et des études de stabilité des réseaux d'indice photo-inscrits dans ce type de fibres optiques. Nous décrivons ensuite les applications de ces réseaux d'indices et leur importance pour les systèmes de télécommunications afin d'éclairer l'intérêt du travail de thèse présenté ici.

I.1 LA PHOTOSENSIBILITE DES FIBRES OPTIQUES

Connaître les propriétés des verres dopés permet de comprendre les raisons pour lesquelles l'irradiation du verre à des longueurs d'onde déterminées provoque une variation permanente de son indice de réfraction. C'est pourquoi nous présenterons succinctement la notion de défauts et de centres colorés dans le verre et le blanchiment optique à l'origine de la photosensibilité des fibres optiques. Cependant, le phénomène de photosensibilité reste encore aujourd'hui dans son ensemble non expliqué, bien qu'au cours de ces dernières années, des modèles aient été développés et traduisent bien les observations expérimentales dans un certain nombre de cas. Nous ne décrivons ici que la photosensibilité des fibres germanosilicates, ces dernières étant majoritairement utilisées dans le domaine des composants à fibres et en particulier dans le travail de recherche que constitue cette thèse.

I.1.1 Le blanchiment optique

Le verre est un milieu désordonné [Zarzycki 1982] dans lequel les ions de silice Si^{4+} sont reliés à des ions oxygènes O^- . L'ordre local résultant est décrit sur la figure I.1:

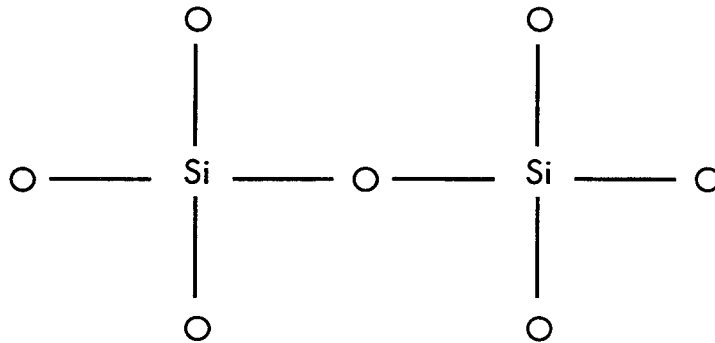


Figure I.1: L'ordre local dans la silice.

L'introduction d'atomes de germanium (Ge) dans la matrice de silice crée des défauts spécifiques. Ces défauts donnent lieu à des bandes d'absorption additionnelles et on peut décrire ceux qui vont avoir une importance pour le phénomène de la photosensibilité, ce sont les centres colorés [Zarzycki 1982]:

◇ *Le germanium substitutionnel (Ge4)*: un atome de germanium Ge se substitue à un atome de silicium Si dans la structure tétraédrique et donne lieu à une bande d'absorption autour de 195nm (Figure I.2.a).

◇ *La lacune d'oxygène(GODC)*: un atome de germanium est lié à trois atomes d'oxygène et à un atome de germanium ou de silice (Figure I.2.b). Ce défaut donne lieu à une bande d'absorption autour de 240nm.

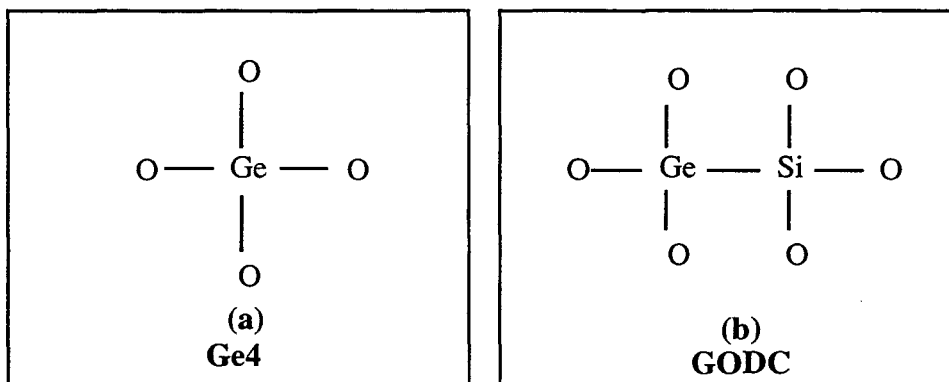


Figure I.2: Les défauts les plus fréquents liés à la présence du Germanium dans la silice.

A la suite d'une irradiation UV, les défauts susceptibles d'être créés sont les suivants [Campbell 1994]:

◊ *Le centre GeE'*: il est constitué d'un atome de germanium porteur d'un électron non apparié (Figure I.3.a).

◊ *Le défaut Ge(1)*: un atome de germanium est lié à quatre atomes d'oxygène constituant un tétraèdre primitif et présente un électron additionnel (Figure I.3.b).

◊ *Le défaut Ge(2)*: un atome de germanium est lié à quatre atomes d'oxygène et présente un électron additionnel. Un atome de Ge ou de Si est relié au tétraèdre primitif (Figure I.3.c).

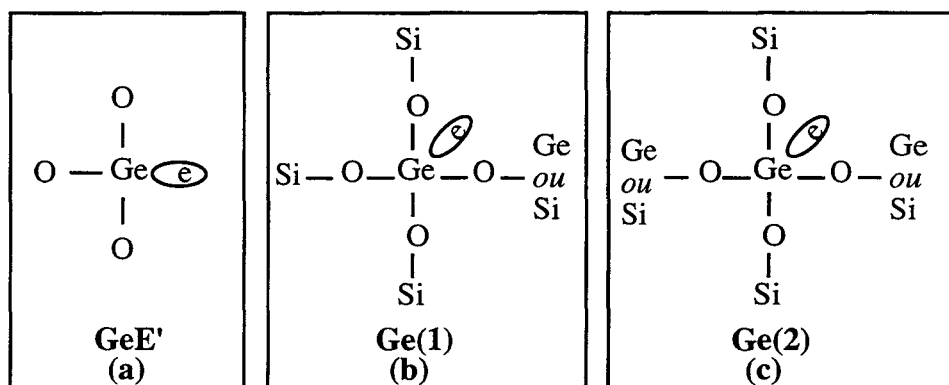


Figure I.3: Les défauts susceptibles d'être créés par irradiation UV et liés à la présence du Germanium dans la silice.

La présence des défauts Ge4 et GODC donne lieu à deux bandes d'absorption dans la fibre, respectivement autour de 195 nm et 240 nm [Yuen 1982]. Ces bandes d'absorption sont mesurées tant dans la préforme mère que dans la fibre optique résultante.

Une irradiation UV à 240 nm provoque le blanchiment optique de la bande située à 240 nm et a pour conséquence de modifier de manière permanente l'intensité de cette bande d'absorption en la diminuant nettement et éventuellement en générant des centres colorés. Cet effet peut être mis en évidence en comparant les spectres d'absorption d'une préforme ou d'une fibre avant et après

irradiation. Ainsi, lors d'une étude sur des fibres germanosilicates, Atkins *et al.* [Atkins 1992] ont mesuré les changements d'absorption dans le coeur de la fibre après irradiation UV à 242 nm et montré (Figure I.4) que l'intensité de la bande d'absorption à 240 nm diminue alors que l'absorption des bandes aux longueurs d'onde inférieures à 215 nm augmente.

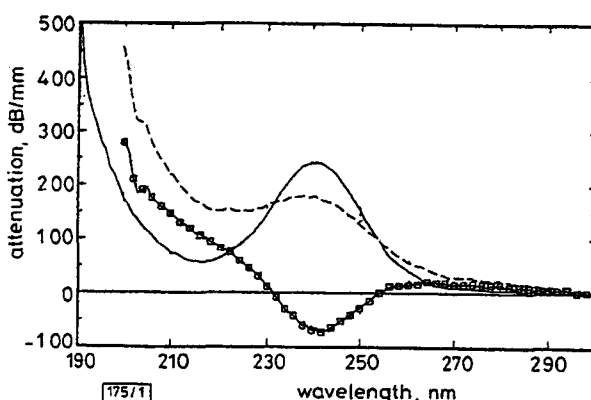


Figure I.4: Evolution du spectre d'absorption avant et après irradiation UV à 240 nm d'une fibre germanosilicate, extrait de [Atkins 1992]:
 ----- avant inscription, - - - - - après inscription, --o-- modification de l'atténuation.

Cette modification de l'absorption s'accompagne d'une augmentation de l'indice de réfraction du matériau. C'est le phénomène de photosensibilité. Nous considérerons par la suite que la photosensibilité représente la variation photo-induite de l'indice de réfraction du matériau pour des mêmes conditions d'irradiation UV données (longueur d'onde, densité de puissance reçue par la fibre, temps d'irradiation...). A la longueur d'onde de blanchiment de 240 nm [Poirier 1993], la rupture de la liaison Ge-Si du défaut GODC donne lieu à un centre GeE' et libère un électron. Ce dernier va se mouvoir dans la matrice de silice pour donner ensuite naissance aux défauts Ge(1) et Ge(2) par recombinaison.

I.1.2 Mise en évidence de la photosensibilité des fibres optiques

Nous détaillons dans cette partie les expériences historiques de mise en évidence de la photosensibilité dans les fibres optiques germanosilicates.

I.1.2.a Première mise en évidence par inscription holographique longitudinale

En 1978, l'équipe canadienne de K.O Hill [Hill 1978] mis pour la première fois en évidence le phénomène de photosensibilité et l'inscription de réseaux de Bragg dans les fibres optiques.

Le faisceau d'un laser à Argon ionisé émettant à 488 nm était injecté à l'entrée d'une fibre optique de longueur donnée, dont les deux extrémités étaient clivées perpendiculairement à l'axe de la fibre (figure I.5).

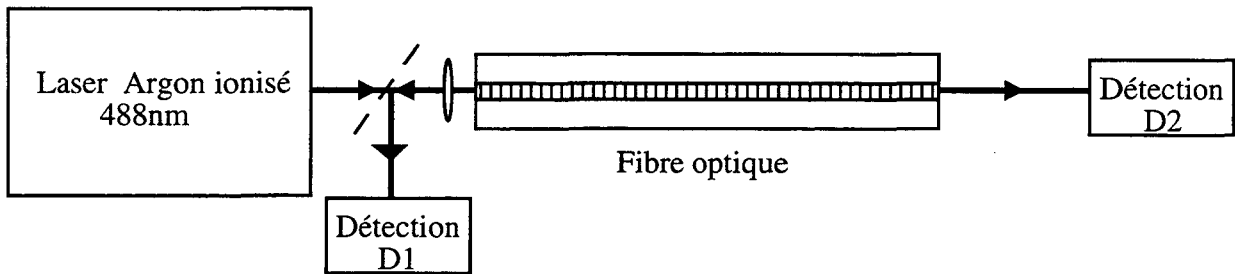


Figure I.5 Inscription holographique longitudinale d'un réseau de Bragg.

L'intensité de la lumière transmise (D2) et réfléchi (D1) étaient mesurées. L'intensité transmise ne cessait de décroître alors que l'intensité de la lumière réfléchi augmentait. Ils en déduisirent que les ondes stationnaires créées par la réflexion de Fresnel sur chaque face de sortie provoquait l'apparition d'une modulation périodique permanente de l'indice du coeur de la fibre créant alors un filtre réflecteur de Bragg pour une longueur d'onde incidente égale à la longueur d'onde d'inscription du laser.

Des groupes de recherche se sont alors penchés sur l'étude de cette photosensibilité. En particulier, Lam *et al.* [Lam 1981] ont apporté un élément majeur dans ce domaine en montrant que l'amplitude de la modulation d'indice photo-induite était proportionnelle au carré de la puissance du faisceau de pompe utilisé, la modification d'indice observée à 488 nm provenait donc d'une absorption à deux photons avec un phénomène fondamental à un photon dans la bande à 240 nm.

I.1.2.b Amélioration décisive par inscription holographique transverse

La méthode d'irradiation longitudinale souffre cependant du fait que la longueur d'onde du filtre est proche de 488 nm et que le réseau n'est pas localisé dans la fibre. En 1989, Meltz *et al.* [Meltz 1989] proposaient une méthode d'inscription holographique externe qui allait permettre une grande flexibilité dans le choix de la période du réseau d'indice, ainsi que dans la variation longitudinale de la période et de la modulation d'indice. De plus, l'efficacité d'irradiation est plus importante et par conséquent, de fortes modulations d'indices sont obtenues. Des franges d'interférences générées par les deux faisceaux UV cohérent à 244 nm issus d'un laser à colorant doublé en fréquence et pompé par un laser à excimère étaient utilisées (figure I.6) pour générer des réseaux d'indice de Bragg de longueur d'onde de réflexion de 577 et 591 nm.

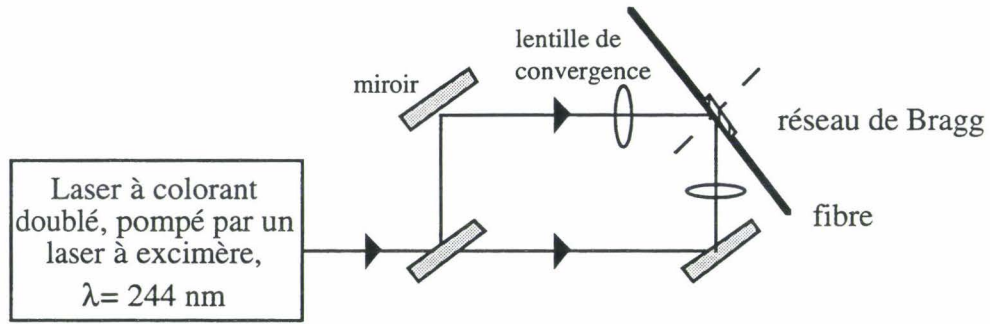


Figure I.6 Inscription holographique transverse.

C'est en 1990 que Kashyap *et al.* [Kashyap 1990] confirment dans leur expérience la possibilité d'inscrire par cette méthode des réseaux réflecteurs à des longueurs d'onde autour de 1500 nm. Cette gamme de longueurs d'onde correspondant à celles majoritairement requises pour les transmissions optiques, la possibilité d'utiliser les réseaux de Bragg pour ces applications était par conséquent démontrée. Des exemples de transmission et de réflexion spectrales de ces réseaux sont présentés sur la figures I.7. La longueur d'onde centrale λ_B (longueur d'onde de Bragg), l'isolation et la largeur à mi-hauteur caractérisent ce filtre.

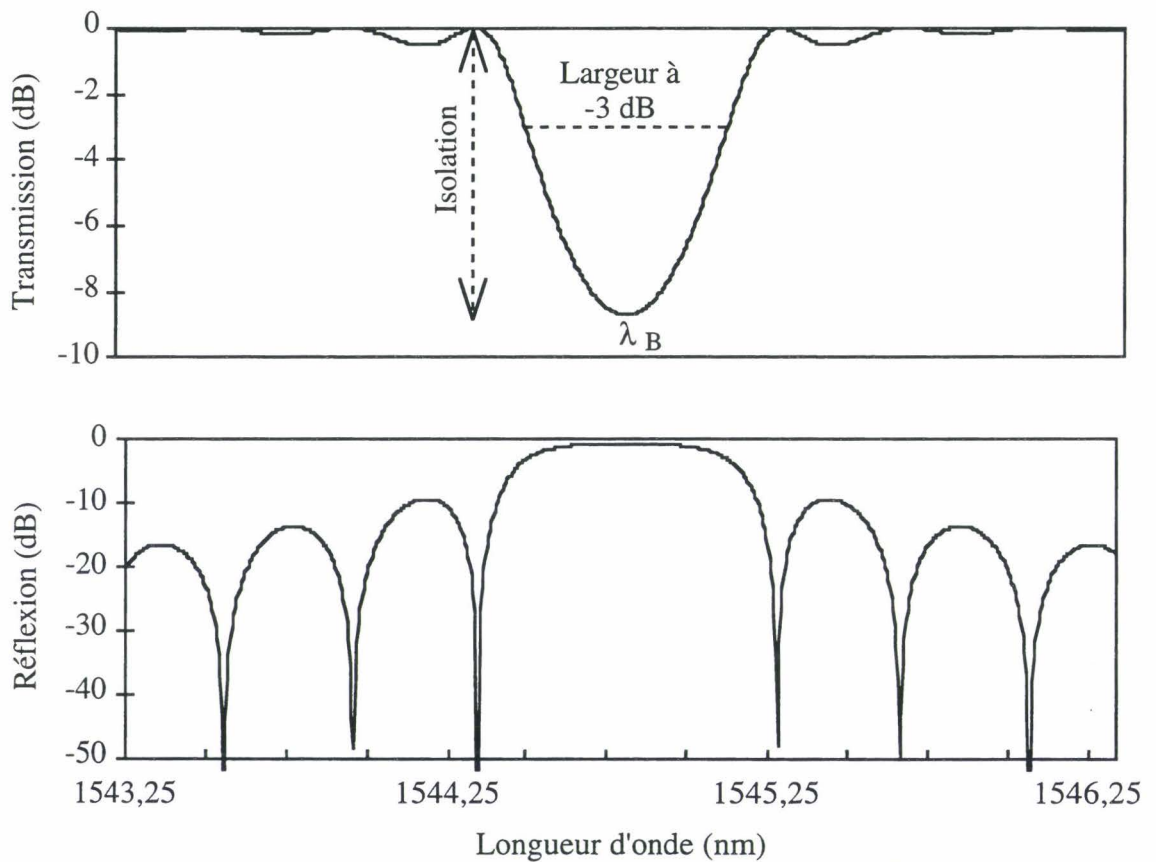


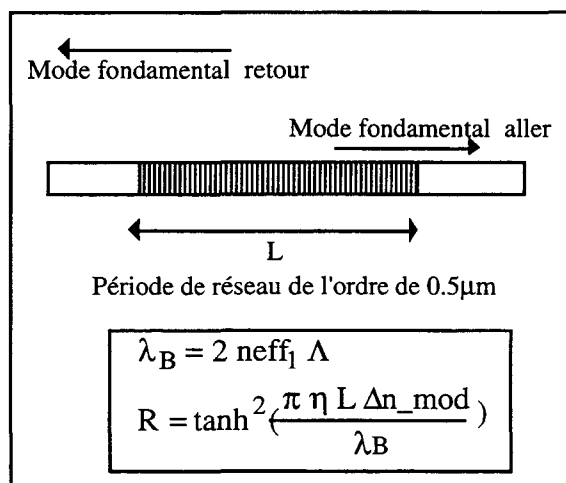
Figure I.7: Réponse spectrale en transmission et en réflexion d'un réseau de Bragg photo-inscrit dans une fibre optique.

I.1.3 Méthodes de photoinscription des réseaux d'indice à l'aide de sources laser UV

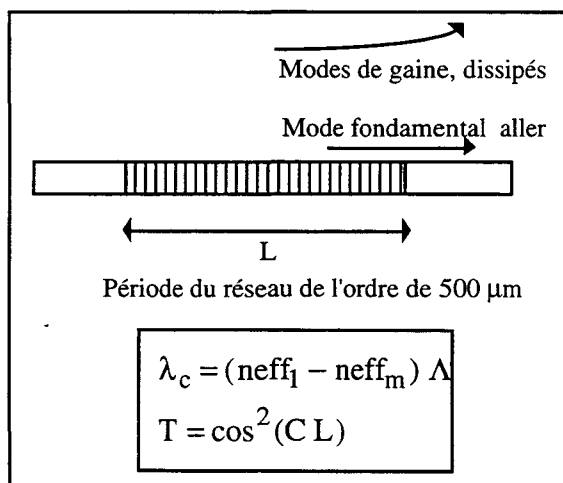
Jusqu'à présent, nous avons essentiellement abordé la modulation périodique et permanente de l'indice du coeur de la fibre dans le cas du couplage contradirectionnel. La période Λ du réseau d'indice est de l'ordre de $0,5 \mu\text{m}$ et permet le couplage entre les modes fondamentaux aller et retour. Ce sont les réseaux de Bragg et à la longueur d'onde de Bragg, l'énergie est renvoyée à l'entrée du filtre (figure I.8.a). En inscrivant dans la fibre des réseaux d'indices dont les périodes sont de l'ordre de $500 \mu\text{m}$ (réseaux à longs pas), le couplage entre le mode fondamental guidé et les modes de gaine est provoqué. Ces modes de gaine sont ensuite dissipés et aucune énergie n'est renvoyée en retour (figure I.8.b).

Les réseaux de Bragg ont une longueur d'onde centrale λ_B qui dépend de l'indice effectif du mode fondamental et de la période Λ du réseau (figure I.8.a). A cette longueur d'onde, la réflectivité maximale R est une fonction de λ_B , de la fraction d'énergie du mode fondamental dans le coeur η (si seul le coeur de la fibre est photosensible), de la longueur du réseau L et de l'amplitude de modulation d'indice Δn_{mod} (Chapitre II).

La longueur d'onde centrale λ_c des réseaux à longs pas dépend de la différence entre les indices effectifs des modes couplés, $n_{\text{eff}1}$ et $n_{\text{eff}m}$, et de la période du réseau Λ . La transmission minimale du réseau dépend du coefficient de couplage C (proportionnel à Δn_{mod}) et de la longueur L du réseau.



I.8.a: Réseau de Bragg: couplage contradirectionnel



I.8.b: Réseau à longs pas: couplage codirectionnel

Figure I.8: Réseaux d'indices à pas courts (réseaux de Bragg) et à longs pas photo-inscrits dans une fibre optique.

Dans les deux cas de couplage, la modification périodique de l'indice du coeur de la fibre est constituée d'une composante modulée, Δn_{mod} , et d'une composante continue, Δn_{moy} (figure I.8. bis). La différence entre Δn_{mod} et Δn_{moy} dépend de la visibilité des franges sombres et brillantes lors de la photo-inscription.

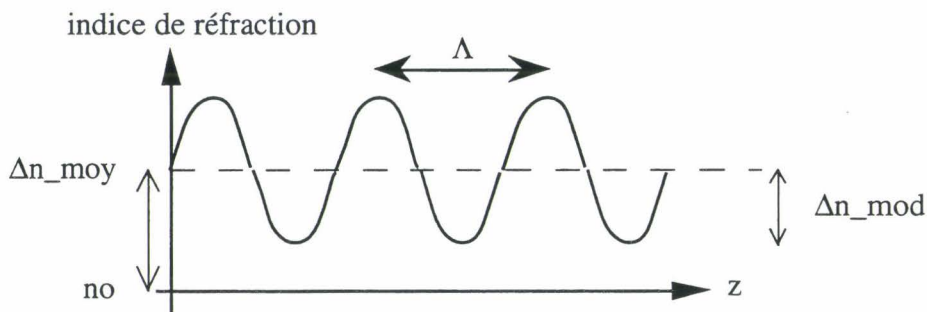


Figure I.8.:bis Schéma simplifié de la modulation d'indice dans le coeur de la fibre.

En effet, l'éclairement $I(z)$ reçu par la fibre placée dans le champ d'éclairement selon l'axe z est tel que:

$$I(z) = I_0 \left(1 + V \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \right) \quad (\text{I.1.a})$$

V est la visibilité des franges d'éclairement et Λ la période du réseau.

En ne considérant que l'ordre 0 et 1 de la modulation résultante, la modification de l'indice de réfraction du coeur le long de la fibre irradiée s'écrit:

$$\Delta n(z) = \Delta n_{\text{moy}} + \Delta n_{\text{mod}} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \quad (\text{I.1.b})$$

Nous décrivons dans cette partie les méthodes d'inscription essentiellement utilisées aujourd'hui pour la photo-inscription de réseaux d'indice dans la fibre par inscription holographique externe. Nous séparerons l'inscription de réseaux de Bragg et celle des réseaux à longs pas.

Nous avons vu que la longueur d'onde du faisceau utilisé pour le blanchiment optique se situe vers 240 nm (défaut GODC). Dans la pratique, plusieurs sources laser adaptées ont été développées et commercialement proposées ces dernières années afin de répondre aux besoins de la communauté scientifique et industrielle travaillant dans le domaine des réseaux d'indices photo-inscrits. Les sources lasers les plus largement utilisées peuvent être pulsées ou continues, puissantes ou peu puissantes, avec des longueurs d'ondes comprises autour de 240 nm ou à 193 nm¹. Dans le tableau

¹ L'irradiation à 193 nm blanchit la bande d'absorption à 193 nm et augmente celle située à 240 nm.

Tab.I.1, nous présentons succinctement les caractéristiques importantes des lasers communément utilisés pour l'inscription de réseaux d'indices et accessibles dans nos laboratoires.

Type	pulsé/continu	λ	Energie	cohérence
laser à colorant doublé pompé par un laser à excimère (XeCl, 308 nm)	pulsé (10Hz)	220 nm < λ < 300 nm	$\approx 1\text{mJ/impulsion}$	spatiale (S) et temporelle (T)
laser à argon doublé	continu	244 nm	100-500 mW	S et T
Laser excimère KrF	pulsé (50Hz)	248 nm	$\approx 200\text{mJ/impulsion}$	
Laser excimère ArF	pulsé (25Hz)	193 nm	$\approx 100\text{mJ /impulsion}$	

Tab.I.1: Description des sources UV communément utilisées pour l'inscription de réseaux.

La cohérence spatiale du laser utilisé peut être améliorée par l'utilisation d'optique adaptée (transformation de la cavité du laser en résonateur instable) [Lambda Physics]. Ces quatre types de lasers sont présents dans notre laboratoire et ont servi (sauf le laser à argon doublé) aussi bien pour l'inscription de réseaux de Bragg que pour l'inscription de réseaux à longs pas.

Dans tous les cas, au moment de l'inscription du réseau d'indice, selon l'énergie fournie par le laser et l'énergie requise au niveau de la fibre, l'expérimentateur contrôle la densité d'énergie au niveau de la fibre en focalisant le faisceau UV à l'aide d'une lentille cylindrique convergente. Cette lentille a pour effet de concentrer le faisceau sur sa longueur L , réduisant alors sa largeur. La densité d'énergie par impulsion et par unité de surface généralement choisie pour l'inscription de réseaux d'indice varie entre 20 mJ/cm^2 et 500 mJ/cm^2 .

I.1.3.a Méthodes d'inscription des réseaux de Bragg

La modulation périodique de l'indice du coeur de la fibre avec des périodes de l'ordre de $0,5\mu\text{m}$ est rendue possible par la création d'un champ d'interférences entre deux faisceaux UV cohérents. Ces interférences peuvent être générées à l'aide d'un miroir de Lloyd [Limberger 1993] [Riant 1993], d'un prisme [Kashyap 1990] ou au travers d'un masque de phase [Hill 1993]. La fibre est alors placée dans le champ d'interférences avec son axe perpendiculaire aux franges.

α Inscription d'un réseau de Bragg à l'aide d'un miroir de Lloyd

Le principe de l'interféromètre assisté par un miroir de Lloyd est schématisé sur la figure I.9. La division du front d'onde du faisceau UV incident à l'aide de la face d'un miroir permet aux deux faisceaux ainsi générés d'interférer entre eux au niveau de la fibre: le demi-faisceau incident sur le miroir selon l'angle α va alors interférer avec le demi-faisceau direct.

Le dispositif est constitué d'une lentille cylindrique de convergence faisant un angle β avec le plan de l'onde incidente, d'un miroir faisant un angle $(\pi/2-\alpha)$ avec ce même faisceau. La fibre optique à irradier est placée contre une arête du miroir et perpendiculaire à sa face réfléchissante.

La lentille cylindrique de convergence est inclinée d'un angle β afin de rendre le plan de focalisation parallèle à la fibre. Cet angle est donné par la relation:

$$\beta = \frac{\pi}{2} - \alpha \tag{I.2.a}$$

La période Λ du réseau d'indice généré dépend de l'angle d'incidence α selon la relation:

$$\Lambda = \frac{\lambda_p}{2 \cos(\alpha)} \tag{I.2.b}$$

λ_p désigne la longueur d'onde du faisceau UV incident.

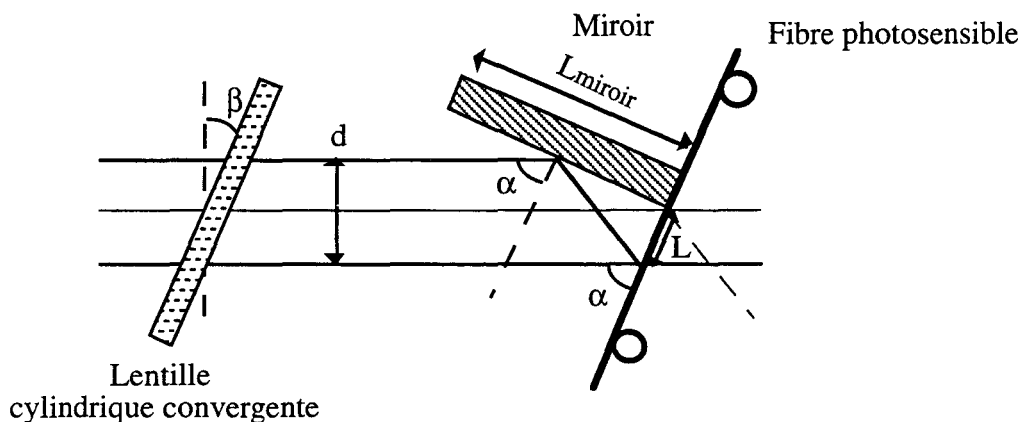


Figure I.9: Méthode interférométrique par division du front d'onde à l'aide d'un miroir

Cette méthode holographique permet une grande flexibilité quant au choix de la période du réseau et donc celui de la longueur d'onde du réseau de Bragg à inscrire. Cependant, elle nécessite un faisceau UV d'une grande cohérence temporelle et spatiale afin que la visibilité des franges reste constante sur toute la longueur L de la fibre irradiée.

β Inscription d'un réseau de Bragg à l'aide d'un masque de phase

Une autre méthode d'obtention du champ d'interférences consiste à utiliser un masque de phase [Hill 1993]. Sur l'une des deux faces parallèles d'une lame de silice transparente aux UV à 240 nm, sont périodiquement gravées des bandes rectangulaires de profondeur "e", de largeur égale à la période Λ du réseau de Bragg que l'on désire obtenir. La période de gravure Λ_m de ces bandes est alors égale au double de la période Λ . Un réseau de phase ainsi créé génère différents ordres diffractés. Le masque de phase est dit idéal si la profondeur de gravure des bandes, e, vérifie la relation :

$$e(n - 1) = \frac{\lambda_p}{2} \quad (\text{I.3})$$

n désigne l'indice optique du matériau du masque,
 λ_p la longueur d'onde du laser.

Sur la figure I.10.a est schématisée la méthode d'inscription par masque de phase. La fibre est positionnée dans le champ d'interférences contre le masque de phase.

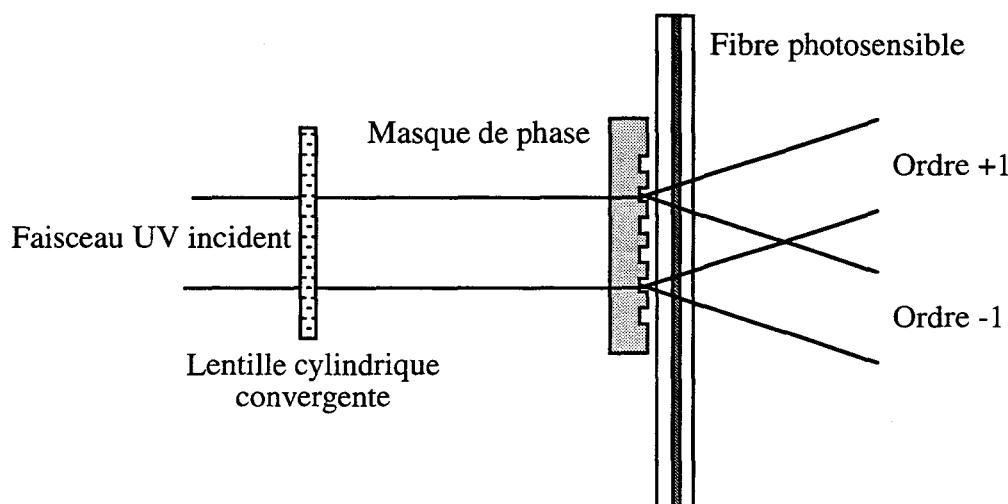


Figure I.10.a: Méthode interférométrique par diffraction à l'aide d'un masque de phase.

Lorsque le masque de phase n'est pas idéal, l'ordre zéro ainsi que tous les ordres +n et -n sont générés et font un angle Ψ_n avec la direction de propagation (figure I.10.b.a).

Le faisceau UV est incident sur le masque et émerge en une série d'ordres de diffraction +n et -n qui font avec l'axe de propagation incidente un angle Ψ_n défini par:

$$\sin(\Psi_n) = n \frac{\lambda}{\Lambda_m} \quad (\text{I.4.a})$$

avec, λ la longueur d'onde, Λ_m la période du masque et n l'ordre de diffraction.

Lorsque le masque est idéal, près de 80% de l'énergie incidente sont répartis dans les ordres +1 et -1; les intensités des ordres +2 et -2 sont nulles. La figure d'interférence créée dans le coeur de la fibre une modulation périodique de l'indice proche de celle décrite sur la figure I.10.b.b.

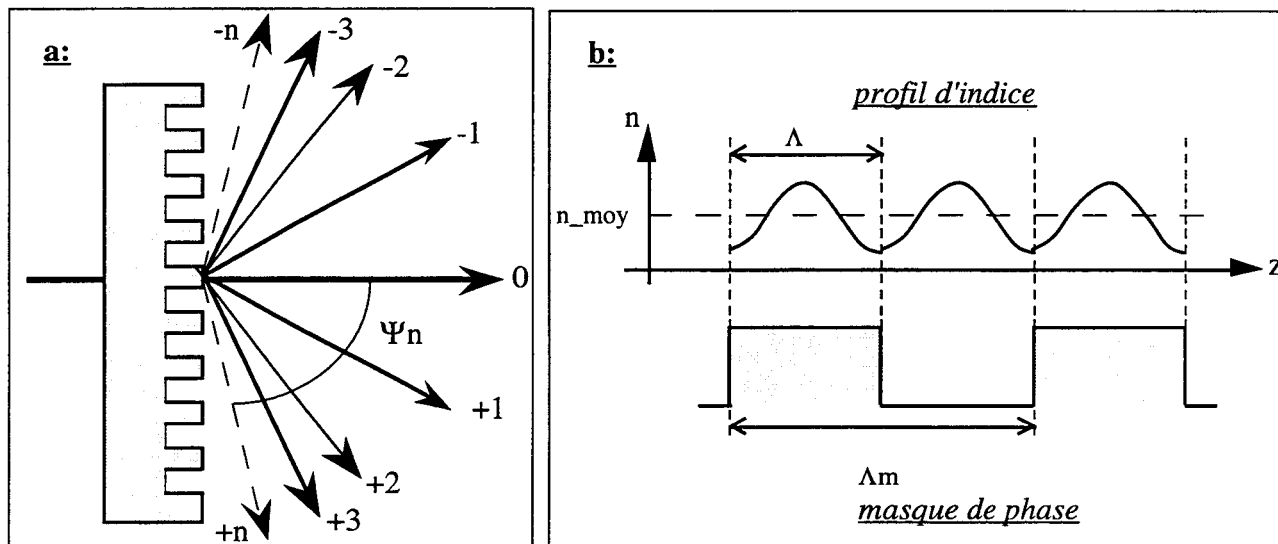


Figure I.10.b. Détail du fonctionnement du masque de phase. En (a) géométrie de la diffraction, en (b) profil d'indice dans le coeur de la fibre, résultant des interférences entre les ordres +1 et -1.

La visibilité des franges d'interférences est liée à la cohérence spatiale du faisceau UV incident [Dyer 1995]. Lorsque ce faisceau n'a pas une bonne cohérence spatiale, il présente un angle de divergence $\Delta\phi$ autour de l'axe de propagation perpendiculaire au masque de phase (axe y). Typiquement, cette divergence $\Delta\phi$ peut être de l'ordre de quelques milliradians. Si l'on considère le faisceau incident sur le masque de phase comme étant la somme de N faisceaux dont les plans d'ondes font un angle θ avec l'axe et tel que $-\Delta\phi/2 < \theta < \Delta\phi/2$, la figure d'interférences des ordres +1 -1 de chaque composante à l'angle θ va agir de façon destructive sur la visibilité des franges. Ainsi, la visibilité des franges est perdue après une distance y_v telle que (Figure I.10.c):

$$y_v = \frac{\lambda p}{2 \tan(\psi_1) \Delta\phi} \quad (\text{I.4.b})$$

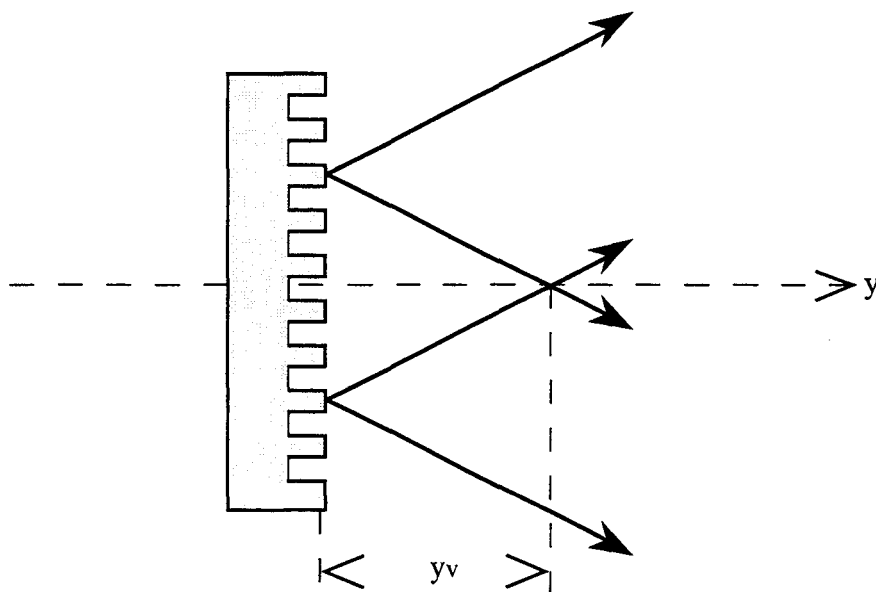


Figure I.10.c: Distance de visibilité des franges d'interférences.

Pour illustrer cette perte de visibilité, considérons un masque de phase de période $\Lambda_m=1070$ nm pour lequel nous faisons l'hypothèse que seuls les ordres +1 et -1 interfèrent. L'angle Ψ_1 est égal à $\approx 0,234$ rad. Dans le cas d'un laser excimère de longueur d'onde UV $\lambda_p=248$ nm, une mauvaise cohérence spatiale considérée pour $\Delta\phi = 3$ mrad induit une disparition des franges à une distance de $200 \mu\text{m}$ du masque alors qu'une bonne cohérence spatiale pour $\Delta\phi = 0,4$ mrad induit une disparition des franges à une distance de $1300 \mu\text{m}$.

Dans le cadre du travail de thèse présenté dans ce mémoire, l'inscription de réseaux de Bragg a été faite exclusivement à l'aide de masques de phase.

I.1.3.b Méthodes d'inscription des réseaux à longs pas

La période requise pour la réalisation de réseaux à longs pas est de l'ordre de quelques centaines de microns. Cet ordre de grandeur est suffisamment grand pour ne pas nécessiter l'utilisation d'un champ d'interférences afin de moduler périodiquement l'indice du coeur de la fibre. Le filtre peut être inscrit en irradiant directement la fibre sur une demi-période. La méthode d'inscription point par point est facilement envisageable. En outre, un masque d'amplitude est aussi couramment utilisé afin d'assurer une meilleure reproductibilité.

α Inscription d'un réseau à longs pas par la méthode point-par-point

Une fente d'ouverture égale à la moitié de la période du réseau est placée entre le faisceau incident focalisé et la fibre comme décrit sur la figure I.11.

Après chaque irradiation, la fibre est déplacée d'une distance égale à la valeur de la période. Ce déplacement est obtenu à l'aide d'une platine de translation commandée par un micro-ordinateur.

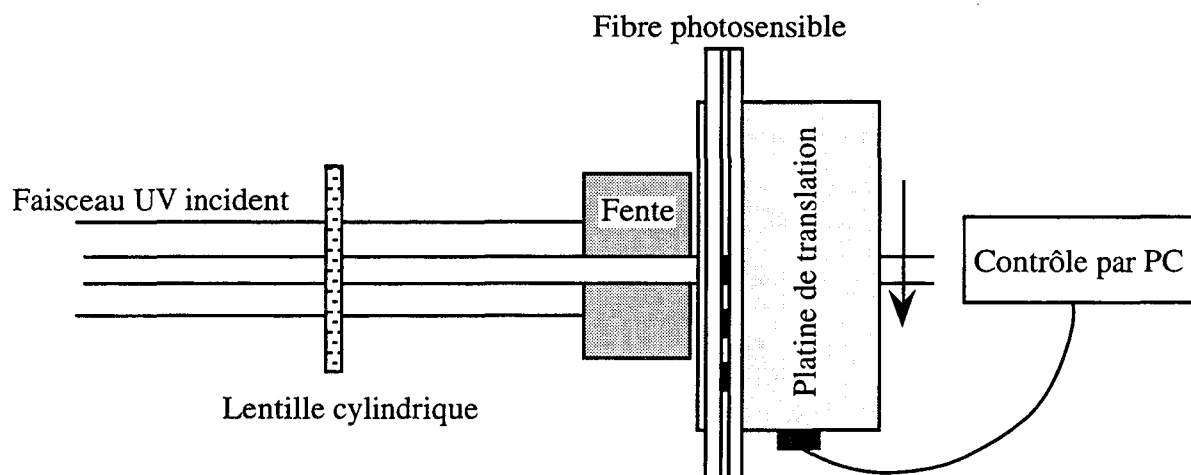


Figure I.11: Méthode d'inscription point par point de réseaux à longs pas .

Cependant, si cette méthode permet une grande flexibilité dans le choix de la période, elle s'avère moins rapide et reproductible que la méthode du masque d'amplitude.

 β Inscription d'un réseau à longs pas à l'aide d'un masque d'amplitude

Sur un substrat de quartz transparent aux UV autour de 240nm, un réseau en forme de grille est inscrit par dépôt de nickel, identique aux masques utilisés en micro-électronique. Le nickel est déposé alternativement sur une demi-période et empêche le faisceau d'être transmis. Nous avons schématisé ce dispositif expérimental sur la figure I.12.

L'utilisation du masque d'amplitude permet une bonne reproductibilité d'inscription. Cette méthode d'inscription est celle que nous avons retenue pour l'inscription de réseaux à longs pas que nous détaillerons dans le chapitre V. Une autre solution consiste à utiliser un masque en nickel (70 μm d'épaisseur) dans lequel les fentes sont gravées par électroformage.

Les méthodes les plus communément utilisées pour l'inscription de réseaux de Bragg et de réseaux à longs pas ayant été décrites, nous présentons maintenant une vue d'ensemble des études réalisées sur la photosensibilité des fibres germanosilicates.

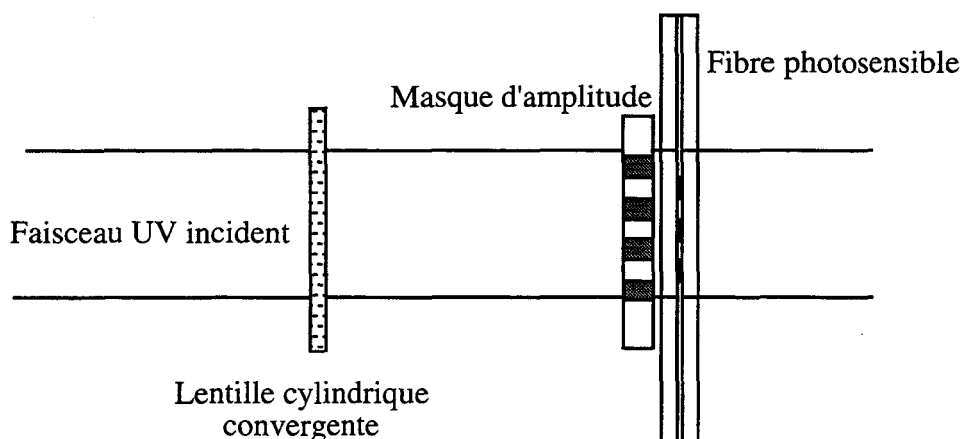


Figure I.12: Méthode d'inscription de réseaux à longs pas à l'aide d'un masque d'amplitude

I.1.4 Description synthétique des modèles de la photosensibilité des fibres optiques germanosilicates

Comme nous l'avons rappelé dans le paragraphe I.21, tous les groupes de recherche travaillant sur la photosensibilité des fibres germanosilicates s'accordent pour considérer que l'irradiation à 240 nm provoque une restructuration du matériau. En outre, d'autres bandes d'absorptions sont créées. Il en résulte alors une modification permanente de l'indice de réfraction. La migration d'électrons [Campbell 1994] et/ou un réarrangement structural [Poumellec 1995] et/ou des changements de contraintes [Fertein 1996] sont différents mécanismes considérés pour expliquer ces variations de l'indice de réfraction.

I.1.4.a Modèle des centres colorés

En 1990, Hand *et al.* [Hand 1990] caractérisent une irradiation longitudinale à 488 nm en montrant que la variation d'indice de réfraction dans la fibre germanosilicate augmente avec l'intensité du faisceau injecté et confirment [Lam 1981] l'hypothèse selon laquelle le mécanisme à 488 nm est un mécanisme à deux photons: d'après les auteurs, les liaisons Ge-Si sont cassées et les électrons libérés dans ce processus sont piégés, formant des défauts Ge(1) et Ge(2) dont les bandes d'absorption sont respectivement à 281 nm et 213 nm. Cette redistribution d'électrons donne lieu à une modification des bandes d'absorption dans le domaine spectral visible UV: c'est le photochromisme. Ce phénomène permet d'expliquer une modification permanente de l'indice de réfraction ainsi qu'une modification de la polarisabilité du milieu [Bernardin 1990].

En partant de ces hypothèses, Hand *et al.* proposèrent de modéliser le mécanisme de la variation d'indice de réfraction en utilisant les relations de Kramers-Kronig: la modification permanente de l'indice de réfraction du matériau est liée à la variation de l'absorption du matériau. Pour simuler une modulation d'indice de 10^{-3} , ils estimèrent à 10^{18} cm^{-3} le nombre de liaisons Ge-

Si à casser et par conséquent 10^{18} cm^{-3} de défauts GeE', Ge(1) et Ge(2) à créer. Ces valeurs correspondent à des quantités trop élevées de défauts dans la silice. Par ailleurs, ce calcul ne peut expliquer que des modifications d'indice allant jusqu'à quelques 10^{-4} et n'explique pas entièrement le phénomène de la photosensibilité dans le cas où des modifications d'indices plus importantes sont obtenues. De plus, le manque de connaissance du spectre d'excès de pertes sur tout le spectre de lumière n'est pas connu et par conséquent le calcul reste approché.

I.1.4.b Le modèle de densification

Le deuxième modèle majeur expliquant la photosensibilité des fibres et préformes germanosilicates est basé sur le fait que l'irradiation UV du verre provoque une densification de la matière qui contribue de façon importante à l'augmentation de l'indice de réfraction [Fiori 1986].

La mise en évidence expérimentale de l'importance de la densification de la matière dans le phénomène de la photosensibilité a été réalisée par deux méthodes différentes et complémentaires. Pour ces expériences, des lames de préformes dont le cœur était dopé au germanium ont été irradiées en les positionnant à la place de la fibre dans le montage holographique (Figure I.9).

Cordier *et al.* [Cordier 1994] ont mis en évidence une densification périodique du matériau par l'observation au microscope électronique par transmission, des lames de préforme irradiées.

Poumellec *et al.* [Poumellec 1995] ont mis en évidence, par des mesures par profilométrie optique, sur la surface des lames de préforme irradiées, des ondulations périodiques encastrées au fond d'une vallée (figure I.13). Les auteurs ont montré que cette topographie était liée à la densification du matériau. Ces ondulations disparaissent après un chauffage à 600°C . Ceci prouve qu'il y a eu réduction de volume sans ablation de matière.

Dans une expérience similaire, Riant *et al.* [Riant 1995] démontraient également le phénomène dans une fibre par l'inscription de réseaux dans une fibre en D, (fibre dont la section a une forme en D avec le méplat proche du cœur). En irradiant une fibre en D avec un réseau de période $10 \mu\text{m}$, ils ont montré que la surface irradiée avec un faisceau de densité d'énergie inférieure à $1\text{J}/\text{cm}^2$ présentait des ondulations d'allure sinusoïdale alors qu'avec des densités d'énergie supérieures, une fusion suivie d'une ablation de matière était observée.

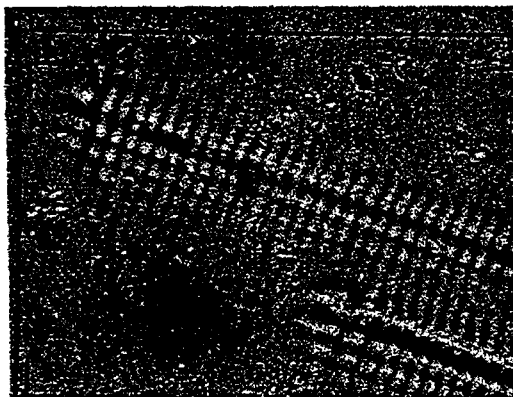


Figure I.13: Mise en évidence de la densification de la matière lors de l'irradiation à 240 nm. Mesure par profilométrie optique extraite de [Poumellec 1996].

Sommairement, la densification consiste en une modification des arrangements de la matière à courte distance sous l'effet de l'irradiation UV. Cette réduction non homogène de volume entraîne un champ de déformations élastiques permanentes et induit une variation d'indice d'après la loi de Lorentz-Lorentz [Poumellec 1996].

De plus, il existe un autre modèle voisin de celui-ci impliquant la relaxation de contraintes, et décrit dans la thèse de E. Fertein [Fertein 1996]. Ce modèle tient compte de l'influence de l'irradiation UV sur le relâchement de contraintes tensives réparties dans le coeur dopé de la fibre.

I.1.4.c Augmentation de la photosensibilité par pré-hydrogénation de la fibre

La photosensibilité des fibres germanosilicates dépend de la concentration de germanium contenue dans le coeur de la fibre. Si pour des fibres standard de télécommunications avec 3% de germanium dans le coeur, de faibles amplitudes de modulation d'indice de l'ordre de $3 \cdot 10^{-5}$ sont obtenues, pour des fibres fortement dopées au Germanium (30%), les modulations d'indice maximales ne dépassent pas $\approx 10^{-3}$. En 1993, Lemaire *et al.* [Lemaire 1993] ont proposé une méthode pour augmenter la photosensibilité des fibres en les chargeant par de l'hydrogène moléculaire avant l'irradiation UV.

Les fibres sont placées par exemple dans une enceinte à haute pression d'hydrogène gazeux (150 bar) et à température ambiante: après 2 semaines, elles sont saturées en hydrogène moléculaire. L'irradiation UV provoque dans la fibre standard une variation d'indice de réfraction d'environ deux ordres de grandeur plus importante que dans la fibre non hydrogénée (10^{-3} au lieu de 10^{-5}).

Sur la figure 1.14, la mesure du profil d'indice d'une fibre standard chargée en hydrogène, avant et après irradiation UV, est représenté. On constate une très forte augmentation de l'indice du coeur.

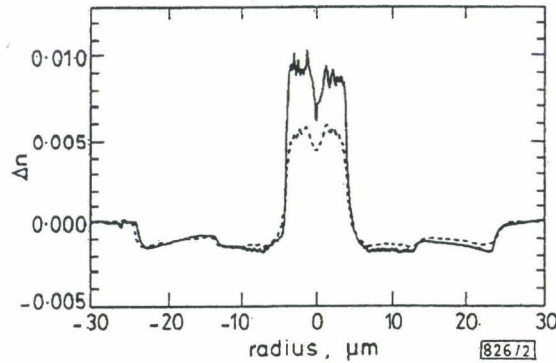


Figure I.14: Modification de l'indice de réfraction du coeur de la fibre standard chargée en hydrogène après une irradiation à 240nm, une densité d'énergie de $120\text{mJ}/\text{cm}^2$ et un taux de répétition de 30 Hz, extrait de [Atkins 1993].

Afin de comprendre les mécanismes de photosensibilisation qui interviennent lors de l'hydrogénation des fibres, Atkins *et al.* [Atkins 1993] ont mesuré (figure I.14.bis) le spectre d'absorption entre 170 nm et 300 nm après irradiation à 248 nm d'une lame de préforme hydrogénée et ont constaté que le pic d'absorption à 240 nm était absent alors que l'absorption au dessous de 220 nm était très importante. Les phénomènes liés à l'augmentation de la photosensibilité par hydrogénation des fibres ne sont pas encore totalement expliqués aujourd'hui, même s'il est clair que des sites de capture d'électrons, Si-OH et Ge-OH sont photo-induits [Lemaire 1995].

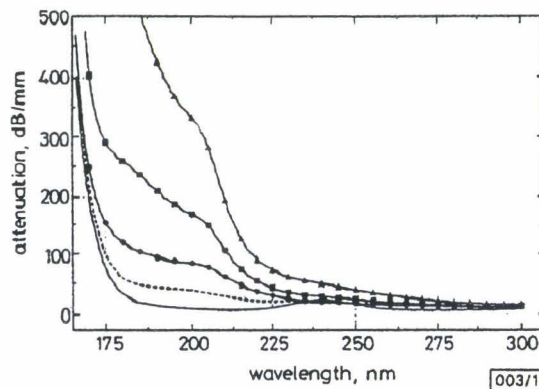


Figure I.14.bis: Spectre d'absorption d'une lame de préforme fortement dopée au germanium chargée en hydrogène puis irradiée à $120\text{mJ}/\text{cm}^2$ et 30 Hz, extrait de [Atkins 1993]: ---- avant irradiation, --O- après 10s, ---[]-- après 70s, --Δ- après 370s d'irradiation.

Dans le cadre de cette thèse, l'augmentation de la photosensibilité des fibres, qu'elles soient faiblement dopées ou fortement dopées au germanium, par chargement en hydrogène a été utilisée pour la réalisation des composants présentés dans les Chapitres II, IV et V. Une étude de la dynamique du chargement en hydrogène est présentée au chapitre V dans le cadre de l'étude de réseaux à longs pas.

I.1.5 Conclusion de la partie I.1

Nous avons décrit dans cette partie l'origine de la photosensibilité des fibres optiques germanosilicates et le processus de blanchiment optique par une irradiation UV à 240 nm. La modulation permanente de l'indice du cœur de la fibre ainsi obtenue permet la photoinscription de réseaux d'indice et la réalisation de filtres optiques réjecteurs en longueur d'onde. Nous avons aussi détaillé les méthodes expérimentales couramment utilisées pour la réalisation de tels filtres.

Dans la partie ci-dessous, nous traitons de l'étude de la dynamique d'inscription et du vieillissement des réseaux de Bragg.

I.2 DYNAMIQUE DE CROISSANCE DES RESEAUX DE BRAGG

Dans les fibres germanosilicates, des dynamiques de croissance complexes peuvent apparaître, selon que ces fibres soient fortement dopées au germanium ou non, et selon qu'elles soient chargées en hydrogène ou non. Dans cette partie, seuls les réseaux de Bragg sont considérés, l'étude des réseaux à longs pas faisant partie du travail de cette thèse sera présentée dans le chapitre V.

Lors de son inscription par irradiation transverse, les caractéristiques du réseau (transmission, longueur d'onde centrale) sont mesurées en temps réel et permettent de mettre en avant plusieurs types de croissance.

I.2.1 Dynamique de croissance des réseaux de Bragg photo-inscrits dans les fibres germanosilicates non hydrogénées

La dynamique d'inscription des réseaux dépend de plusieurs paramètres tels que le type de fibre, la concentration des dopants, la longueur d'onde d'irradiation, les manipulations préalables de la fibres (état de contraintes, irradiation, hydrogénation...). Pour les fibres germanosilicates, plusieurs types de réseaux sont mis en évidence.

I.2.1.a: Type I et type IIa

Dans une étude comparative concernant la dynamique de croissance de réseaux de Bragg dans une fibre contenant 28 mole% de germanium dans le coeur, Douay *et al.* [Douay 1993] ont présenté deux observations importantes et mis en évidence deux types de photosensibilité :

◇ la croissance du réseau dans la fibre fortement dopée au germanium à forte fluence ($220\text{mJ}/\text{cm}^2$) est plus importante et plus rapide qu'à plus faible fluence ($140\text{mJ}/\text{cm}^2$).

◇ la dynamique de croissance du réseau comporte deux phases: la réflectivité du réseau de Bragg augmente puis diminue jusqu'à l'effacement pour ensuite donner naissance à un nouveau réseau qui va croître jusqu'à la saturation comme décrit dans la figure I.15.

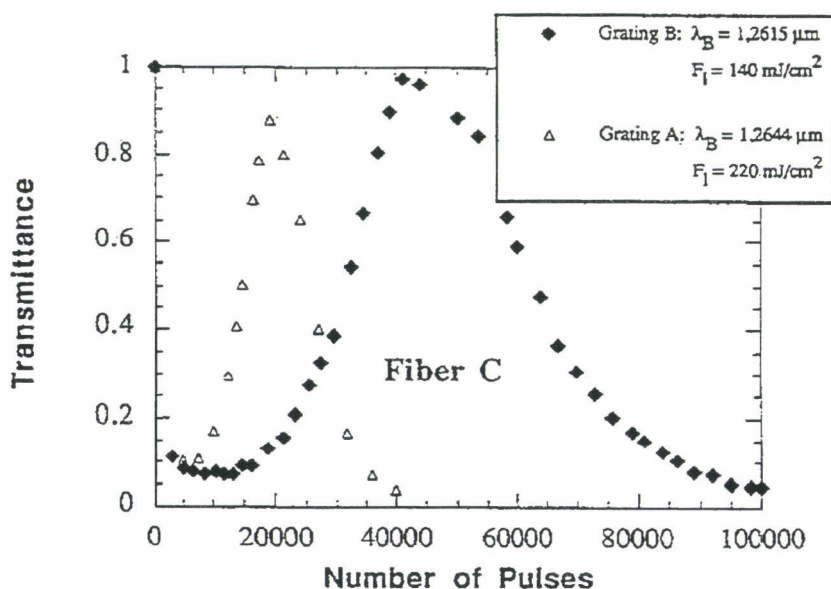


Figure I.15: Croissance d'un réseau de Bragg dans une fibre fortement dopée au germanium extrait de [Douay 1993]: étude de la transmission en fonction du nombre d'impulsions accumulées.

Les deux réseaux présents dans ce processus sont appelés réseaux de type I et de type IIa. Lorsque le réseau de type I ($\Delta n = \text{quelques } 10^{-4}$) atteint sa saturation, le type IIa commence à apparaître. En étudiant la variation de la longueur d'onde de Bragg de chaque type de réseau, il apparaît que celle-ci augmente pour le réseau de type I alors qu'elle diminue pour le réseau de type IIa. Ainsi, le type I [Niay 1994] [Poumellec 1995] est issu de la densification photo-induite qui conduit à une augmentation positive de l'indice de réfraction, alors que le type IIa est issu d'une réaction plus lente produisant un indice de réfraction négatif.

De plus, il est à noter que l'état de contraintes de la fibre [Taunay 1997] influe sur la dynamique de la croissance du type I et du type IIa.

I.2.1.b: Type I et type II

En irradiant une fibre germanosilicate avec une seule impulsion (de durée 20ns) générée par un laser à excimère d'énergie pouvant varier de 0 à 100 mJ, Archambault *et al.* [Archambault 1993] ont montré qu'à faible densité d'énergie ($<1\text{J}/\text{cm}^2$), un réseau de type I était formé alors qu'au delà d'une valeur seuil, typiquement $1\text{J}/\text{cm}^2$ (figure I.16), l'irradiation donnait lieu à un autre type de réseau présentant de fortes modulations d'indice (quelques 10^{-3}): le réseau de type II. Le réseau de Bragg de type II présente une altération périodique de l'interface coeur-gaine de la partie irradiée qui serait due à la fusion du matériau.

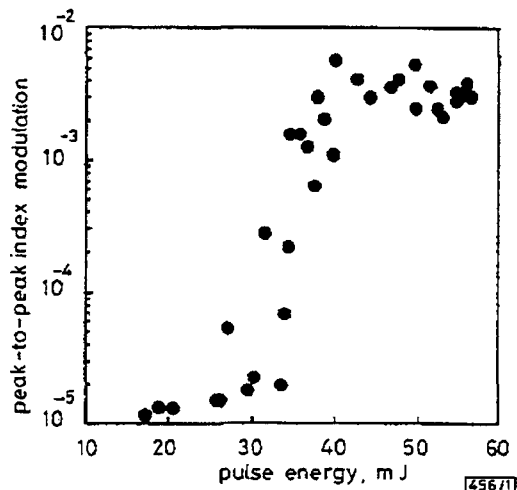


Figure I.16: Modulation d'indice pic à pic obtenue par inscription d'un réseau de Bragg en une seule impulsion de laser à excimère KrF, extrait de [Archambault 1993]. la valeur seuil est ici de 35 mJ.

I.2.2 Dynamique de croissance des réseaux de Bragg inscrits dans les fibres germanosilicates hydrogénées

La dynamique de croissance d'un réseau de Bragg dans une fibre préalablement chargée en hydrogène correspond à un processus unique qui conduit à l'inscription d'un réseau de type I. Il semblerait que le type IIa ne soit pas présent. La loi de croissance de Δn_{mod} est de type $\Delta n_{\text{mod}} = A t^\alpha$ et α est fonction de la fibre utilisée.

Nous avons reporté sur la figure I.16.bis l'évolution au cours du temps d'inscription, de la transmission mesurée à la longueur d'onde de Bragg d'un réseau de longueur 2mm. La fibre utilisée est une fibre standard chargée en hydrogène durant deux semaines à la pression de 140 bars et à température ambiante.

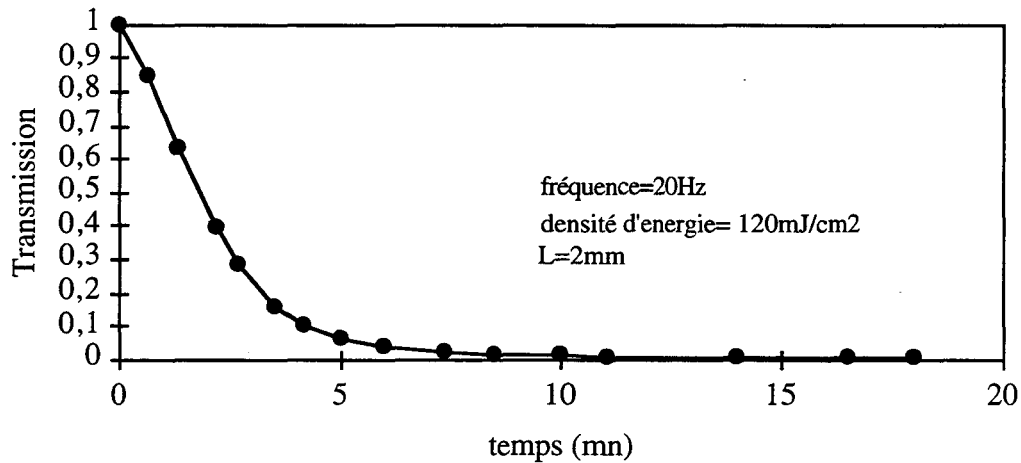


Figure I.16.bis: Evolution de la transmission du réseau de Bragg durant l'inscription dans une fibre standard hydrogénée. La longueur est de 2mm, la fréquence du laser à 248nm est de 20Hz, la densité d'énergie par impulsion de 120mJ/cm².

Dans le cadre du travail de thèse présenté ici, seule les fibres hydrogénées sont utilisées en raison des valeurs élevées de modulation d'indice nécessaires à la réalisation des différents composants étudiés.

I.3 STABILITE DES RESEAUX DE BRAGG INSCRITS DANS LES FIBRES

Lorsque nous parlons de l'inscription de réseaux de Bragg par irradiation UV à 240nm, nous parlons de façon abusive de modulation permanente de l'indice de réfraction. La modulation d'indice photo-induite va décroître dans le temps, et cette décroissance dépend du procédé de fabrication du réseau (fibre utilisée, traitement subi par la fibre, état des contraintes, conditions d'inscription, hydrogénation...).

Nous allons décrire dans les chapitres qui suivent la réalisation de composants basés sur la photo-inscription de réseaux dans les fibres germanosilicates hydrogénées. Afin de comprendre les étapes de stabilisation que nous allons devoir faire subir à ces composants, il nous semblait important de décrire le modèle de vieillissement et les études de stabilité à long terme des réseaux de Bragg inscrits dans ces types de fibres. C'est pourquoi, dans cette partie, nous détaillons le modèle principalement utilisé pour l'étude de la stabilité à long terme des réseaux d'indice, le modèle d'Erdogan [Erdogan 1994], et comparons cette stabilité pour des fibres germanosilicates fortement dopées non hydrogénées et des fibres germanosilicates faiblement ou fortement dopées et hydrogénées.

En ce qui concerne les réseaux à long pas, l'étude de la stabilité à long terme sera détaillée dans le chapitre V.

1.3.1 Modèle et étude de la stabilité à long terme de réseaux de Bragg photo-inscrits dans une fibre fortement dopée au germanium

Après réalisation de réseaux de Bragg, l'étude de la décroissance de leur réflectivité en fonction du temps pour différentes températures de chauffage a conduit Erdogan *et al.* [Erdogan 1994] à proposer un modèle de vieillissement. Dans leur article, Erdogan *et al.* présentaient la décroissance, en fonction du temps, de la modulation d'indice normalisée notée ICC ($ICC = \Delta n_{mod} / (\Delta n_{mod})_0$ avec $(\Delta n_{mod})_0$ l'amplitude de modulation initiale) de réseaux de Bragg inscrits dans une fibre fortement dopée au germanium (14% de germanium dans le coeur et dopée à l'erbium) et chauffés à hautes températures (350°C et 550°C). Ces mesures sont présentées sur la figure I.17.

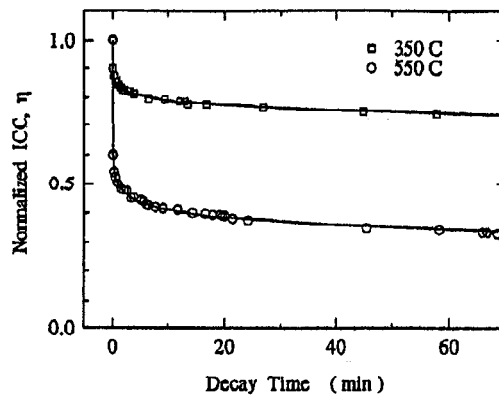


Figure I.17: Décroissance de ICC en fonction du temps de chauffage, extrait de [Erdogan 1994].

Les courbes de décroissance suivent la loi:

$$\frac{\Delta n_{mod}}{(\Delta n_{mod})_0} = ICC = \frac{1}{1 + A(t / t_1)^\alpha} \tag{I.5}$$

avec $t_1 = 1 \text{ mn}$, A et α les paramètres de vieillissement. A peut être décrit par la relation:

$$A = A_0 \exp(aT) \tag{I.6}$$

Lorsque les températures sont élevées, on peut écrire $\alpha = \frac{T}{T_0}$ (I.7)

avec T_0 la température exprimée en Kelvin déduite de la courbe expérimentale et caractérisant la fibre étudiée.

Le modèle théorique expliquant la stabilité thermique est basé sur une approche électronique. L'irradiation UV provoque la libération d'électrons de la bande de conduction ($E=0$) qui sont alors capturés dans une distribution continue d'énergie centrée sur l'énergie ΔE telle que:

$$\Delta E = - k_B T_0 \ln(A_0) \tag{I.8}$$

Dans le cas de la fibre étudiée par Erdogan *et al.*, $\Delta E = 2.80$ eV.

Le vieillissement du réseau est associé à la libération d'électrons proches de la bande de conduction (figure I.18). La dépopulation de la bande d'énergie dépend du temps et de la température de vieillissement. L'énergie de démarcation E_d qui marque la limite entre les électrons capturés et les électrons libérés est exprimée par la relation:

$$E_d = k_B T \ln(v_0 t) \tag{I.9}$$

E_d dépend de la température de chauffage. Pour chaque température, E_d va varier sur un certain intervalle et étudier un large spectre de températures permet de couvrir un grand intervalle pour E_d .

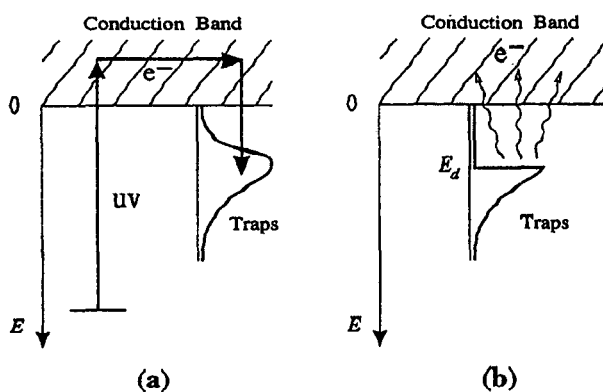


Figure I.18: Schéma d'illustration de la capture d'un électron lors de l'irradiation UV et de leur libération lors du chauffage, extrait de [Erdogan 1994]

Une expression simple de ICC en fonction de E_d est donnée par:

$$ICC = \frac{1}{1 + \exp[(E_d - \Delta E) / k_B T_0]} \tag{I.10}$$

La figure I.19 montre l'évolution de ICC en fonction E_d mesurée par Erdogan *et al.* sur leur fibre.

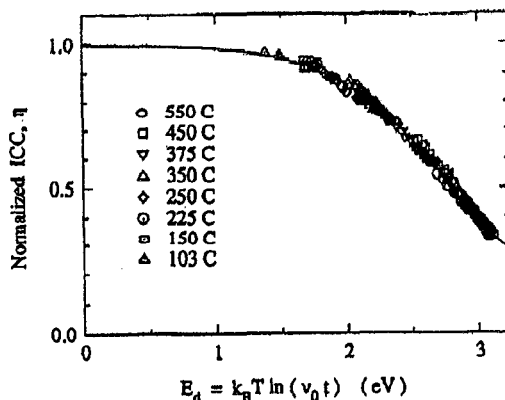


Figure I.19: Décroissance de ICC en fonction de E_d , extrait de [Erdogan 1994]

Cette étude montre que le comportement de la fibre étudiée correspond bien à une distribution d'énergie centrée sur 2.80 eV. Les paramètres obtenus pour cette modélisation caractérisent la fibre qu'ils ont utilisée. A partir de cette considération, une prévision du vieillissement à long terme peut être obtenue.

En effet, en connaissant ICC pour un temps de chauffage t_{ref} à la température T_{ref} , on peut déduire le temps t_2 à partir duquel, pour une température de chauffage T_2 , le même ICC sera obtenu. Ce calcul du vieillissement accéléré est décrit par la relation suivante:

$$t_2 = \exp\left[a T_0 \left(\frac{T_{ref}}{T_2} - 1 \right) \right] t_{ref}^{(T_1/T_2)} \quad (I.11)$$

Le modèle d'Erdogan est vérifié pour les fibres fortement dopées au germanium et pour des températures de chauffage supérieures à 200°C. Cependant, il est à noter que les lois de vieillissement des réseaux photo-inscrits dans la fibre photosensible dépendent de l'histoire des réseaux, tant par la façon dont ils ont été inscrits que par la façon dont ils ont été passivés. Dans le paragraphe suivant, nous présentons le vieillissement de réseaux inscrits dans la fibre faiblement/fortement dopée au germanium et hydrogénée avant inscription.

1.3.2 Stabilité à long terme des réseaux de Bragg photo-inscrits dans une fibre fortement/faiblement dopée au germanium et hydrogénée

La stabilité thermique des réseaux de Bragg photo-inscrits dans une fibre hydrogénée présente des caractéristiques différentes de celles des fibres non hydrogénées à cause des différents mécanismes de photosensibilité qui interviennent alors.

Lors d'une étude du vieillissement de réseaux dans une fibre standard hydrogénée, Patrick *et al.* [Patrick 1995] ont mis en évidence deux observations importantes:

◇ Après inscription dans une fibre hydrogénée, lorsque les réseaux de Bragg sont maintenus à température ambiante T_a durant 6 mois, une perte de 15% de l'amplitude de modulation Δn_{mod} est observée alors que dans les mêmes conditions, une fibre photosensible non-hydrogénée comme celle décrite dans la partie précédente, ne subit qu'une perte de Δn_{mod} de l'ordre de 1%.

◇ Lorsque les réseaux sont chauffés à moyenne température ($\approx 200^\circ\text{C}$) après inscription, la loi d'évolution de Δn_{mod} ne suit pas la loi d'Erdogan (relation I.5). En effet, dans les premières heures une décroissance rapide de Δn_{mod} suivie d'une décroissance lente est observée. Les vitesses de décroissance sont supérieures dans la fibre non hydrogénée.

Ces observations montrent que le processus de vieillissement à ces températures implique non pas comme dans le cas du modèle d'Erdogan, une distribution d'énergie centrée sur une énergie de distribution ΔE (Erdogan *et al.*: $\Delta E=2.8\text{eV}$), mais plutôt un continuum d'énergie qui s'étend vers des faibles niveaux. Les sites de basse énergie sont dissociés à plus basse température dans les fibres hydrogénées. Après le chargement de la fibre en hydrogène, l'irradiation crée des sites de capture d'électrons Si-OH et Ge-OH. Ces sites ont des énergies d'activation plus faibles que les défauts classiques, ce qui explique que l'on peut facilement les atteindre (d'où la forte photosensibilité) mais aussi les dépeupler plus facilement d'où la forte décroissance de la modulation d'indice durant les premières heures de chauffage.

Dans une étude similaire, Robert *et al.* [Robert 1997] ont conduit une étude de vieillissement de réseaux de Bragg inscrits dans une fibre fortement dopée au germanium (30%) hydrogénée pour des températures variant de 150°C à 450°C. En comparant l'évolution de Δn_{mod} en fonction du temps de chauffage avec la loi d'Erdogan, ils ont mis en évidence deux distributions d'énergies. Pour les températures inférieures à 250°C, cette distribution est centrée autour de $\Delta E=1.35\text{eV}$ ($T_0\approx 3200\text{K}$) alors que pour des températures supérieures, $T>350^\circ\text{C}$, cette distribution est centrée sur 2.67eV ($T_0\approx 6400\text{K}$) et reste similaire à celle trouvée pour les fibres non hydrogénées. Là encore, cette étude aux faibles températures met en évidence la présence d'une distribution de défauts centrée sur de faibles énergies.

I.4 APPLICATIONS DES RESEAUX A FIBRE POUR LES TELECOMMUNICATIONS OPTIQUES

Nous avons décrit dans les paragraphes précédents l'origine et les propriétés des réseaux d'indice photo-inscrits dans des fibres optiques germanosilicates.

Des filtres réjecteurs en longueur d'onde sont réalisés en modulant périodiquement l'indice du coeur de la fibre par irradiation ultraviolette à 240 nm et les dispositifs d'inscription de ces réseaux permettent tant la facilité de réalisation que la reproductibilité.

Le chargement en hydrogène à haute pression et température ambiante permet d'augmenter la photosensibilité des fibres standards de ligne et ainsi leur utilisation pour la réalisation de composants. De plus, suivant les applications, des fibres spécifiques sont développées afin d'obtenir des caractéristiques optimisées pour les filtres. L'étude de la dynamique de croissance des réseaux de Bragg dans ces différentes fibres montre une reproductibilité de comportement. Celle de leur stabilité à long terme permet de prévoir le temps nécessaire de passivation des composants afin que leur propriétés restent stables typiquement sur une durée de 25 ans.

Toutes ces caractéristiques font des réseaux photo-inscrits dans les fibres optiques, des composants attractifs, fiables et peu coûteux pour le domaine des télécommunications optiques.

En effet, dans le domaine des transmissions optiques, le multiplexage en longueur d'onde (Wavelength Division Multiplexing, WDM) permet d'augmenter le nombre de canaux de transmission. Cette technique, clé pour les futurs réseaux de communication par fibres optiques, offre la possibilité d'une augmentation modulaire de la capacité de transmission, ainsi que des fonctions de routage menant à un réseau de transmissions transparent au débit et au format de modulation.

Dans ces conditions, les réseaux d'indices photo-inscrits apportent une solution bas coût et performante pour les fonctions de filtrage incluant l'égalisation du gain des amplificateurs optiques, et le multiplexage/démultiplexage. Ils apportent de plus une solution extrêmement intéressante pour la gestion de la dispersion chromatique des liaisons.

Ainsi, si l'on considère une transmission WDM, les réseaux d'indice interviennent en particulier au niveau des amplificateurs optiques et des Multiplexeurs Insertion/Extraction de longueur d'onde (MIE). Sur la figure I.20, nous avons schématisé une liaison WDM en ligne contenant des MIE. Au cours de leur propagation, les ondes aux différentes longueurs d'onde sont amplifiées et extraites ou injectées dans la liaison optique.

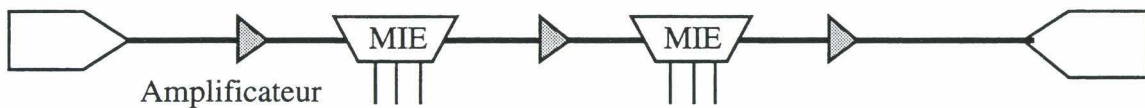


Figure I.20: Schéma d'une liaison WDM en ligne.

Nous avons représenté sur la figure I.21, une liaison optique WDM en anneau constituée de noeuds, tous connectés entre eux. Cette configuration est envisagée pour les liaisons de demain.

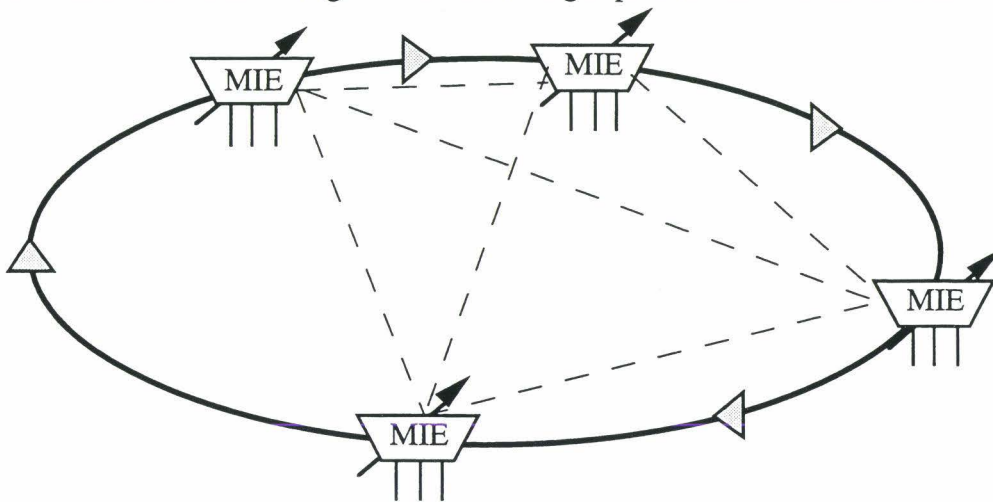


Figure I.21: Schéma d'une liaison WDM en anneaux avec une entière connectivité entre chaque noeud de routage constitué par les MIE.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons orienté notre recherche sur la faisabilité de composants intervenant dans les amplificateurs optiques et dans les MIE et basés sur la photo-inscription de réseaux d'indice dans des fibres ou des structures à fibre optique. Trois composants ont été étudiés:

-> Le Multiplexeur Insertion /Extraction de longueur d'onde, basé sur la photo-inscription d'un réseau de Bragg dans la zone de couplage d'un coupleur à fibre optique.

Les réseaux de Bragg sont des filtres passifs capable de fournir l'insertion ou l'extraction d'une ou de plusieurs longueurs d'onde lorsqu'ils sont associés à des composants.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons étudié un nouveau composant basé sur l'inscription d'un réseau de Bragg dans la zone de couplage d'un coupleur à fibre et que nous détaillons dans le chapitre IV.

-> L'égalisateur de gain d'amplificateur optique, basé sur la photo-inscription de réseaux à longs pas dans une fibre.

Les amplificateurs à fibres utilisés n'ont pas un gain d'amplification constant sur la plage de longueur d'onde utilisée. Afin d'optimiser la transmission multi-longueurs d'onde, un filtre est utilisé au niveau de l'amplificateur pour égaliser sa réponse spectrale. Dans le chapitre V, nous présentons l'étude des réseaux à longs pas photo-inscrits dans la fibre optique et permettant l'égalisation du gain de ces amplificateurs.

-> Le filtre passe-bande pour le filtrage spectral.

Les réseaux de Bragg classiques sont réjecteurs mais peuvent offrir des fonctions passe-bande. Dans le chapitre III, nous présentons une étude de réalisation de filtres passe-bande monocanaux de réponse spectrale rectangulaire par insertion de multiples sauts de phase de π le long d'un réseau de Bragg. Leurs applications concernent la sélection de canal et le filtrage des bruits des amplificateurs.

Conclusion du chapitre I

La découverte de la photosensibilité des fibres a été une formidable avancée pour le domaine des transmissions optiques. Elle permet la réalisation de composants pour les systèmes WDM et les hauts débits. Dans ce contexte, le travail de thèse concerne l'étude de nouveaux composants tout fibre basés sur la photosensibilité. Le chapitre suivant détaille le principe de modélisation des réseaux d'indice, nécessaire pour la conception et l'étude de ces nouveaux composants.

Bibliographie du chapitre I

- [Archambault 1993]: J. L. Archambault, L. Reekie, P.S.J. Russell: "100% reflectivity Bragg reflectors produced in optical fibers by single pulse excimer laser", *Electron. Lett.*, 29, pp 453-455, 1993.
- [Atkins 1992]: R.M. Atkins, V. Mizrahi: "Observations of changes in UV absorption bands of singlemode germanosilicate core optical fibres on writing and thermally erasing refractive index gratings", *Electron. Lett.*, 28, pp 1743-1744, 1992.
- [Atkins 1993]: R.M. Atkins, P.J. Lemaire, T. Erdogan, V. Mizrahi: "Mechanisms of enhanced UV photosensitivity via hydrogen loading in germanosilicate glasses", *Electron. Lett.*, 29, pp 1234-1235, 1993.
- [Bernardin 1990]: J. M. Bernardin, N. M. Lawandy: "Dynamics of the formation of Bragg gratings in germanosilicate optical fibers", *Optics Com.*, 79, pp. 194-199, 1990.
- [Campbell 1994]: R.J. Campbell, R. Kashyap: "The properties and applications of photosensitive germanosilicate fibre", *International Journal of Optoelectronics*, Vol.9, N.1, pp 33-57, 1994.
- [Cordier 1994]: P. Cordier, J.C. Doukhan, E. Fertein, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon, T. Georges: "TEM characterization of structural changes in glass associated to Bragg grating inscription in a germanosilicate optical fiber preform", *Opt. Com.*, n°111, pp. 269-275, 1994.
- [Douay 1993]: M. Douay, W.X. Xie, E.Fertein, P. Bernage, P. Niay: "Behaviours of spectral transmissions of photorefractive filters written in germania-doped fibers: writing and erasing experiments", *Proc. SPIE 2044*, pp. 88-112, 1993.
- [Desurvire 1997]: E. Desurvire, J. Chesnoy: "Des millions de conversations dans une fibre optique", *la Recherche*, n°297, pp. 64-71, Avril 1997.
- [Dyer 1995]: P.E. Dyer, R.J. Farley, R. Giedl: "Analysis of grating formation with excimer laser irradiated phase masks", *Optics Com.*, 115 (1995), pp. 327-334, 1995.
- [Erdogan 1994]: T. Erdogan, V. Mizrahi, P.J. Lemaire and D. Monroe: "Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings", *J. Appl. Phys.*, Vol. 76, 1, pp. 73-80, 1994.
- [Fertein 1996]: E. Fertein, Thèse de Doctorat: "Contribution à l'étude des mécanismes de la photoréfraction dans les fibres optiques dopées à l'oxyde de Ge", USTL, 1996.
- [Fiori 1986]: C. Fiori, R.A.B. Devine: "Ultraviolet irradiation induced compaction and photobleaching in amorphous thermal SiO₂", *Mat. Res. Soc.*, Symp. 61, pp. 188-195, 1986.
- [Hand 1990]: D.P. Hand, P. St. J. Russell: "Photoinduced refractive-index changes in germanosilicate fibers", *Optics Letters*, Vol. 15, N. 2, 1990.
- [Hill 1978]: K.O Hill, Y. Fujii, D.C Jonhson, B.S Kawasaki: "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication", *Appl. Phy. Lett.* 32, 1978.
- [Hill 1993]: K.O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D.C. Jathsen, J. Albert "Bragg grating fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask", *App. Phys.Lett.*, Vol. 62, N°10, 1993.

[Kashyap 1990]: R. Kashyap, J.R Armitage, R. Wyatt, S. Davey, D. Williams: "All fibre narrowband reflection gratings at 1500nm", *Electron. Lett.*, 26, pp 730-731, 1990.

[Lam 1981]: D.K.W Lam, B.K Garside: "Characterization of single-mode optical fiber filters", *Appl.Optics*, Vol. 20, N. 3, 1981.

[Lambda Physics]: V. Pfeufer: "Excimer laser writing of optical fiber gratings", Lambda Physics, Lasertechnik.

[Legoubin 1994]: S.Legoubin: "Etude expérimentale et théorique de la réponse spectrale de composants photo-inscrits dans des fibres optiques", Thèse de Doctorat, USTL, No. ordre 1360, 1994.

[Lemaire 1991]: P.J. Lemaire: "Reliability of optical fibers exposed to hydrogen: prediction of long-term loss increases", *Optical Engineering*, Vol.30, N.6, 1991.

[Lemaire 1993]: P.J. Lemaire, R.M. Atkins, V. Mizrahi, W.A. Reed: "High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibres", *Electron. Lett.*, 29, pp 1191-1192, 1993.

[Limberger 1993]: H.G. Limberger, P.Y. Fonjallaz, R.P. Salathé : "", *Electron. Lett.*, 29, pp 47, 1993.

[Malo 1994]: B.Malo, J. Albert, K.O.Hill, F. Bilodeau, D.C.Jonhson: "Effective index drift from molecular hydrogen diffusion in hydrogen-loaded optical fibres and its effect on Bragg grating fabrication", *Electron. Lett.*, Vol.30, N.5, 1994.

[Meltz 1989]: G. Meltz, W.W Morey, W.H. Glenn: "Formation of Bragg gratings in optical fibers by transverse holographic method", *Optics Lett.*, Vol. 14, N 15, 1989.

[Niay 1994]: P. Niay, P. Bernage, S. Legoubin, M. Douay, W.X. Xie, J. F. Bayon, T. Georges, M. Monerie, B. Poumellec: "Behaviour of spectral transmission of Bragg gratings written in germania-doped fibres: writing and erasing experiments using pulsed or cw UV exposure", *Optics Com.*, 113, pp. 176-192, 1994.

[Patrick 1995]: H. Patrick, S. L. Gilbert, A. Lidgard, M. D. Gallager: "Annealing of Bragg gratings in hydrogen-loaded optical fiber", *J. of Appl. Phys.*, Vol. 78, n°5, pp. 2940, 2945, 1995.

[Poirier 1993]: M. Poirier, S. Thibault, J. lauzon, F. Ouelette: "Dynamic and orientational behaviour of UV-induced luminescence bleaching in Ge-doped silica optical fibre.", *Optics Letters*, Vol. 18, N. 11, 1993.

[Poumellec 1995]: B. Poumellec, P. Guénot, I. Riant, P. Sansonetti: "UV induced densification during Bragg grating inscription in Ge: SiO₂ preforms", *Opt. Mater.*, Vol.3, pp. 441-449, 1995.

[Poumellec 1996]: B. Poumellec, P. Niay, M. Douay, J.F. Bayon: "The UV-induced refractive index grating in Ge:SiO₂ preforms: additional CW experiments and the macroscopic origin of change in index", *J. of physics-D, App.phys*, Vol. 29, pp. 1842-1856, 1996.

[Yuen 1982]: J. Yuen: "Ultraviolet absorption studies of germanium silicate glasses", *Applied Optics*, Vol. 21, N. 1, 1982.

[Riant 1993]: I. Riant, P. Sansonetti, S. Artigaud, H. Février: "Réalisation d'un filtre de Bragg photoinscrit dans une fibre optique à l'aide d'un montage interférométrique constitué d'un miroir unique", JNOG'93, conférence proceedings, Nice 1993.

[Riant 1995]: I. Riant, S. Borne, P. Sansonetti, B. Poumellec: "Evidence of densification in UV-Written Bragg gratings in fibers", *PQNGW technical digest, OSA conference*, SaD3-2, 1995.

[Riant 1996]: I. Riant, S. Borne, P. Sansonetti: "Dependence of fiber grating thermal stability on grating fabrication process", *OFC technical digest, OSA*, TUO5, 1996.

[Robert 1997]: G. Robert, I. Riant: "Demonstration of two distributions of defects centers in hydrogen-loaded high germanium content fibers", *OFC technical digest, OSA*, WL18, 1997.

[Taunay 1997]: T. Taunay: "Contribution à l'étude des mécanismes de la photosensibilité de verres et de fibres dopés par des ions de Terre Rare ou par de l'oxyde de germanium", Thèse de Doctorat, USTL, Lille, No. ordre 1360, 1994.

[Vengsarkar 1995]: A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bahtia, T. Erdogan, J. E. Sipe, *OFC technical digest, OSA*, PD4, 1995.

[Zarzycki 1982]: J. Zarzycki: "Les verres et l'état vitreux", Edition Masson 1982, ISBN: 2-225-69036-7.

Chapitre II:

Modélisation de la réponse spectrale des réseaux d'indice dans les fibres optiques

Sommaire du Chapitre II

Introduction du chapitre II.....	II.4
II.1 PROPAGATION DANS LA FIBRE ET THEORIE DES MODES COUPLES.	II.5
II.1.1 Calcul des paramètres du mode fondamental et des modes de gaine.....	II.6
II.1.2 Calcul simplifié des paramètres du mode fondamental dans la fibre dont le profil d'indice est en échelons.....	II.7
II.1.3 Méthode matricielle de résolution du couplage entre deux modes, induit par un réseau périodique d'indice.....	II.9
II.1.3 a Résolution des équations de couplage.....	II.10
II.1.3 b Expression du coefficient de couplage.....	II.12
II.2 COUPLAGE CONTRADIRECTIONNEL: RÉSEAUX DE BRAGG.....	II.14
II.2.1 Expression des matrices de transfert pour un réseau dont les caractéristiques sont indépendantes de la position axiale.....	II.14
II.2.2 Expression des matrices de transfert lors de la subdivision du réseau de longueur L en réseaux élémentaires.....	II.16
II.2.3 Réponse spectrale d'un réseau de Bragg de période et amplitude de modulation d'indice constantes.....	II.18
II.2.4 Apodisation et phénomène d'autodispersion (ou "self-chirp").....	II.20
II.2.5 Réseau de Bragg à pas variable.....	II.24
II.2.6 Réseau de Bragg contenant un saut de phase en son centre.....	II.26
II.2.7 Conclusion de la partie II.2.....	II.28

II.3 COUPLAGE CODIRECTIONNEL: RESEAUX A LONGS PAS.....	II.29
II.3.1 Expression des matrices de transfert pour un réseau dont les caractéristiques sont indépendantes de la position axiale.....	II.29
II.3.2 Expression des matrices de transfert lors de la subdivision du réseau de longueur L en réseaux élémentaires.....	II.30
II.3.3 Réponse spectrale de réseaux à longs pas.....	II.31
II.3.3 a Indice effectifs des modes LP _{0m} et accord de phase.....	II.31
II.3.3 b Evolution des constantes de couplage.....	II.32
II.3.3 c Transmission d'un filtre à couplage codirectionnel.....	II.33
II.3.4 Conclusion de la partie II.3.....	II.34
Conclusion du chapitre II.....	II.35
Bibliographie du chapitre II.....	II.36

Introduction du chapitre II

La fibre optique est un formidable moyen de propagation de la lumière. Dans le plus simple des cas, deux zones de diélectrique cylindriques d'indice différents sont superposées et permettent au mode fondamental de se propager dans la fibre avec une très faible atténuation. Les fibres optiques peuvent être monomodes ou multimodes suivant leurs caractéristiques opto-géométriques: les fibres monomodes ont un seul mode guidé, le mode fondamental. Les fibres monomodes forment l'ossature des réseaux photoniques. Nous ne considérerons que celles-ci pour l'application aux réseaux d'indice. Si seul le coeur de la fibre contient du germanium, l'inscription de la modulation d'indice le long de la fibre se fera dans le coeur [chapitre I], la répartition de l'amplitude des modes est localisée au voisinage du coeur et c'est donc une grande partie du mode qui subira le couplage.

Le couplage contradirectionnel du mode fondamental aller et le retour est généré par la présence d'une modulation périodique de l'indice du coeur de la fibre, réseau de Bragg, sur une longueur L (figure II.1). La période choisie du réseau d'indice correspond alors à l'accord de phase entre ces deux modes contrapropagatifs pour une longueur d'onde de Bragg choisie λ_B . Dans ce cas, la puissance perdue par le mode fondamental aller est transmise au mode fondamental retour.

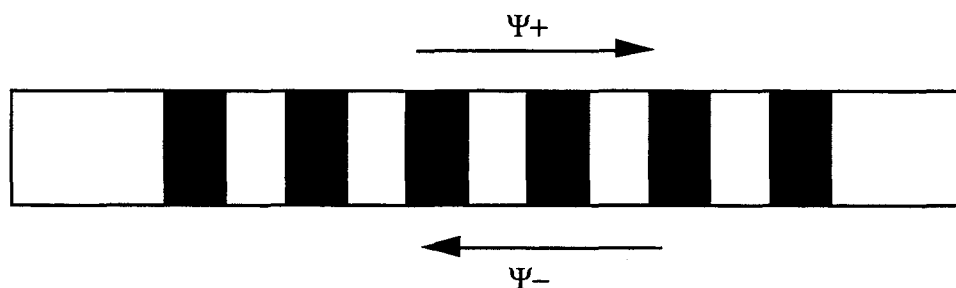


Figure II.1: Schéma du couplage contradirectionnel assisté par un réseau de Bragg.

Dans le cas d'un couplage codirectionnel entre le mode fondamental de la fibre et les modes de gaine codirectionnels, la puissance perdue par le premier est transmise aux modes de gaine couplés et aucune puissance n'est renvoyée vers la source (figure II.2).

Ce type de couplage est totalement différent de celui précédemment décrit. Ainsi, la période du réseau est trois ordres de grandeur plus élevée que dans le cas du couplage contradirectionnel, et on parle alors de réseaux à longs pas.

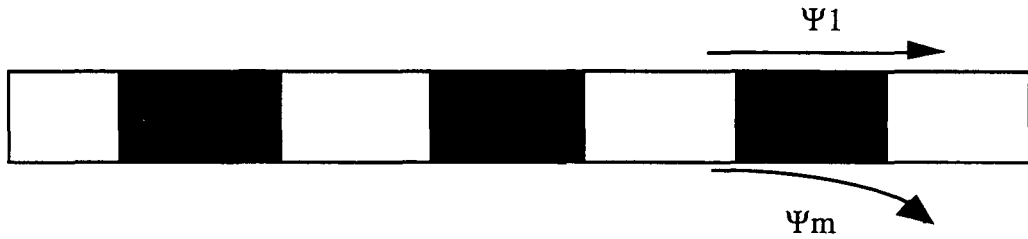


Figure II.2: Schéma du couplage codirectionnel assisté par un réseau à longs pas.

La théorie des modes couplés [Yariv 1973], permet de modéliser ces deux types de couplages assistés par des réseaux périodiques d'indice. Dans ce chapitre, nous détaillons les calculs qui permettent de modéliser la forme des filtres optiques et qui servent à l'étude des différents filtres qui sont présentés tout au long de cette thèse.

II.1 PROPAGATION DANS LA FIBRE ET THEORIE DES MODES COUPLES

Les fibres optiques monomodes permettent par définition à un seul mode de se propager dans le coeur de la fibre, le champ du mode propagé étant alors évanescents dans la gaine optique. Les autres modes présents dans la fibre, lorsqu'ils sont excités, sont alors dissipés dans la gaine et le revêtement. Considérons une fibre standard caractérisée par un profil d'indice en échelon, constitué du coeur, de la gaine optique et du milieu extérieur et présentée sur la figure II.3.a. Le revêtement de la fibre n'est pas considéré ici, la modélisation étant menée afin de tenir compte de la configuration d'étude des réseaux à longs pas.

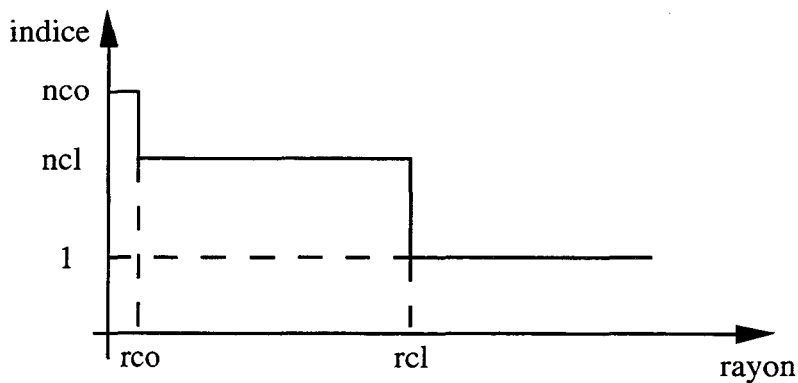


Figure II.3.a: profil d'indice de la fibre standard monomode .

L'indice effectif d'un mode, noté n_{eff} , caractérise sa constante de propagation β dans la fibre selon l'axe longitudinal z . Cette constante s'écrit en fonction du module du vecteur d'onde \vec{k} :

$$\beta = k n_{eff} \quad (II.1)$$

Le mode fondamental guidé a son indice effectif n_{eff1} dont la valeur est comprise entre celle de l'indice du coeur n_{co} et celle de l'indice de la gaine n_{cl} . Les modes de gaines, modes guidés par la gaine, sont caractérisés par leur indice effectif dont la valeur est comprise entre l'indice du milieu extérieur (ici $n_{ex}=1$) et n_{cl} . Le champ total dans la fibre est alors égal à la somme du champ du mode de coeur et des modes de gaine. Nous ne considérons pas les modes rayonnants.

II.1.1 Calcul des paramètres du mode fondamental et des modes de gaine

Les modes se propageant dans la fibre optique sont les solutions de l'équation de propagation vectorielle, qui dépend des paramètres opto-géométriques de la fibre, tels que les indices de réfraction et les épaisseurs des différentes couches qui constituent le guide d'onde. Les modes guidés dans la fibre sont décrits selon plusieurs familles HE_{mn} , EH_{mn} , TE_{mn} , TM_{mn} (avec m et n entiers). Leurs composantes transverses (selon la section de la fibre, figure I.3.bis) ainsi que leur composante longitudinale le long de l'axe de propagation z sont des fonctions des coordonnées d'espace (r, φ, z) .

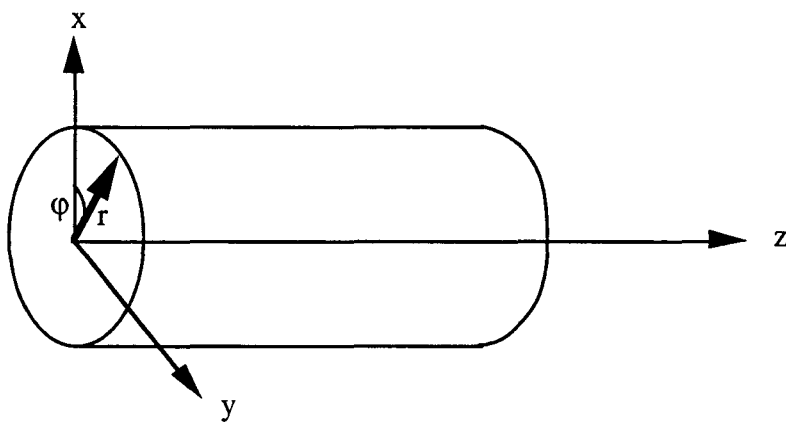


Figure II.3.bis: Géométrie de la fibre optique.

Les équations de propagation dans cette structure peuvent être simplifiées en considérant l'approximation du guidage faible pour laquelle, le saut d'indice entre deux couches successives Δn est très faible. Dans cette approximation, les modes guidés sont décrits par la famille des modes linéairement polarisés LP_{lm} qui n'ont pas de composante longitudinale. Ces modes LP_{lm} constituent en réalité, dans l'approximation du guidage faible, une combinaison linéaire des modes HE, EH, TE, TM.

Dans le cadre de cette thèse, nous étudions le couplage, induit par la présence du réseau d'indice, du mode fondamental LP_{01} (ou HE_{11} dans la théorie exacte) avec les modes de gaine de même symétrie et non nuls dans le coeur de la fibre: ce sont alors les modes LP_{0m} , $m > 1$ ou (HE_{1v} , v impair). Dans l'annexe A, nous décrivons la méthode de calcul des caractéristiques des modes LP_{0m} dans le cas d'une fibre à trois échelons: le coeur, la gaine optique et le milieu extérieur constitué par

l'air. Nous avons admis que l'approximation des modes de gaine LP_{0m} restait valable pour une fibre placée dans l'air car les champs sont relativement faibles à l'interface.

En utilisant ces résultats, nous avons calculé de façon numérique la forme des champs des modes LP01, LP02, LP03, LP04, LP05 dans la fibre standard dont les paramètres sont décrits dans le tableau Tab.II.1.

	Fibre standard
rco	4,9 μm
rcl	62,5 μm
$\Delta n(\text{co-cl})$	0,0045
n_cl	1,4442

Tab.II.1: Paramètres de la fibre standard étudiée.

A titre d'exemple, pour une longueur d'onde de 1550nm, nous trouvons pour le mode de coeur LP01 et les 4 premiers modes de gaine considérés, les valeurs des indices effectifs données dans le tableau Tab.II.2. .

	Indice effectif à 1550nm
LP01	1,4464222
LP02	1,4441242
LP03	1,4439402
LP04	1,4436327
LP05	1,4432055

Tab.II.2: Indice effectif des 4 premiers modes de gaine considérés et du mode de coeur pour $\lambda=1550 \text{ nm}$.

Les formes de champs normalisés (annexe A) correspondants sont présentés sur la figure II.4.

II.1.2 Calcul simplifié des paramètres du mode fondamental dans la fibre pour un profil d'indice en échelon.

Nous avons présenté dans la partie précédente la méthode de calcul des modes dans la fibre à trois échelons d'indice. Ces calculs sont très utiles pour l'étude du couplage entre le mode fondamental et les modes de gaine lors du couplage codirectionnel. Cependant, ils peuvent être approchés lorsque seules les caractéristiques du mode fondamental sont recherchées.

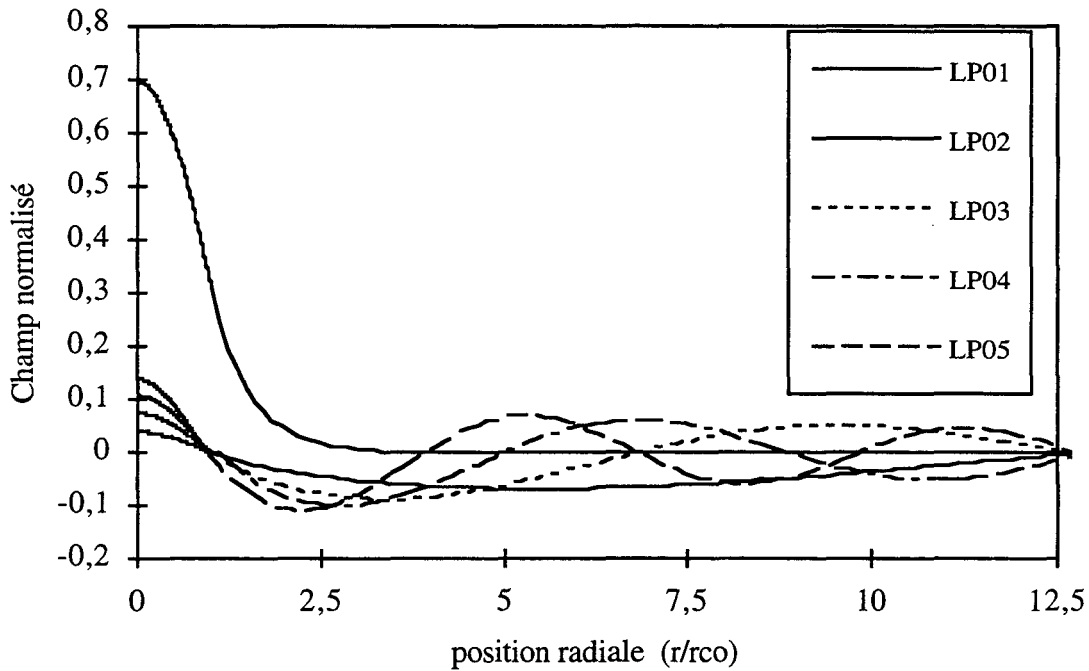


Figure II.4: Profil du mode guidé et des quatre premiers modes de gaine LP0m dans la fibre standard.

En effet, nous avons vu que le mode fondamental était confiné au voisinage du coeur. Il ne voit donc pas le milieu extérieur et seule la portion de gaine à proximité du coeur va intervenir sur ses propriétés. Les paramètres opto-géométriques normalisés qui caractérisent le coeur de la fibre, tant l'indice du coeur par rapport à l'indice de la gaine que le rayon du coeur par rapport au rayon de la gaine, vont influencer sur les caractéristiques du mode fondamental. On peut alors déterminer l'indice effectif et la forme du champ par un calcul simplifié [Pocholle 1981] pour une fibre dont nous considérons qu'elle est à deux échelons, le coeur et la gaine optique infinie. On pose V_0 et Δ les paramètres opto-géométriques de la fibre:

$$V_0 = 2 \pi r_{co} \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2}. \quad (II.2)$$

$$\Delta = \frac{n_{co}^2 - n_{cl}^2}{2 n_{co}^2} \quad (II.3)$$

La fréquence normalisée V et le module du vecteur d'onde s'écrivent :

$$V = \frac{V_0}{\lambda} \quad \text{et} \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (II.4)$$

Pour des valeurs de V comprises entre 1,5 et 2,4 (ce qui est toujours le cas pour les fibres en échelon que nous utilisons pour les expérimentations), on peut écrire la constante de propagation du mode fondamental sous la forme II.5 :

$$\beta = n_{co} k_0 \left(1 - \Delta \left(\frac{u}{V}\right)^2\right) \quad \text{avec } u = \sqrt{V^2 - (1,1428 V - 0,996)^2} \quad (\text{II.5})$$

L'indice effectif du mode fondamental, n_{eff} , est alors donné par:

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} \quad (\text{II.6})$$

Le champ du mode fondamental dans le coeur s'écrit: $\psi_1 = A J_0(ur)$

La fraction d'énergie du mode confinée dans le coeur s'écrit :

$$\eta = \frac{V^2 - u^2}{V^2} \left(1 + \frac{J_0^2(u)}{J_1^2(u)}\right) \quad (\text{II.7})$$

J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel.

Nous avons calculé ces coefficients dans le cas d'une fibre faiblement dopée au germanium (type fibre SMF28 de Corning) et d'une fibre fortement dopée au germanium (2627 Alcatel), présentés dans le tableau Tab.II.3 à la longueur d'onde 1550 nm.

Fibres	Fibre faiblement dopée au Ge	Fibre fortement dopée au Ge
nco-ncl	0,0045	0,0378
rco	4,9 μm	1,4 μm
n_{eff} (LP01)	1,44642	1,4587
η	0,8	0,7

Tab.II.3: Caractéristiques de fibres fortement/faiblement dopées au germanium à $\lambda=1550$ nm.

II.1.3 Méthode matricielle de résolution du couplage entre deux modes, induit par un réseau périodique d'indice

La répartition des champs dans la fibre et les constantes de propagations étant définies, le couplage induit par un réseau périodique d'indice le long de la fibre sur une longueur L peut être caractérisé et calculé en utilisant la théorie des modes couplés [Yariv 1973]. Dans cette partie, nous ferons un calcul général qui sera ensuite détaillé pour chaque type de couplage, le couplage codirectionnel et contradirectionnel.

II.1.3 a Résolution des équations de couplage

Considérons une portion de fibre dans laquelle un réseau périodique d'indice est photo-inscrit selon son axe longitudinal z . Soient Ψ_1 le mode fondamental se propageant et Ψ_2 un mode couplé, décrits par:

$$\begin{aligned}\Psi_1(x, y, z) &= A(z) \exp(-j\beta_1 z) \Psi_1(x, y) \\ \Psi_2(x, y, z) &= B(z) \exp(-j\beta_2 z) \Psi_2(x, y)\end{aligned}\tag{II.8}$$

β_1, β_2 sont les constantes de propagation des deux modes, A et B leur amplitude respective.

D'après la théorie des modes couplés, les équations de couplage entre les deux modes à résoudre sont les suivantes :

$$\begin{aligned}\frac{dA(z)}{dz} &= j B(z) K \exp(j(\beta_1 - \beta_2) z) \\ \frac{dB(z)}{dz} &= \pm -j A(z) K^* \exp(-j(\beta_1 - \beta_2) z)\end{aligned}\tag{II.9}$$

\pm exprime la possibilité du couplage contradirectionnel (+) et codirectionnel (-)

K représente le coefficient de couplage entre les deux modes.

Si $\beta_1 \neq \beta_2$, les deux modes ne sont pas à l'accord de phase. Cependant, ils peuvent le devenir au travers d'une modulation périodique de l'indice. Le couplage résultant, K peut être exprimé par une série de Fourier décrivant la modulation périodique de l'indice [Vassallo 1985] :

$$K = \sum_{-\infty}^{+\infty} C_{\Psi_1 \Psi_2}^m \exp(-j \frac{2m\pi}{\Lambda} z - j \phi_m)\tag{II.10}$$

Λ est la période du réseau et ϕ_m la phase introduite par ce réseau. En ne retenant que la composante de Fourier dont la fréquence correspond à la longueur d'onde centrale du réseau lors de l'accord de phase entre les deux modes et le réseau d'indice, la constante de couplage simplifiée s'écrit alors:

$$K = C \exp(-j(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi))\tag{II.11}$$

Le couplage entre les deux modes est alors possible sous la condition:

$$\beta_1 - \beta_2 = \frac{2\pi}{\Lambda}\tag{II.12}$$

L'illustration de cette condition de couplage est présentée sur la figure II.4.bis dans le cas d'un couplage contradirectionnel ainsi que dans le cas d'un couplage codirectionnel.

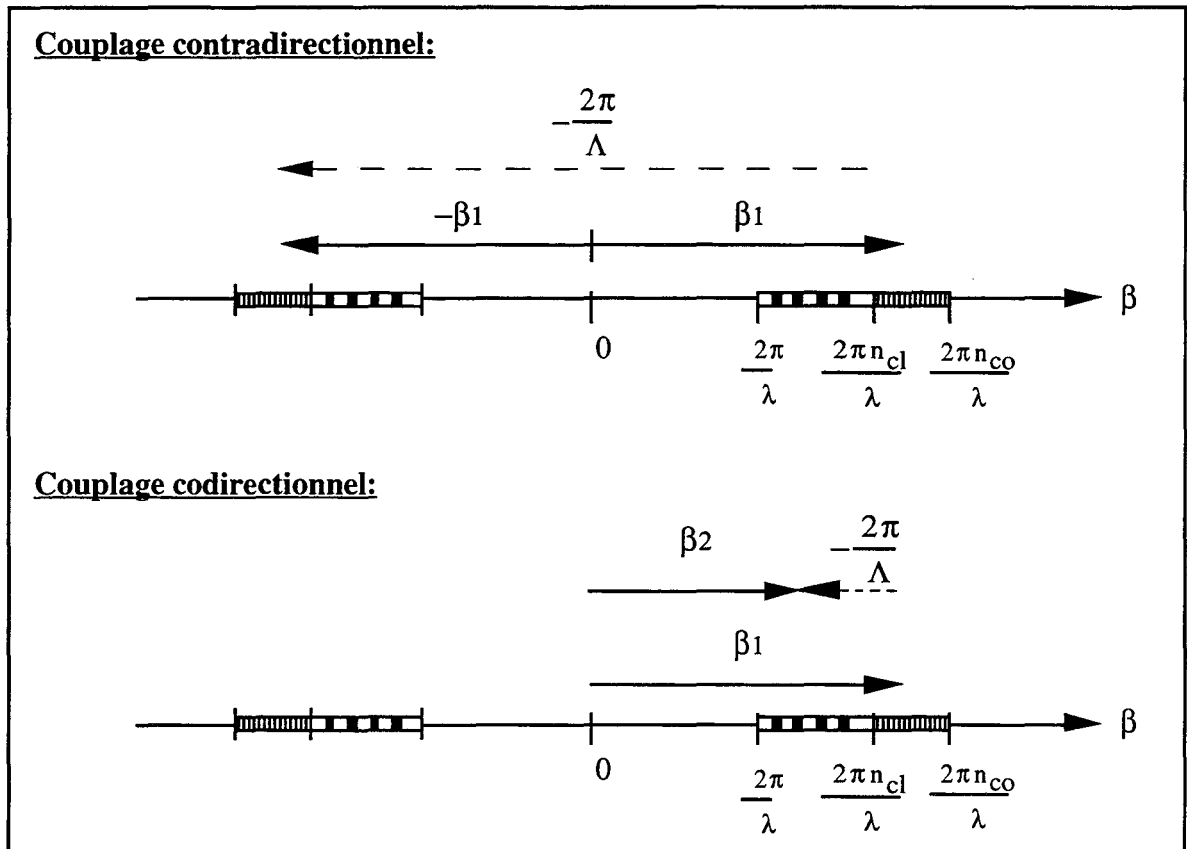


Figure II.4.bis: Représentation de l'accord de phase lors du couplage contradirectionnel et du couplage codirectionnel, inspiré par [Erdogan 1997].

-> Dans le cas du couplage contradirectionnel, la période du réseau d'indice est de l'ordre de 0,5 nm. L'accord de phase entre le mode aller et le mode retour se traduit par la relation :

$$\lambda_B = 2 n_{eff_1} \Lambda \quad (II.13)$$

avec λ_B la longueur d'onde de Bragg d'accord de phase.

-> Dans le cas du couplage codirectionnel, la période du réseau d'indice est de l'ordre de quelques centaines de microns. L'accord de phase entre le mode fondamental et les modes de gaine guidés LP_{0m} se traduit par la relation:

$$\lambda_c = (n_{eff_1} - n_{eff_m}) \Lambda \quad (II.14)$$

avec λ_c la longueur d'onde centrale du filtre.

La résolution des équations de couplage II.9 est décrite dans l'annexe B. Les amplitudes $A(z)$ et $B(z)$ des deux modes couplés au travers du réseau d'indice sont exprimées à l'abscisse z dans le réseau de longueur L en fonction de ces mêmes valeurs $A(0)$ et $B(0)$ à l'entrée du réseau en $z=0$.

II.1.3 b Expression du coefficient de couplage

Lors du couplage codirectionnel ou contradirectionnel dans le coeur de la fibre, les coefficients de couplage C peuvent être exprimés par la relation suivante d'après [Snyder 1983]:

$$C = \frac{k}{n_{co}} \frac{\iint |\psi_1| |\psi_2| (n^2 - \bar{n}^2) dA}{\sqrt{\iint |\psi_1|^2 dA \iint |\psi_2|^2 dA}} \quad (\text{II.15})$$

avec les champs des modes couplés ψ_i , $i=1$ ou 2 .

Lorsque la modulation d'indice permanente est de forme sinusoïdale, on peut approcher la valeur de la modification d'indice du coeur par :

$$n_{co} = \bar{n}_{co} + \Delta n \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right). \quad (\text{II.16})$$

La perturbation étant très petite devant n_{co} , on peut écrire:

$$\partial n^2 = n_{co}^2 - \bar{n}_{co}^2 \approx 2 n_{co} \Delta n \quad (\text{II.17})$$

-> Cas du couplage contradirectionnel:

Les champs couplés considérés sont le mode fondamental aller ψ^+ et le mode fondamental retour ψ^- .

Dans ce cas, la constante de couplage dépend de la fraction d'énergie du mode fondamental confinée dans le coeur et s'écrit:

$$C = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} \eta \quad (\text{II.18})$$

-> Dans le cas du couplage codirectionnel:

Le mode fondamental LP₀₁ est couplé aux modes de gaine LP_{0m} de même symétrie. En effet, considérons plus généralement les modes LP_{lm} (l≥1, m≥1). Le coefficient de couplage codirectionnel entre les modes LP₀₁ et LP_{lm} est décrit par la relation suivante d'après [Snyder 1983]:

$$C = \frac{k}{n_{co}} \partial n^2 \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{r_{co}} |\psi_{01}| |\psi_{lm}| r dr d\phi}{\sqrt{\iint |\psi_{01}|^2 dA \iint |\psi_{lm}|^2 dA}} \quad (II.20)$$

Dans le coeur de la fibre, les champs des modes LP_{lm} sont des fonctions de cos(lφ) [Snyder 1983]. Par conséquent, lorsque l≥1, l'intégrale de recouvrement de la relation (II.20) est nulle. C'est pour cette raison que nous ne considérons que le couplage codirectionnel de LP₀₁ avec les modes LP_{0m}.

Il n'y a pas de solution analytique évidente pour la détermination de la constante de couplage codirectionnel et, pour chaque mode de gaine considéré, nous calculerons de façon numérique l'expression du couplage donné par la relation II.20.

-> Cas du couplage avec les modes rayonnants:

Nous n'avons considéré dans cet exposé que le couplage du mode fondamental avec son mode retour ou avec un mode de gaine de même symétrie. Cependant, dans le cas du couplage contradirectionnel, il faut aussi envisager le couplage du mode fondamental avec les modes rayonnants [Vassallo 1985] pour lequel l'accord de phase s'écrit:

$$\beta_r + \beta_1 = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (II.21)$$

Lorsque seul l'indice du coeur de la fibre est modulé périodiquement, le couplage entre ces modes est non nul. Lors de l'inscription du réseau de Bragg à la longueur d'onde de Bragg λ_B, le couplage avec les modes rayonnants se traduit par une perte en transmission du mode fondamental à certaines longueurs d'ondes inférieures à λ_B. Ces pertes sont plus accentuées si les plans de modulation périodique sont "inclinaés" par rapport aux sections principales de la fibre et sont décrites par [Vassallo 1995] [Boj 1995].

Par la suite, lors des modélisations, nous ne tiendrons pas compte de ces couplages et nous nous contenterons de les étudier expérimentalement lorsqu'ils ne seront pas négligeables (Chapitre III, Chapitre IV).

II.2 COUPLAGE CONTRADIRECTIONNEL: RESEAUX DE BRAGG A PARAMETRES VARIABLES

Plusieurs méthodes de résolution des équations des modes couplés peuvent être utilisées dès lors que la période de la modulation d'indice n'est pas constante le long du réseau: l'intégration directe des équations, la méthode de Riccati [Kogelnik 1976] et enfin la méthode matricielle [Yamada 1991]. Nous avons développé cette dernière car elle permet des calculs rapides et précis [Legoubin 1995].

Cette méthode est particulièrement intéressante pour modéliser les réponses spectrales de réseaux dont les caractéristiques (période Λ , indice effectif neff, amplitude de modulation Δn) peuvent varier le long de l'axe z. Dans un premier temps, nous détaillons les matrices de transfert utilisées pour la modélisation. Nous utiliserons ensuite ces matrices pour le calcul des réponses spectrales de réseaux d'amplitude de modulation variable, des réseaux à période variable ou des réseaux présentant un saut de phase.

II.2.1 Expression des matrices de transfert pour un réseau dont les caractéristiques sont indépendantes de la position axiale

Considérons un réseau dont les caractéristiques, période et amplitude de modulation d'indice, sont uniformes sur toute sa longueur L, comme décrit sur la figure II.5.

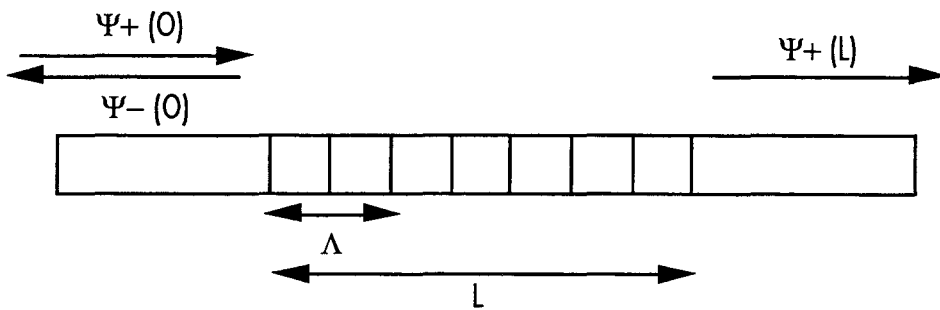


Figure II.5: Schéma de principe du couplage assisté par un réseau de Bragg à paramètres (période, amplitude de modulation) constants.

Les amplitudes des deux modes contrapropagatifs couplés à l'entrée et à la sortie du réseau sont liés par la matrice de transfert T définie par:

$$\begin{bmatrix} \Psi^+(L) \\ \Psi^-(L) \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} \Psi^+(0) \\ \Psi^-(0) \end{bmatrix} \quad (\text{II.22})$$

Le mode retour n'est pas présent à la sortie du réseau et le mode aller n'étant pas couplé à l'entrée du réseau. On écrit de nouveau les conditions de transfert :

$$\begin{bmatrix} \Psi^+(L) \\ 0 \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} 1 \\ \Psi^-(0) \end{bmatrix} \quad (\text{II.23})$$

En utilisant les équations calculées dans l'annexe B, nous pouvons déterminer l'expression de cette matrice T et déduire une expression analytique pour $\Psi^+(L)$ et $\Psi^-(0)$.

-> lorsque $|\Delta\beta| > C$:

En posant:
$$\gamma = \sqrt{\Delta\beta^2 - C^2}$$

$$\Delta\beta = \frac{\beta_1 - \beta_2}{2} - \frac{\pi}{\Lambda}$$

La matrice T s'écrit:

$$T = \begin{bmatrix} [\cos(\gamma L) - j\frac{\Delta\beta}{\gamma}\sin(\gamma L)]\exp(-j\frac{\pi}{\Lambda}L) & j\frac{C}{\gamma}\sin(\gamma L)\exp(-j(\frac{\pi}{\Lambda}L + \phi)) \\ -j\frac{C}{\gamma}\sin(\gamma L)\exp(j(\frac{\pi}{\Lambda}L + \phi)) & [\cos(\gamma L) + j\frac{\Delta\beta}{\gamma}\sin(\gamma L)]\exp(j\frac{\pi}{\Lambda}L) \end{bmatrix} \quad (\text{II.24})$$

-> lorsque $|\Delta\beta| < C$:

En posant:
$$\gamma = \sqrt{C^2 - \Delta\beta^2}$$

$$\Delta\beta = \frac{\beta_1 - \beta_2}{2} - \frac{\pi}{\Lambda}$$

La matrice T s'écrit:

$$T = \begin{bmatrix} [\cosh(\gamma L) - j\frac{\Delta\beta}{\gamma}\sinh(\gamma L)]\exp(-j\frac{\pi}{\Lambda}L) & j\frac{C}{\gamma}\sinh(\gamma L)\exp(-j(\frac{\pi}{\Lambda}L + \phi)) \\ -j\frac{C}{\gamma}\sinh(\gamma L)\exp(j(\frac{\pi}{\Lambda}L + \phi)) & [\cosh(\gamma L) + j\frac{\Delta\beta}{\gamma}\sinh(\gamma L)]\exp(j\frac{\pi}{\Lambda}L) \end{bmatrix} \quad (\text{II.25})$$

Dans ces conditions, la longueur d'onde λ est proche de la longueur d'onde de Bragg. La transmission du mode aller en sortie du réseau s'écrit:

$$|\Psi_1(L)|^2 = \frac{1}{\cosh^2(\gamma L) + \frac{\Delta\beta^2}{\gamma^2} \sinh^2(\gamma L)} \quad (\text{II.26})$$

On peut exprimer la phase du mode aller à la longueur d'onde λ en sortie du réseau à la position $z=L$ par rapport à cette même phase à la longueur d'onde λ_B . La différence entre ces deux phases vaut:

$$\phi(\Psi^+(L, \lambda)) - \phi(\Psi^+(L, \lambda_B)) \quad (\text{II.27})$$

Cette différence dépend de la longueur d'onde λ et on considérera par la suite que la réponse en phase du filtre représente l'évolution de la différence II.27 en fonction de la longueur d'onde.

II.2.2 Expression des matrices de transfert lors de la subdivision du réseau de longueur L en réseaux élémentaires

Pour considérer le cas d'un réseau de Bragg dont les paramètres (période, modification UV d'indice...) ne sont pas constants sur toute sa longueur L, le réseau de Bragg de longueur L est subdivisé en sous réseaux de longueur L_i , de période et de modulation d'indices Λ_i et Δn_i constants, comme présenté sur la figure II.6.

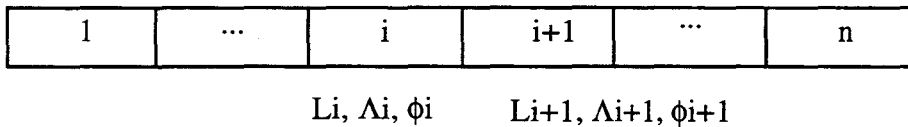


Figure II.6: Schéma de principe de la subdivision du réseau de Bragg en réseaux élémentaires.

A la sortie du réseau élémentaire "i+1", les modes s'expriment en fonction de leurs valeurs à la sortie du réseau élémentaire "i".

$$\begin{bmatrix} \Psi^+(L_{i+1}) \\ \Psi^-(L_{i+1}) \end{bmatrix} = T_{i+1} \begin{bmatrix} \Psi^+(L_i) \\ \Psi^-(L_i) \end{bmatrix} \quad (\text{II.28})$$

Dans ce cas, la condition de continuité de phase entre deux réseaux élémentaires est exprimée par la relation suivante:

$$\phi_{i+1} = \phi_i + \frac{2\pi L_i}{\Lambda_i} + \Delta\phi \quad (\text{II.29})$$

$\Delta\Phi$ représente l'introduction d'un saut de phase à l'interface entre deux réseaux élémentaires.

-> lorsque $|\Delta\beta_i| > C$:

$$\begin{aligned} \gamma_i &= \sqrt{\Delta\beta_i^2 - C_i^2} \\ \text{et} \quad \Delta\beta_i &= \beta - \frac{\pi}{\Lambda_i} \end{aligned}$$

$$T_i = \begin{bmatrix} [\cos(\gamma_i L_i) - j \frac{\Delta\beta_i}{\gamma_i} \sin(\gamma_i L_i)] \exp(-j \frac{\pi}{\Lambda_i} L_i) & j \frac{C_i}{\gamma_i} \sin(\gamma_i L_i) \exp(-j(\frac{\pi}{\Lambda_i} L_i + \phi_i)) \\ -j \frac{C_i}{\gamma_i} \sin(\gamma_i L_i) \exp(j(\frac{\pi}{\Lambda_i} L_i + \phi_i)) & [\cos(\gamma_i L_i) + j \frac{\Delta\beta_i}{\gamma_i} \sin(\gamma_i L_i)] \exp(j \frac{\pi}{\Lambda_i} L_i) \end{bmatrix} \quad (\text{II.30})$$

-> lorsque $|\Delta\beta_i| < C$:

$$\begin{aligned} \gamma_i &= \sqrt{C_i^2 - \Delta\beta_i^2} \\ \text{et} \quad \Delta\beta_i &= \beta - \frac{\pi}{\Lambda_i} \end{aligned}$$

$$T_i = \begin{bmatrix} [\cosh(\gamma_i L_i) - j \frac{\Delta\beta_i}{\gamma_i} \sinh(\gamma_i L_i)] \exp(-j \frac{\pi}{\Lambda_i} L_i) & j \frac{C_i}{\gamma_i} \sinh(\gamma_i L_i) \exp(-j(\frac{\pi}{\Lambda_i} L_i + \phi_i)) \\ -j \frac{C_i}{\gamma_i} \sinh(\gamma_i L_i) \exp(j(\frac{\pi}{\Lambda_i} L_i + \phi_i)) & [\cosh(\gamma_i L_i) + j \frac{\Delta\beta_i}{\gamma_i} \sinh(\gamma_i L_i)] \exp(j \frac{\pi}{\Lambda_i} L_i) \end{bmatrix} \quad (\text{II.31})$$

La réponse spectrale du réseau résultant est donnée par l'amplitude normalisée du mode aller .

$$P = |\Psi^+(L_n)|^2 \quad (\text{II.32})$$

Il est à noter que la subdivision du réseau de longueur L en réseaux élémentaires de longueur L_i de période Λ_i doit satisfaire la condition $L_i \gg \Lambda_i$ de telle sorte que les approximations utilisées pour le calcul, en particulier pour la détermination du couplage entre les deux modes (relation II.24) soient valables. En choisissant, $L_i \geq 10 \Lambda_i$, cette condition est alors vérifiée [Yamada 1991][Legoubin 1994].

II.2.3 Réponse spectrale d'un réseau de Bragg de période et amplitude de modulation constantes:

Considérons un réseau de Bragg classique de longueur L et de période Λ .

La modulation d'indice est supposée constante le long du réseau de longueur L comme le montre la figure II.7:

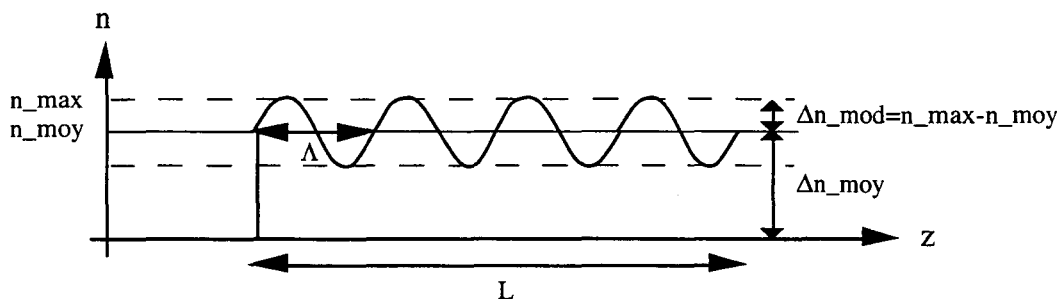


Figure II.7: Profil d'indice du réseau de Bragg classique à paramètres constants.

En utilisant les matrices de transfert décrites plus haut, on peut calculer pour une fibre standard la réponse spectrale d'un tel filtre dont les paramètres choisis sont:

$L=2\text{mm}$	$\Delta n_{\text{mod}}=$	$\Lambda=535\text{nm}$
	$\Delta n_{\text{moy}}=10^{-3}$	

Tab.II.4: Paramètres du réseau de Bragg modélisé.

La transmission et la réflexion spectrale du filtre sont données par les figures II.8 et II.9. La réponse en phase est présentée sur la figure II.10. On constate que sur la largeur de réjection du filtre, la phase varie plus lentement qu'à l'extérieur de cette région.

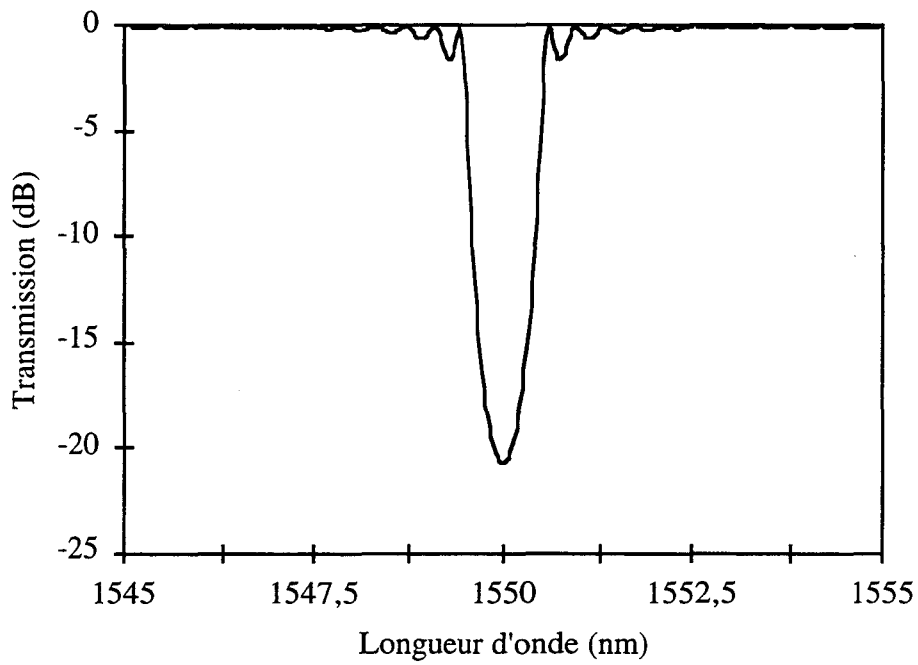


Figure II.8: Calcul de la réponse spectrale du filtre en transmission.

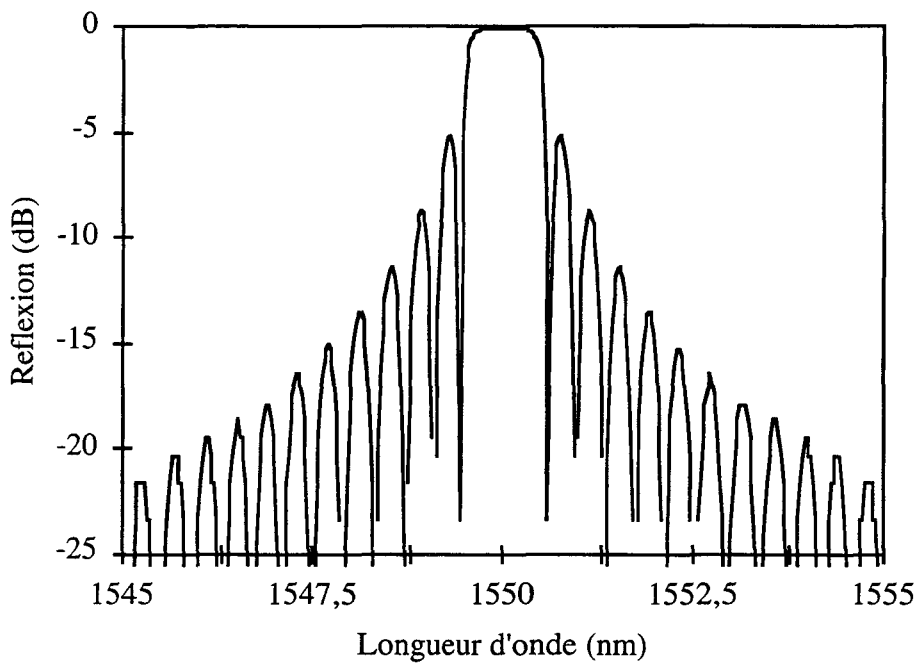


Figure II.9: Calcul de la réponse spectrale du filtre en réflexion.

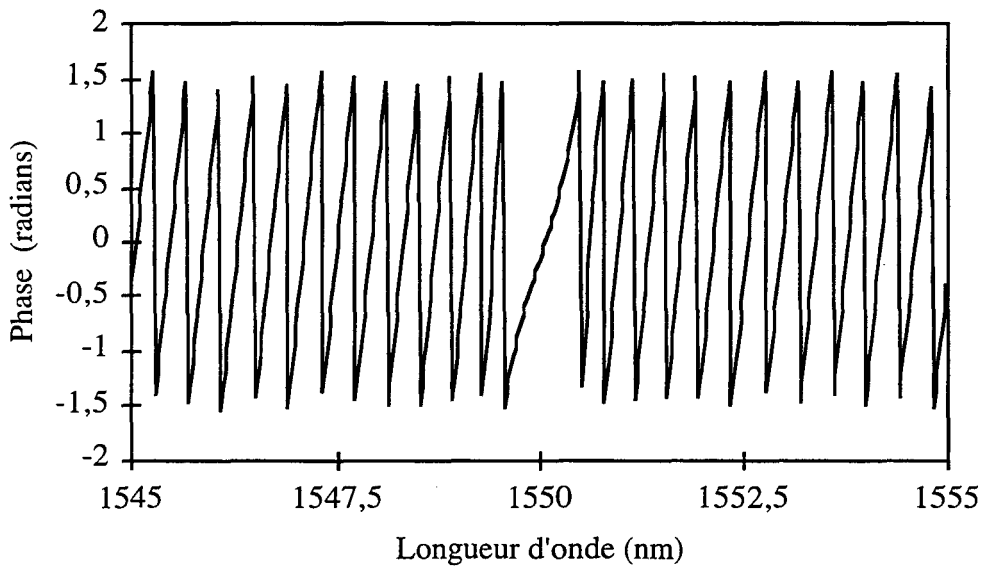


Figure II.10: Calcul de la réponse en phase du filtre à paramètres constants.

II.2.4 Apodisation et phénomène d'auto-dispersion (ou "self-chirp"):

Nous avons considéré précédemment le profil d'indice indépendant de z sur la longueur L du réseau. Comme le montrent les figures II.8 et II.9, les réponses spectrales de tels réseaux présentent de nombreux pics secondaires latéraux. Pour certaines applications, ces pics secondaires peuvent être gênants.

Il est possible de modifier le profil d'indice le long du réseau afin d'éliminer les pieds de la réponse spectrale: c'est l'apodisation. Pour de très faibles modulations d'indice, la réponse spectrale du réseau est une transformée de Fourier du profil d'indice [Kogelnik 1976]. Ainsi, la réponse spectrale d'un réseau de période et d'amplitude constantes sur une longueur L est une fonction de forme sinus cardinal qui présente de multiples lobes secondaires. Par conséquent, lors de la conception d'un réseau de Bragg, on pourra considérer que la forme de la réponse spectrale désirée sera la transformée de Fourier du profil de modulation d'indice du réseau.

A titre d'exemple, la transformée de Fourier d'une fonction gaussienne étant elle-même une fonction gaussienne, il est possible d'apodiser la réponse spectrale en donnant à la modulation d'indice une amplitude modulée par une fonction gaussienne.

Cette modulation devient alors:

$$\Delta n(z) = \Delta n_0 \exp\left(-A \frac{(z - z_0)^2}{L^2}\right) \quad (\text{II.32})$$

avec: z_0 l'abscisse pour laquelle la modulation est maximale, Δn_0 l'amplitude maximale et A le coefficient caractérisant le profil gaussien.

Sur la figure II.11, nous avons représenté schématiquement le profil gaussien de l'amplitude de modulation d'indice du réseau Δn_{mod} et la variation de l'indice moyen Δn_{moy} . Nous considérerons dans tous les calculs présentés ici qu'à l'abscisse z , $(\Delta n_{\text{mod}})_{\text{max}} = (\Delta n_{\text{moy}})_{\text{max}}$.

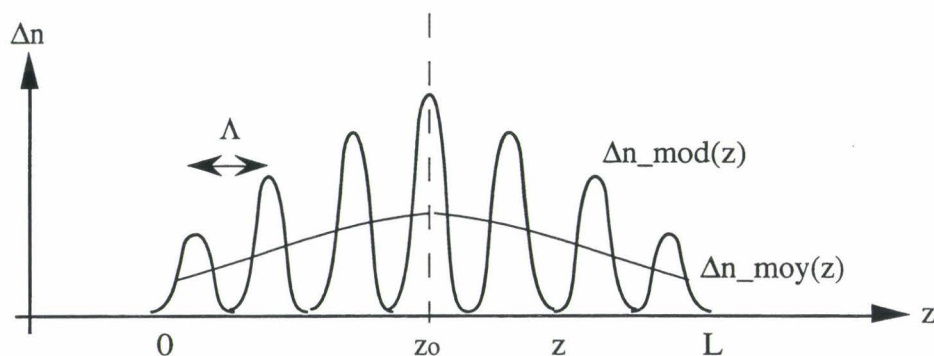


Figure II.11: Profil d'indice du réseau de Bragg apodisé par une fonction gaussienne.

Ainsi, la composante continue et la composante de modulation de la variation d'indice photo-induite vont être modulées par la fonction gaussienne. Alors que la modulation de la composante Δn_{mod} va permettre l'apodisation du spectre, en revanche, la modulation gaussienne de la composante Δn_{moy} va contribuer à un étalement des longueurs d'onde de Bragg le long du réseau. C'est le phénomène d'auto modulation ou "self-chirp". Les parties fortement éclairées réfléchissent une longueur d'onde de Bragg vers les hautes longueurs d'onde alors que les parties faiblement éclairées vont réfléchir les longueurs d'onde de Bragg de plus courtes longueurs d'onde. De plus, les longueurs d'onde de Bragg identiques mais positionnées à des endroits différents dans le réseau vont interférer entre elles.

Nous avons calculé la réponse spectrale d'un tel réseau. Lors du calcul, le réseau choisi de longueur 2 mm est subdivisé en 200 réseaux élémentaires, chaque réseau ayant des paramètres constants. Les caractéristiques du réseau sont reportées sur le tableau Tab.II.5. La réponse spectrale du filtre en transmission et en réflexion sont présentées sur les figures II.12 et II.13.

$L=2\text{mm}$	$\Delta n_{\text{mod}}=$ $\Delta n_{\text{moy}}=$ $\Delta n_0=10^{-3}$	$\Lambda=535\text{nm}$	$\Delta n(z) = \Delta n_0 \exp\left(-\frac{(z - \frac{L}{2})^2}{(\frac{L}{4})^2}\right)$
----------------	--	------------------------	--

Tab.II.5: Caractéristiques du réseau de Bragg "apodisé" par une fonction gaussienne.

La modification d'indice photo-induite Δn est maximale au centre du réseau et égale à Δn_0 alors que sur les bords, elle est égale à $0,02 \Delta n_0$.

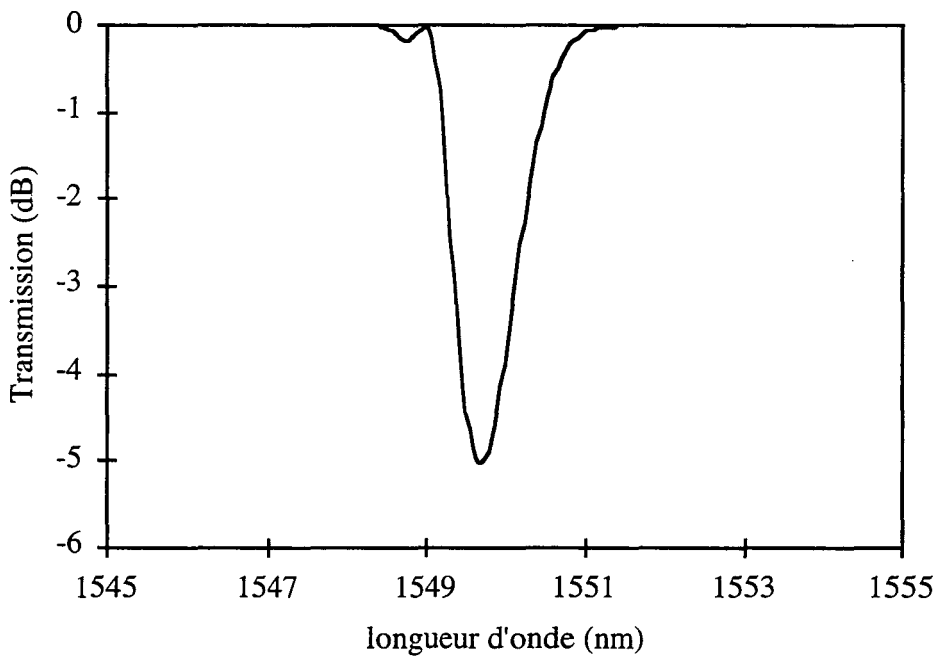


Figure II.12: Calcul de la réponse spectrale en transmission pour un réseau dont l'amplitude et la composante continue de modulation sont de forme gaussienne.

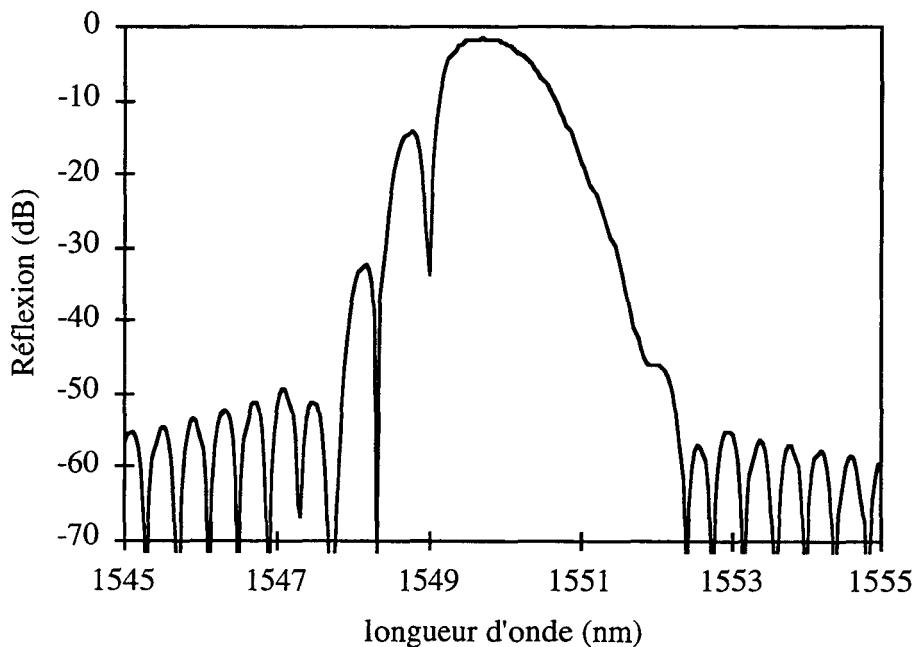


Figure II.13: Calcul de la réponse spectrale en réflexion pour un réseau dont l'amplitude et la composante continue de modulation sont de forme gaussienne.

Les lobes obtenus aux courtes longueurs d'ondes peuvent être gênants pour certaines applications qui requièrent des filtres avec des réponses extrêmement lisses. Afin de les éliminer, il faut compenser l'auto-modulation en compensant la forme gaussienne de la composante continue Δn_{moy} . Pratiquement, ceci peut être réalisé après inscription en irradiant uniformément le réseau selon une fonction gaussienne inversée par rapport à la forme du Δn_{moy} obtenue en fin d'inscription. Les parties correspondant aux forts Δn_{moy} seront très peu irradiées alors que celles correspondant aux faibles Δn_{moy} seront plus irradiées. A la fin de l'irradiation uniforme, Δn_{moy} sera constant sur toute la longueur du réseau.

Sur les figures II.14 et II.15, nous montrons la réponse spectrale en transmission et en réflexion du réseau à profil gaussien pour lequel l'auto-modulation est compensée.

Une autre méthode d'apodisation consiste à utiliser un masque de phase réalisé par la société Lasiris. Elle permet l'inscription d'un réseau apodisé selon une forme gaussienne et sans self-chirp [Pan 1997]. En faisant varier la profondeur des sillons du masque de phase, la visibilité des franges d'interférences évolue le long du motif du masque (elle est maximale au centre et minimale aux extrémités) alors que l'intensité transmise à travers le masque demeure constante.

Parmi plusieurs autres méthodes d'apodisation [Strasser 1996] [Cole 1995] [Albert 1995], l'une consiste à étirer la fibre, durant l'inscription, symétriquement par rapport à son centre [Kashyap 1996]. Au cours de cet étirement, des zones initialement irradiées ne le sont plus et des zones initialement non irradiées sont irradiées. La visibilité de la modulation d'indice est nulle aux extrémités, maximale au centre du réseau et varie comme une fonction en \cos^2 de z .

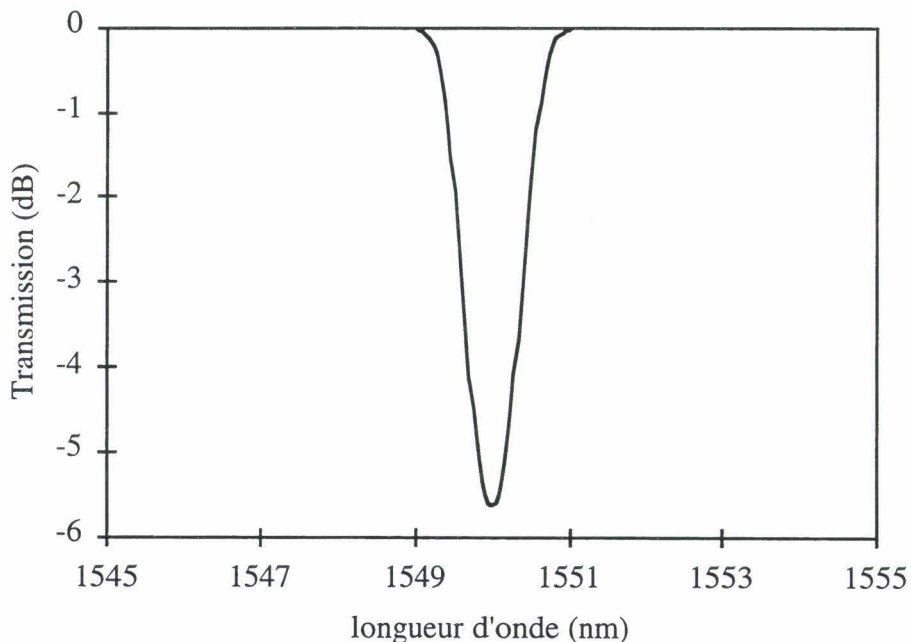


Figure II.14: Calcul de la réponse spectrale en transmission du réseau dont l'auto modulation a été compensée .

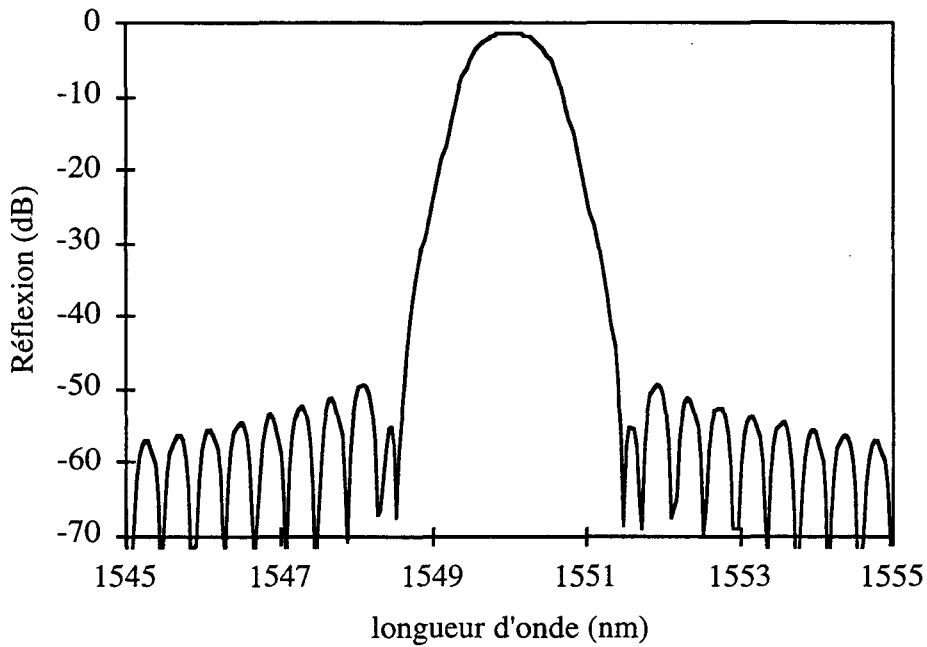


Figure II.15: Calcul de la réponse spectrale en réflexion du réseau dont l'auto modulation a été compensée

II.2.5 Réseau de Bragg à pas variable:

La variation de la période ou "pas" du réseau sur sa longueur permet d'élargir la réponse spectrale du filtre qui réfléchit alors les ondes sur une gamme de longueurs d'onde. Plusieurs formes de pas variables le long du réseau sont envisageables, selon les applications et les formes de spectres recherchées. Les variations les plus souvent utilisées sont linéaires [Farries 1994] et ou par saut [Kashyap 1994]. Dans le cas d'un pas variant par saut, le réseau de Bragg est constitué de plusieurs réseaux mis en série et la différence de période entre deux réseaux adjacents peut être constante.

Dans le cas d'une variation linéaire, la valeur de la période peut s'écrire:

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + Bz \tag{II.33}$$

La figure II.16 représente schématiquement un tel réseau:

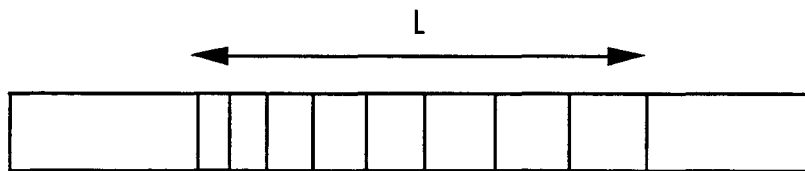


Figure II.16: Schéma de principe du réseau de Bragg à pas variable.

Nous avons modélisé sur les figure II.17 et II.18 les réponses spectrales en transmission et en réflexion d'un tel filtre dont les paramètres sont donnés dans le tableau II.6 ci-dessous:

L=50mm	$\Delta n_{\text{mod}}=$ $\Delta n_{\text{moy}}=$ $5 \cdot 10^{-5}$	$\Lambda_0=535\text{nm}$	B=(1/50000)
--------	---	--------------------------	-------------

Tab.II.6: Caractéristiques du réseau à pas variable linéairement sur sa longueur.

La variation de la période le long du filtre est de 1 nm ce qui correspond à une variation de longueur d'onde d'environ 1,5 nm.

On constate que la forme de ces filtres peut présenter des flancs abrupts (figures II.17 et II.18) et sont alors des candidats idéaux pour le filtrage large bande, par exemple pour le renvoi des radiations de pompe à 1480 nm dans les amplificateurs optiques à fibre dopée à l'erbium. Les réseaux dont le pas varie linéairement sont aussi très utilisés pour la réalisation de filtres compensateurs de dispersion chromatique [Ouellette 1987].

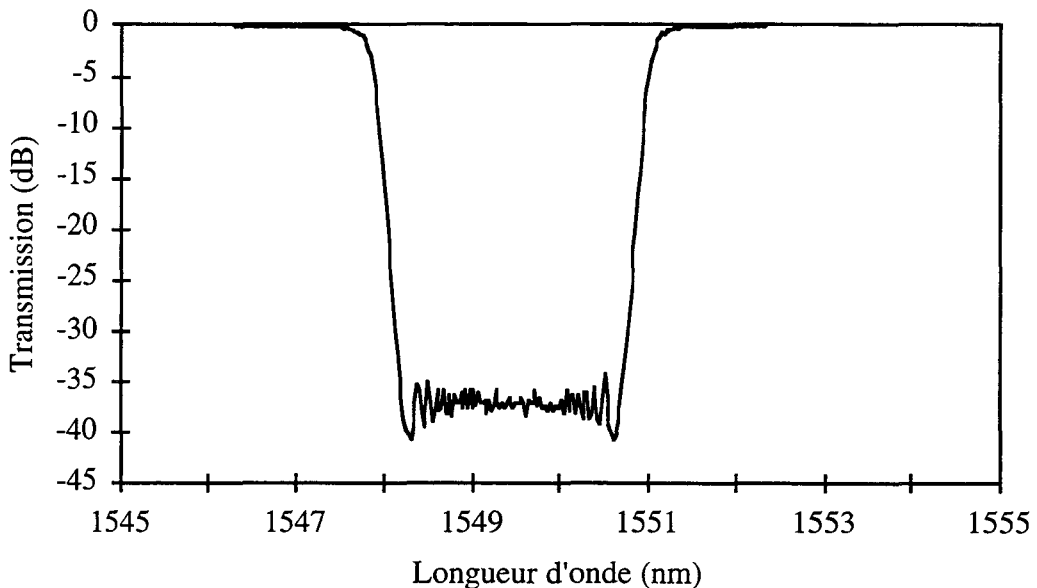


Figure II.17: Calcul de la réponse spectrale en transmission d'un réseau à pas variant linéairement sur sa longueur.

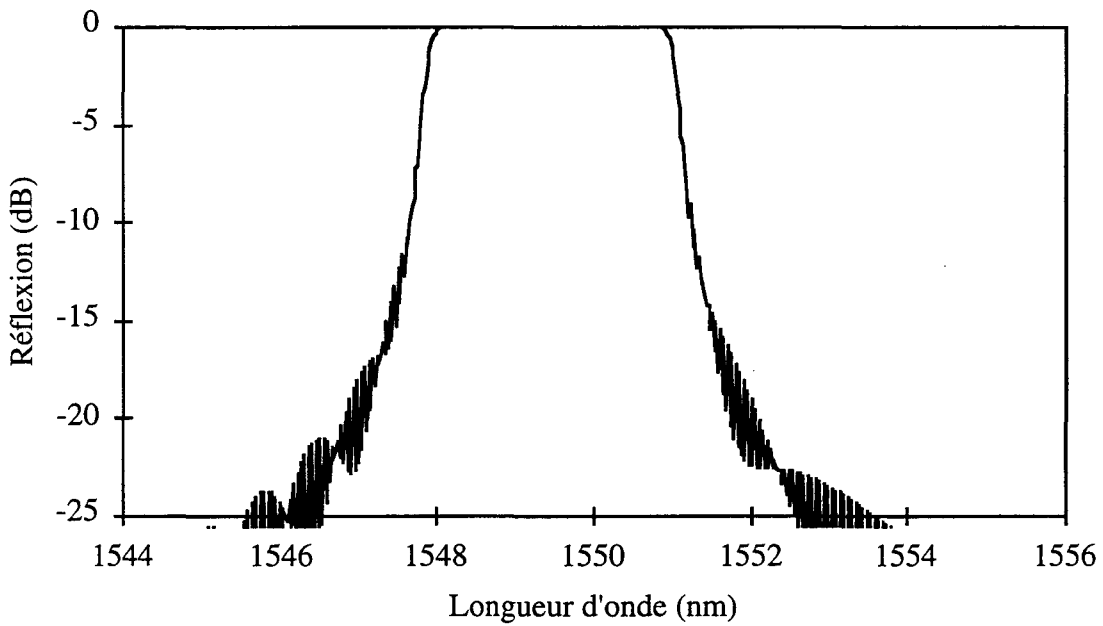


Figure II.18: Calcul de la réponse spectrale en réflexion d'un réseau à pas variant linéairement sur sa longueur.

II.2.6 Réseau de Bragg contenant un saut de phase en son centre

L'insertion d'un saut de phase au centre d'un réseau de Bragg [Alferness 1986] crée un résonateur entre les deux demi-réseaux résultants. Les deux demi-réseaux séparés par le saut de phase constituent alors les miroirs du résonateur sélectif en longueur d'onde pour lequel le saut de phase représente la cavité résonante. Par conséquent, dans la réponse spectrale du filtre ainsi réalisé, une bande passante est ouverte dans la bande de réjection du réseaux de Bragg. Cette structure fonctionne alors en filtre passe-bande.

On peut introduire un saut de phase égal à π entre les ondes réfléchies par les deux demi-réseaux en laissant l'indice constant sur une demi-période $\Lambda/2$ (Figure II.19).

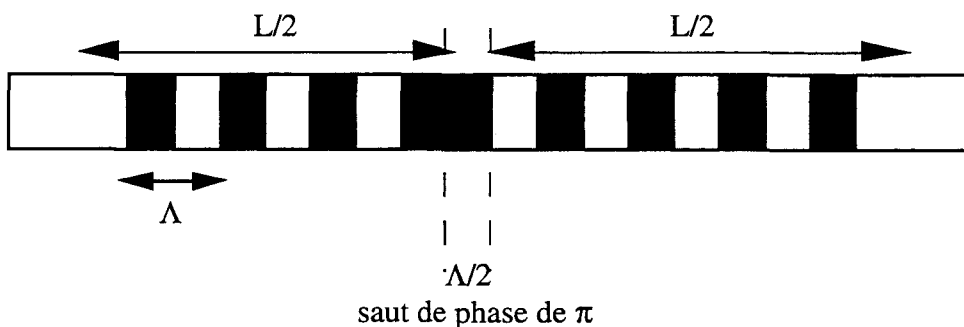


Figure II.19: Principe du filtre passe-bande obtenu par l'insertion d'un saut de phase π au centre d'un réseau de Bragg.

La modélisation de cette structure se fait en utilisant des matrices de transfert et en considérant deux réseaux de longueur $L/2$ de même période et entre lesquels la condition de phase s'écrit:

$$\phi_2 = \phi_1 + \frac{2\pi L / 2}{\Lambda} + \pi \quad (\text{II.34})$$

Sur les figures II.20 et II.21, nous avons présenté le calcul de la réponse spectrale en transmission et en réflexion d'un tel filtre dont les paramètres sont reportés dans le tableau Tab.II.7.

L=2mm	$\Delta n_{\text{mod}}=1 \cdot 10^{-3}$	$\Lambda=535\text{nm}$	Fibre standard
	$\Delta n_{\text{moy}}=1 \cdot 10^{-3}$		

Tab.II.7: Caractéristiques du réseau de Bragg contenant un saut de phase de π en son centre.

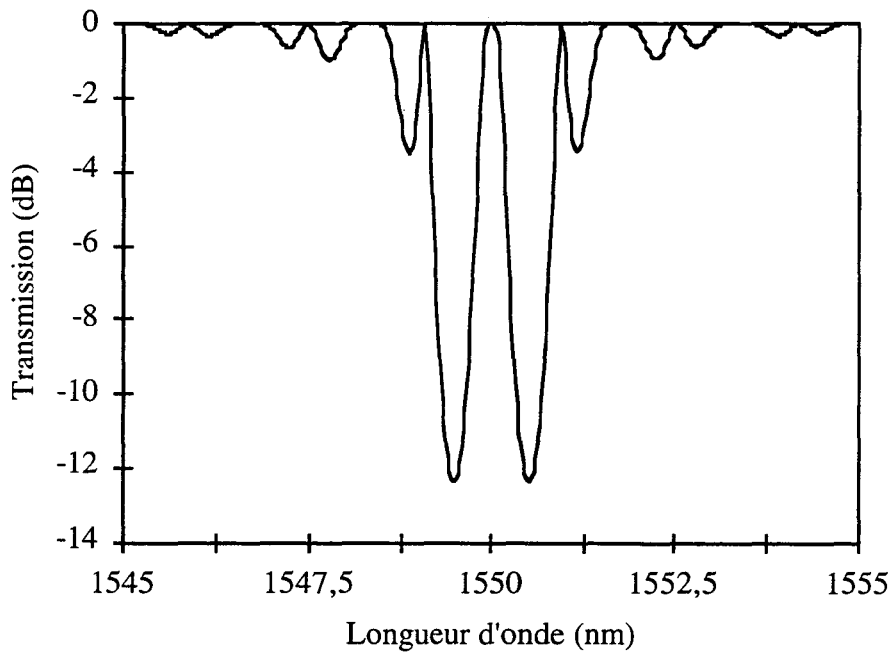


Figure II.20: Réponse spectrale en transmission d'un résonateur obtenu en insérant un saut de phase de π au centre du réseau de Bragg.

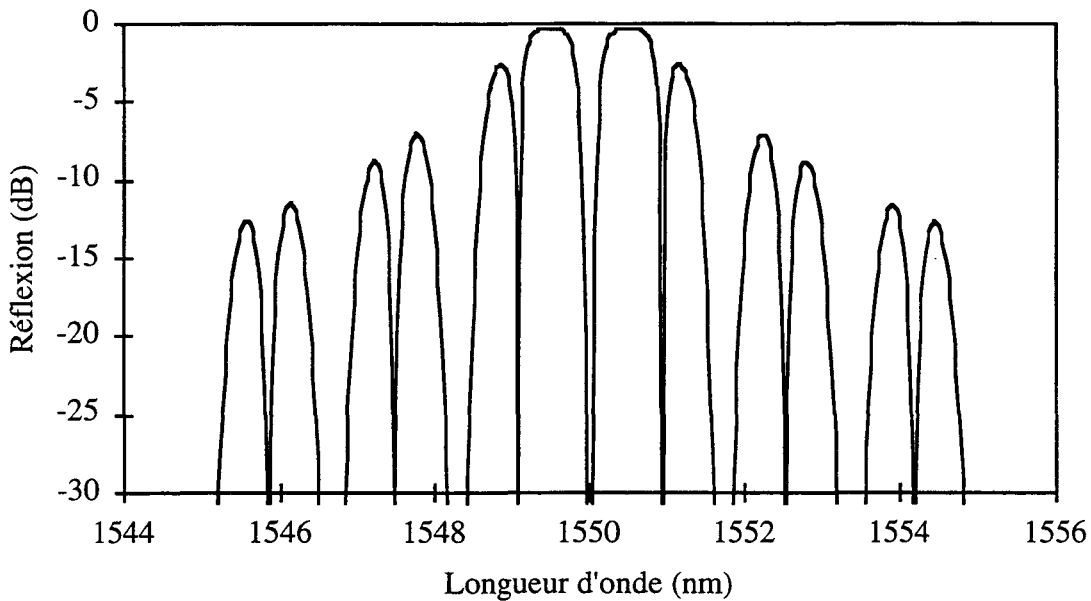


Figure II.21: Réponse spectrale en réflexion d'un résonateur obtenu en insérant un saut de phase de π au centre d'un réseau de Bragg.

La forme de la bande passante ainsi obtenue peut être modifiée en augmentant le nombre de sauts de phase le long du réseau. L'étude de ces modifications constitue une part importante du travail de thèse reporté ici et sera détaillé dans le chapitre III.

II.2.7 Conclusion de la partie II.2

Nous avons présenté au cours de cette partie le principe et la mise en oeuvre de la modélisation de la réponse spectrale des réseaux de Bragg classiques à structure simple, tel qu'un réseau de longueur L , de période constante le long de ce réseau et de modulation d'indice purement sinusoïdale. Pour calculer la réponse spectrale de réseaux plus complexes, nous avons utilisé la méthode matricielle basée sur la subdivision d'un réseau de longueur L , à paramètres non constants selon l'axe longitudinal z , en réseaux élémentaires de longueur L_i et à paramètres constants. Cette méthode permet de calculer numériquement la réponse spectrale de réseaux complexes dont la période, l'indice moyen et l'amplitude de modulation varient avec la position sur l'axe de la fibre. Nous avons aussi décrit l'insertion d'un saut de phase au centre du réseau créant un pic étroit de transmission égale à l'unité. Nous présentons maintenant le couplage codirectionnel assisté par un réseau à long pas dans une fibre optique.

II.3 COUPLAGE CODIRECTIONNEL: RESEAUX A LONGS PAS

Le couplage codirectionnel est induit par la modulation périodique de l'indice du coeur de la fibre sur une longueur L avec une période de trois ordres de grandeur plus élevée que celle des réseaux de Bragg. Afin de modéliser la réponse spectrale de tels filtres, nous appliquerons également la méthode matricielle et détaillerons les matrices de transfert utilisées. Nous calculerons aussi les paramètres des modes considérés (indices effectifs, forme des champs, constantes de couplages) et étudierons la forme des réponses spectrales obtenues.

II.3.1 Expression des matrices de transfert pour un réseau dont les caractéristiques sont indépendantes de la position axiale

En utilisant les équations reliant les amplitudes des modes à l'abscisse z et à l'abscisse z=0 (Annexe B), on peut déduire la matrice de transfert T telle que:

$$\begin{bmatrix} \Psi_1(z) \\ \Psi_2(z) \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} \Psi_1(0) \\ \Psi_2(0) \end{bmatrix} \quad (\text{II.35})$$

En posant:

$$\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{C^2 + \Delta\beta^2} \\ \Delta\beta &= \frac{\beta_1 - \beta_2}{2} - \frac{\pi}{\Lambda} \end{aligned}$$

Cette matrice s'exprime par:

$$T = \exp\left(-j\frac{\beta_1 + \beta_2}{2}z\right) \begin{bmatrix} [\cos(\gamma z) - j\frac{\Delta\beta}{\gamma}\sin(\gamma z)]\exp(-j\frac{\pi}{\Lambda}z) & j\frac{C}{\gamma}\sin(\gamma z)\exp(-j(\frac{\pi}{\Lambda}z + \phi)) \\ j\frac{C}{\gamma}\sin(\gamma z)\exp(j(\frac{\pi}{\Lambda}z + \phi)) & [\cos(\gamma z) + j\frac{\Delta\beta}{\gamma}\sin(\gamma z)]\exp(j\frac{\pi}{\Lambda}z) \end{bmatrix} \quad (\text{II.36})$$

Dans le cadre de nos expériences, nous ne travaillons qu'avec des fibres optiques monomodes. Le mode fondamental étant le mode LP01, il se couple avec les modes LP0m, m étant un entier tel que m>1. Avant l'inscription du réseau à longs pas, la fibre est dénudée de son revêtement protecteur sur quelques centimètres. A l'entrée du réseau, le mode LP01 (Ψ_1) et le mode couplé LP0m (Ψ_2) ont une amplitude telle que:

$$\begin{bmatrix} \Psi_1(0) \\ \Psi_2(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.37})$$

A la sortie du réseau, après son couplage avec le mode de gaine LP0m, l'amplitude $\Psi_1(z)$ du mode fondamental LP01 s'écrit:

$$|\Psi_1(z)|^2 = \cos^2(\gamma z) + \frac{\Delta\beta^2}{\gamma^2} \sin^2(\gamma z) \quad (\text{II.38})$$

L'efficacité du couplage au travers du réseau est maximale si la condition suivante est respectée (avec p entier):

$$C L = (2p + 1) \frac{\pi}{2} \quad (\text{II.39})$$

Après le couplage, les modes de gaine sont rapidement piégés par le revêtement plastique et par conséquent ne se propagent pas.

II.3.2 Expression des matrices de transfert lors de la subdivision du réseau de longueur L en réseaux élémentaires

Le réseau à long pas est subdivisé en réseaux élémentaires pour lesquels les paramètres seront considérés comme constants (figure II.22).

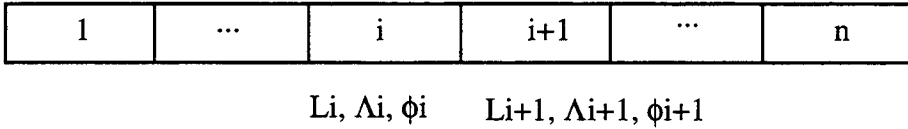


Figure II.22: Schéma de principe du réseau à longs pas subdivisé en réseaux élémentaires.

Le transfert des champs entre deux réseaux élémentaires est exprimé par:

$$\begin{bmatrix} \Psi_1(L_{i+1}) \\ \Psi_m(L_{i+1}) \end{bmatrix} = T_{i+1} \begin{bmatrix} \Psi_1(L_i) \\ \Psi_m(L_i) \end{bmatrix} \quad (\text{II.40})$$

En posant:

$$\gamma_i = \sqrt{C_i^2 + \Delta\beta_i^2}$$

$$\Delta\beta_i = \frac{\beta_1 - \beta_2}{2} - \frac{\pi}{\Lambda_i}$$

En reprenant les équation II.36, on peut écrire la matrice T_i de la façon suivante:

$$T_i = \begin{bmatrix} [\cos(\gamma_i L_i) - j \frac{\Delta\beta_i}{\gamma_i} \sin(\gamma_i L_i)] \exp(-j \frac{\pi}{\Lambda_i} L_i) & j \frac{C_i}{\gamma_i} \sin(\gamma_i L_i) \exp(-j (\frac{\pi}{\Lambda_i} L_i + \phi_i)) \\ j \frac{C_i}{\gamma_i} \sin(\gamma_i L_i) \exp(j (\frac{\pi}{\Lambda_i} L_i + \phi_i)) & [\cos(\gamma_i L_i) + j \frac{\Delta\beta_i}{\gamma_i} \sin(\gamma_i L_i)] \exp(j \frac{\pi}{\Lambda_i} L_i) \end{bmatrix} \quad (\text{II.41})$$

La puissance du mode fondamental en sortie du réseau à longs pas est alors décrit par:

$$P = |\Psi^+(L_n)|^2 \quad (\text{II.42})$$

La longueur de chaque réseau élémentaire ne devra pas être plus petite que la longueur de quelques pas du réseau.

II.3.3 Réponse spectrale des réseaux à long pas

Nous présentons dans ce paragraphe un exemple de modélisation de réseaux à long pas. Pour une fibre classique nous calculerons les indices effectifs, les conditions d'accord de phase requises et le couplage assisté par le réseau d'indice. Ces résultats établis, nous présenterons la réponse spectrale obtenue et pourrons enfin établir une comparaison entre le couplage contradirectionnel et le couplage codirectionnel.

II.3.3 a Indices effectifs des modes LP_{0m} et accord de phase

Pour la fibre standard (Tab.II.1), nous étudions le couplage codirectionnel sur la plage de longueur d'onde [1300nm:1700nm]. Sur la figure II.23, l'évolution en fonction de la longueur d'onde des indices effectifs du mode fondamental et des 4 premiers modes de gaine considérés (de LP₀₂ à LP₀₅) sont représentées.

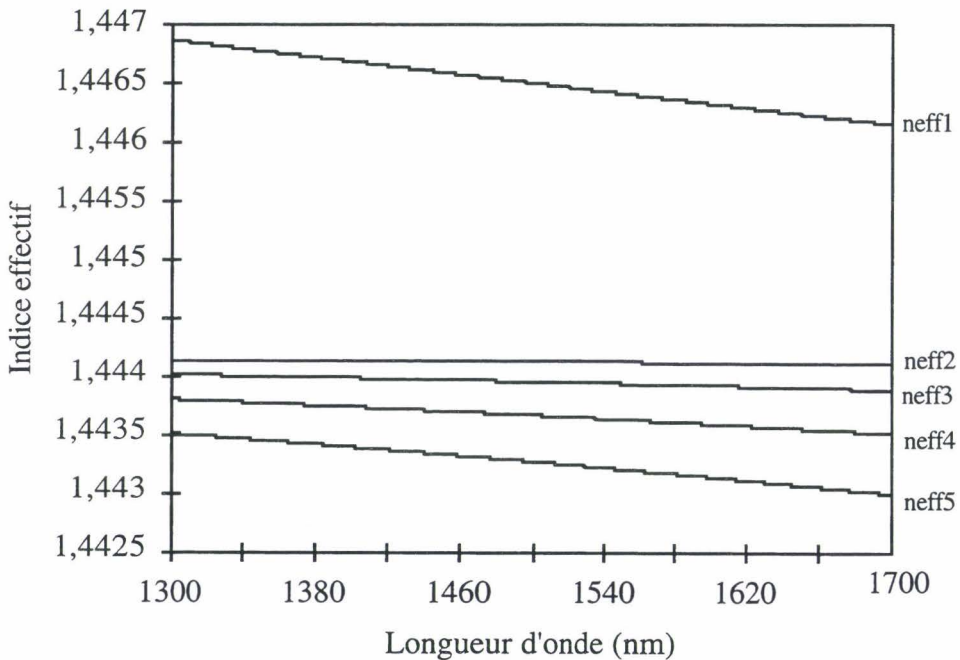


Figure II.23: Evolution des indices effectifs du mode fondamental et des modes de gaine en fonction de la longueur d'onde.

Rappelons que pour un réseau donné de période Λ , l'accord de phase entre les modes couplés se produit à la longueur d'onde centrale $\lambda_{\text{centrale}}$ telle que :

$$\lambda_{\text{centrale}} = \Lambda (\text{neff}_1 - \text{neff}_m) \quad (\text{II.43})$$

Ainsi, pour un mode de gaine donné LP0m, le couplage donne lieu à une chute de transmission à la longueur d'onde $\lambda_{\text{centrale}}$. D'après la relation II.64, on constate qu'un réseau de période donnée Λ va permettre l'obtention de N pics d'atténuations répartis sur tout le spectre optique et correspondants à chaque couplage. Sur la figure II.24, nous avons reporté la valeur de la période Λ du réseau en fonction de la longueur d'onde centrale $\lambda_{\text{centrale}}$ pour les couplages LP01-LP02 à LP01-LP05. Lorsque la période du réseau est choisie, on peut déterminer pour chaque couplage la longueur d'onde centrale du pic correspondant ainsi que la distance spectrale entre deux pics voisins.

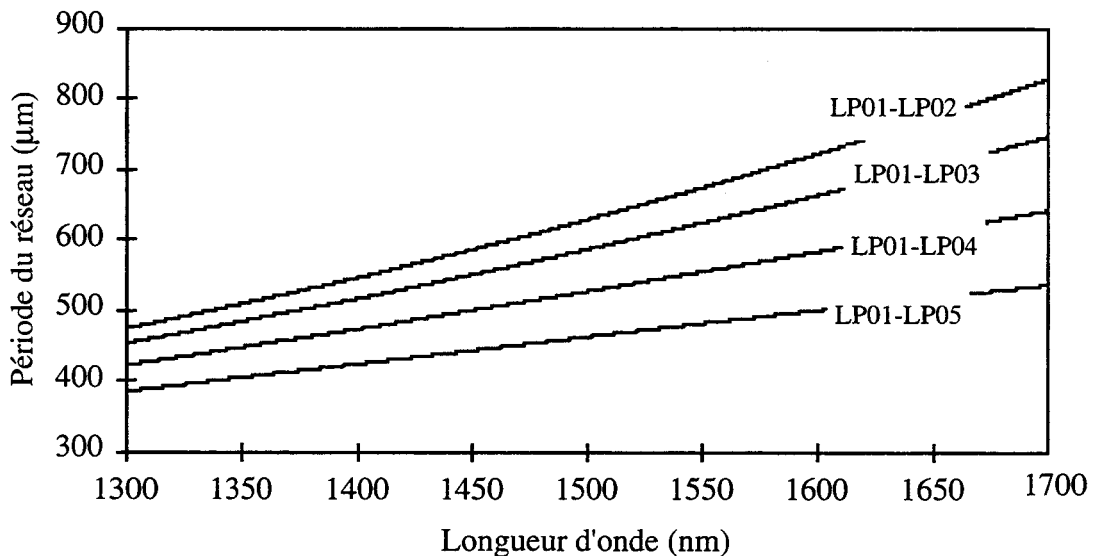


Figure II.24: Calcul de la période du réseau en fonction de la longueur d'onde centrale.

II.3.3.b Evolution des constantes de couplage

Le calcul des constantes de couplage entre modes a été décrit dans la partie précédente. Sur la figure II.25, nous avons reporté l'évolution en fonction de la longueur d'onde du coefficient de couplage entre les modes LP01 et LP02 ainsi qu'entre les modes LP01 et LP05 pour $\Delta n = 10^{-4}$.

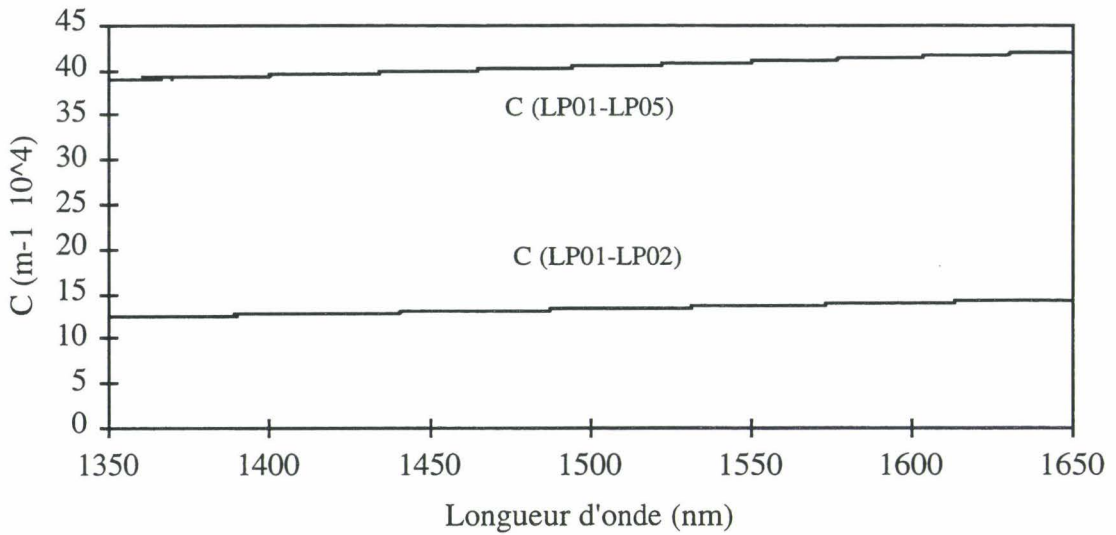


Figure II.25: Evolution du coefficient de couplage entre le mode LP01 et les modes LP02 et LP05, en fonction de la longueur d'onde pour $\Delta n=10^{-4}$.

II.3.3.d Transmission d'un filtre à couplage codirectionnel

La réponse spectrale d'un réseau à long pas a été simulée en calculant la forme spectrale du pic correspondant à chaque couplage LP01-LP0m, et en superposant les spectres obtenus (Figure II.26). L'approximation sous-jacente à cette superposition est validée dans la mesure où les longueurs d'ondes centrales sont suffisamment séparées pour pouvoir négliger l'influence des pics entre eux. Lorsqu'il y a recouvrement entre les spectres, la superposition donne une valeur approchée de la forme réelle. Les paramètres des réseaux considérés sont les suivants :

L= 4 cm	$\Delta n_{\text{mod}}=$	$\Lambda=500 \mu\text{m}$	fibre standard
	$\Delta n_{\text{moy}}=110^{-4}$		

Tab. II.8: Caractéristiques du réseau à long pas considéré.

La calcul de la réponse spectrale du filtre est présenté sur la figure II.26.

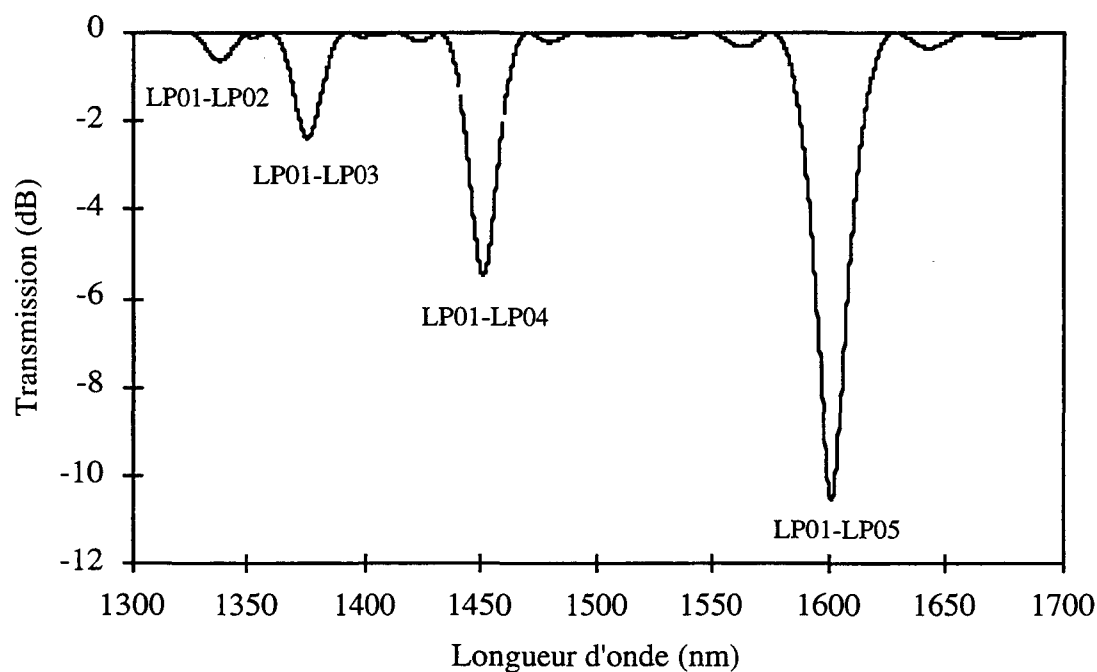


Figure II.25: Calcul de la réponse spectrale d'un réseau à longs pas.

II.3.4 Conclusion de la partie II.3

Le calcul de la réponse spectrale des filtres obtenus par couplage codirectionnel entre le mode LP01 et les modes de gaine LP0m fait apparaître autant de chutes de transmission que de modes de gaine. Nous avons choisi une période de réseau telle que 4 pics apparaissent dans la fenêtre [1300nm:1700nm]. Les spectres des réseaux obtenus sont d'au moins un ordre de grandeur plus larges que ceux obtenus avec le couplage contradirectionnel et la position spectrale des pics dépend de la période du réseau utilisée.

Conclusion du chapitre II

Nous avons traité dans ce chapitre le calcul des réponses spectrales des filtres obtenus par la photo-inscription de réseaux d'indice périodiques dans le coeur d'une fibre optique monomode, selon son axe longitudinal. La théorie des modes couplés permet de calculer simplement l'amplitude des modes impliqués dans le couplage assisté par le réseau d'indice, et une approche matricielle s'avère simple et précise pour la modélisation de réseaux à paramètres variables.

Dans les chapitres qui vont suivre, nous utiliserons les méthodes de calculs et les matrices que nous venons de décrire ici pour l'étude des composants faisant l'objet de cette thèse.

Bibliographie du chapitre II

[Albert 1995]: J. Albert, K.O. Hill, B. Malo, S. Theriault, F. Bilodeau, D.C. Johnson, L. E. Erickson: "Apodisation of the spectral response fibre Bragg grating using a phase mask with variable diffraction efficiency", *Electron. Lett.*, Vol.31, n°3, pp. 222-223, 1995.

[Alferness 1986]: Alferness, R.C., Joyner, M.D., Divino, M.D., Martyak, M.J.R. and Bull, L.L., "Narrowband grating resonator filters in InGaAsP/InP waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, 46, n°3, pp 125-127, 1986

[Boj 1995]: S. Boj: "Réalisation de filtres selectifs en fréquence intégrés dans les fibres optiques et applications", Thèse de Doctorat de l'université des Sciences et Technologies de Lille, 1995.

[Canning 1994]: J. Canning, M. Sceats: " π phase-shifted periodic distributed structures in optical fibres by UV postprocessing", *Electron. Lett.*, Vol.30, n°16, pp. 1344-1345, 1994.

[Cole 1995]: M.J. Cole, W.H. Loh, R.I. Laming, M.N. Zervas, S. Barcelos: "Moving fiber/phase mask-scanning beam technique for enhanced flexibility in producing fibre gratings with uniform phase-mask", *Electron. Lett.*, Vol.31, n°17, pp. 1488-1489, 1995.

[Erdogan 1997]: T. Erdogan: "Cladding mode resonances in short-and long- period fiber grating", *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. n°8, pp. 1760-1773, 1997.

[Farries 1994]: M. Farries, K. Sugden, D. Reid, I. Bennion, A. Malony, M. Goodwin: "Very Broad reflection bandwidth (44nm) chirped fiber gratings and narrow bandpass filters produced by the use of an amplitude mask", *Electron. Lett.*, Vol.30, n°11, pp. 891-892, 1994.

[Hewlett 1995]: S.J. Hewlett, J.D. Love, G. Meltz, T.J. Bailey, W. Morey: "Cladding-mode Resonances in Bragg Fibre gratings: Depressed and matched cladding index profiles".

[Kashyap 1994]: "R. Kashyap, P.F. McKee, R.J. Campbell, D.L. Williams:" Novel Method of producing all fiber photoinduced chirped gratings", *Electron. Lett.*, Vol.30, n°12, pp. 996-997, 1994.

[Kashyap 1996]: R. Kashyap, A. Swanton, D.J. Armes: "Simple technique for apodising chirped and unchirped fiber Bragg grating", *Electron. Lett.*, Vol.32, n°13, pp. 1226-1227, 1996.

[Kogelnik 1976]: Kogelnik: "Filter response of uniform almost-periodic structures", *Bell System Technical Journal*, Vol. 55, N°1, pp. 109-127, 1976.

[Legoubin 1995]: S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, S. Boj, E. delevaque: "Free spectral range variations of grating-based Fabry-Pérot filters photowritten in optical fibers", *Journal of Optical Society of America, A*, Vol. 12, N°18, pp. 1687-1694, 1995.

[Monerie 1982]: M. Monerie, "Propagation in Doubly Clad Single-Mode Fibers", *IEE Trans. on Microwave Theory and Technics*, vol.MTT-30, n°4, April 1982.

[Ouellette 1987]: F. Ouellette: "Dispersion Cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides", *Optics Lett.*, Vol.12, N°10, pp. 847-849, 1987.

[Pan 1997]: J. Pan, Y. Shi: "Teep Skirt fibre Bragg grating fabrication using a new apodised phase-mask", *Electron. Lett.*, Vol.33, n°22, pp. 1895-1896, 1997.

[Pocholle 1981]: J.P.Pocholle, L. Jeunhomme, L. D'auria: "Caractéristiques de la propagation guidée dans les fibres multimodes à gradient d'indice", *Revue technique Thomson-CSF*, Vol. 13, n°4, 1881.

[Strasser 1996]: T.A. Strasser, P.J. Chandonnet, J. DeMarco, C.E. Soccolish, J.R. Pedrazzani, D.J. DiGiovanni, M.J. Andrejco, D.S. Shenk: "UV-induced fiber grating OADM devices for efficient Bandwidth utilization", *OFC'96*, OSA conference, paper PD8, 1996.

[Snyder 1983]: A.W.Snyder, J.D.Love, "Optical waveguide theory", *Chapman and Hall*, 1983.

[Vassalo 1985]: C. Vassallo: "Théorie des guides d'ondes Electromagnétiques", Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, Eyrolles, 1995.

[Vengsarkar 1996-a]: A.M. Vengsarkar, J.R. Pedrazzani, J.B. Judkins, P.J.Lemaire, N. Bergano, C.R. Davidson: "Long-period fiber-grating based gain equalizers", *Optics Lett.*, Vol.21, No.5, 1996.

[Vengsarkar 1996-b]: A.M. Vengsarkar, P.J.Lemaire, J.B. Judkins, V. Bahtia, T. Erdogan, J. Sipe: "Long-Period Fiber gratings as band-rejection filters", *J. of Ligh. Technol.*, Vol. 14, N°1, 1996.

[Yamada 1991]: M.Yamada, K.Sakuda, "Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach Adiabaticity criteria", *IEE Proceedings-J*, vol.138, n°5, October 1991.

[Yariv 1973]: A. Yariv: "Coupled mode theory for guided-wave optics", *IEEE, J. of quant. elect.* Vol. QE.9, N°9, pp. 919-933, 1973.

CHAPITRE III:

Filtres passe-bande monocanaux obtenus par l'insertion de sauts de phase de π dans les Réseaux de Bragg

Sommaire du Chapitre III

Introduction du chapitre III	III.3
III.1 LES RESEAUX À SAUT DE PHASE: ce que nous a apporté le domaine des semi-conducteurs	III.3
III.2 REALISATION DE FILTRES PASSE-BANDE BASES SUR L'INSERTION DE UN A TROIS SAUTS DE PHASE DE π LE LONG D'UN RESEAU DE BRAGG	III.5
III.2.1 L'insertion d'un saut de phase de π	III.5
III.2.1 a Insertion du saut de phase par post-irradiation UV du réseau de Bragg.....	III.5
III.2.1 b Insertion du saut de phase sur le motif du masque de phase.....	III.6
III.2.2 L'insertion de deux et trois sauts de phase de π et comparaison avec les filtres de Butterworth électriques	III.12
III.2.2 a Insertion de deux sauts de phase de π	III.13
III.2.2 b Insertion de trois sauts de phase de π	III.18
III.2.3 Discussion	III.21
III.3 GÉNÉRALISATION DE L' INSERTION DE n SAUTS DE PHASE DANS UN RÉSEAU DE BRAGG	III.22
III.3.1 Méthode de modélisation	III.22
III.3.2 Comparaison des réponses spectrales obtenues	III.24
III.3.3 Discussion et conclusion de la partie III.3	III.28
III.4 METHODE D'ELARGISSEMENT DE LA BANDE DE REJECTION	III.28
III.4.1 Etude de l'association de réseaux à n sauts de phase et de réseaux à pas variables	III.28.
III.4.2 Post irradiation UV d'un réseau à pas variables	III.30
Conclusion du chapitre III	III.32
Bibliographie du chapitre III	III.33

Introduction du chapitre III

Les filtres passe-bande permettant par exemple la sélection d'une longueur d'onde ou assurant le filtrage du bruit des amplificateurs optiques ou encore le guidage fréquentiel du soliton sont des composants clés pour les systèmes de télécommunications optiques. Classiquement, les réseaux de Bragg fonctionnent en filtres réjecteurs de longueur d'onde. A partir de ces réseaux de Bragg, plusieurs méthodes ont été proposées pour la réalisation de filtres passe-bande photo-inscrits dans les fibres optiques, en particulier les réseaux de réseaux de Bragg ou "sampled gratings" [Othonos 1994] [Eggleton 1994], les réseaux à pas variables [Farries 1994] ou les filtres de Moiré [Legoubin 1991].

Nous avons décrit dans le chapitre II les conséquences de l'insertion d'un saut de phase de π au milieu de la structure périodique constituant le réseau. Ce déphasage localisé, séparant le réseau initial en deux réseaux, représente en réalité une cavité résonante sélective en longueur d'onde, limitée par deux miroirs et qui permet l'ouverture d'une bande passante au centre de la bande de réjection du réseau de Bragg [Alferness 1986]. Le saut de phase peut être introduit de plusieurs façons que nous détaillerons dans ce chapitre

La forme de la bande passante ainsi obtenue ne convient pas pour toutes les fonctions de filtrage et nous avons étudié en détail les possibilités offertes par l'insertion de plusieurs sauts de phase le long du réseau afin d'obtenir des formes plus rectangulaire.

Des groupes de travail [Agrawal 1994] avaient proposé l'insertion le long du réseau de multiples sauts de phase de π équidistants de telle sorte que le filtre résultant est un filtre présentant plusieurs bandes passantes de même forme spectrale que celle précédemment décrite. Cette solution n'est pas celle que nous recherchions, notre objectif étant d'obtenir un filtre passe-bande monocanal.

Dans ce chapitre, nous décrivons le travail théorique et expérimental mené pour l'obtention de nouveaux filtres passe-bande monocanaux basés sur l'insertion de multiples sauts de phase le long du réseau et positionnés à des distances telles que seule une bande passante est ouverte au centre de la bande de réjection du filtre.

III.1 LES RESEAUX À SAUT DE PHASE: ce que nous a apporté le domaine des semi-conducteurs

Depuis le début des années 80, les réseaux de Bragg sont apparus en masse dans le domaine des télécommunications optiques grâce aux sources lasers semi-conducteurs, les DFB (Lasers à contre réaction répartie ou "Distributed FeedBack lasers"). Ces DFB [Joindot 1996] contiennent souvent, séparés de la couche active permettant l'émission laser, une couche de substrat présentant une ondulation formant un réseau de Bragg [Sekartedjo 1984]. Grâce à cette configuration, deux modes longitudinaux et équidistants de la longueur d'onde de Bragg peuvent être émis par le laser (Figure III.1.a). Cependant, la présence de ces deux modes rendaient instable l'émission du laser. En insérant un saut de phase égal π au centre du réseau de Bragg comme indiqué sur la figure III.1.b, Alferness *et al.* [Alferness 1986] ont démontré la possibilité de rendre monomode l'émission laser. La réponse du résonateur ainsi créé présentait une bande passante de largeur spectrale de 0.1 nm dans une bande de réjection de largeur 2 nm.

L'utilisation massive de ce procédé allait alors suivre.

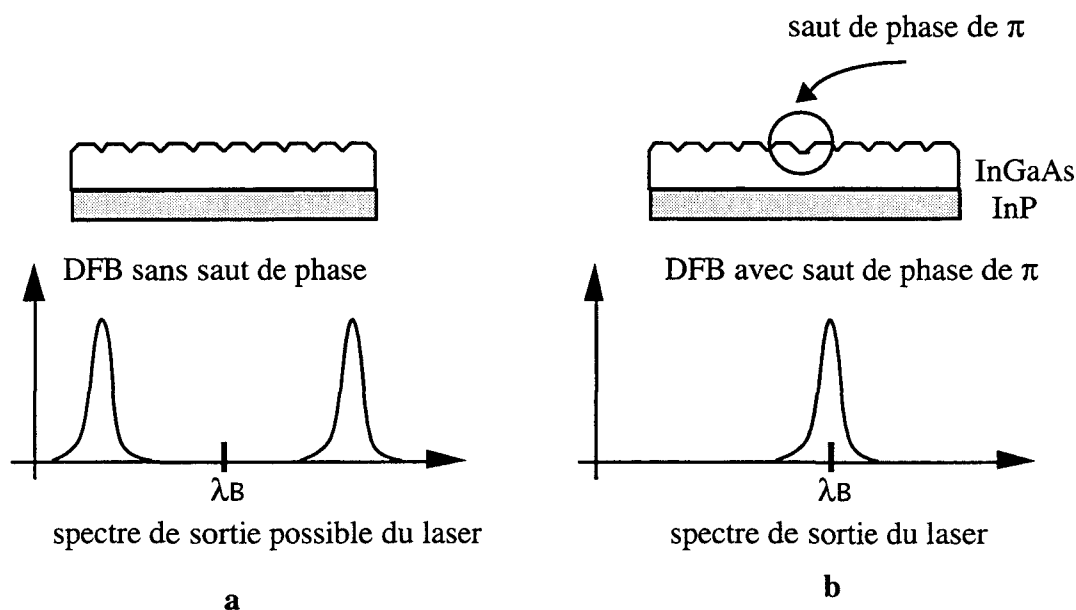


Figure III.1: Schéma de principe du DFB (a) et du DFB modifié (b) par insertion d'un saut de phase de π .

C'est donc une recherche sur les lasers à semi-conducteurs qui a conduit des équipes à créer des lasers monomodes à fibres optiques ou des filtres passifs passe-bande en insérant un saut de phase égal à π au centre d'un réseau de Bragg.

III.2 REALISATION DE FILTRES PASSE-BANDE BASES SUR L'INSERTION DE UN À TROIS SAUTS DE PHASE DE π LE LONG D'UN RÉSEAU DE BRAGG

Après l'étude de réseaux classiques contenant un seul saut de phase au centre du réseau, nous avons développé les possibilités offertes par l'insertion de multiples sauts de phase le long du réseau pour l'obtention de filtres passe-bande monocanaux. Les modélisations ainsi que les réalisations expérimentales sont décrites dans ce chapitre et l'avantage de l'insertion de multiples sauts de phase démontré.

Afin de fixer le vocabulaire relatif à la description des filtres passe-bande dans la suite de ce chapitre, nous présentons sur la figure III.2 le schéma d'un filtre passe-bande ainsi que la description de ses caractéristiques.

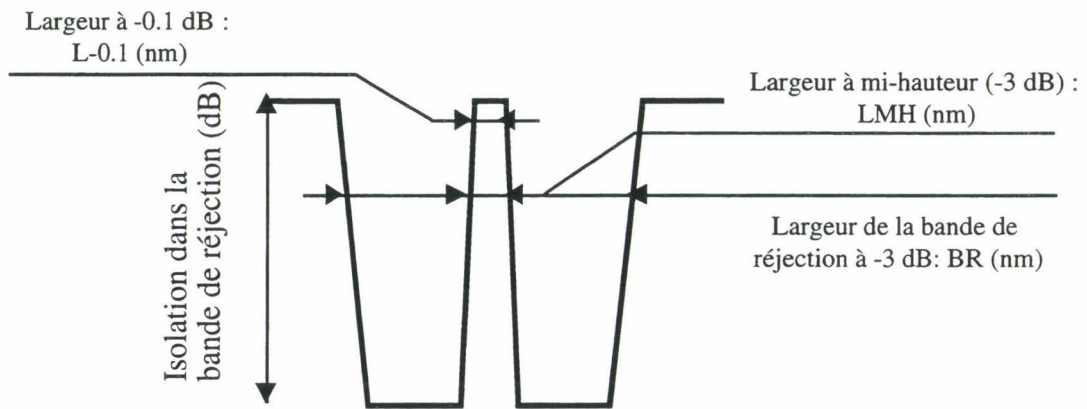


Figure III.2: Schéma et caractéristiques d'un filtre passe-bande.

Les méthodes de caractérisation des filtres optiques sont reportées dans l'annexe C. Les fibres utilisées sont fortement dopées au germanium (fibre Alcatel 2627) et préalablement chargées en hydrogène afin d'augmenter leur photosensibilité. On utilise la méthode d'inscription décrite dans le chapitre I utilisant un masque de phase et un laser à colorant émettant à 242 nm.

III.2.1 L'insertion d'un saut de phase de π

Nous avons décrit dans le chapitre II les bases de la modélisation de filtres contenant un saut de phase en utilisant l'approche matricielle pour le calcul des réponses spectrales. Les résultats expérimentaux obtenus par l'insertion d'un saut de phase de π au centre du réseau sont décrits ici.

III.2.1 a Insertion d'un saut de phase par post-irradiation UV du réseau de Bragg

L'irradiation ultraviolette du coeur d'une fibre optique dopée au germanium permet l'augmentation de son indice de réfraction. Lorsque cette irradiation sans franges est locale et

centrée au milieu du réseau de Bragg, un saut de phase est introduit et le résonateur résultant permet l'ouverture d'une bande passante au milieu de la bande de réjection. Canning *et al.* [Canning 1994] ont été les premiers à réaliser un tel filtre par post-irradiation d'un réseau de Bragg. Sur les figures III.3.a et figure III.3.b nous montrons respectivement les transmissions spectrales du filtre avant et après la post-irradiation UV.

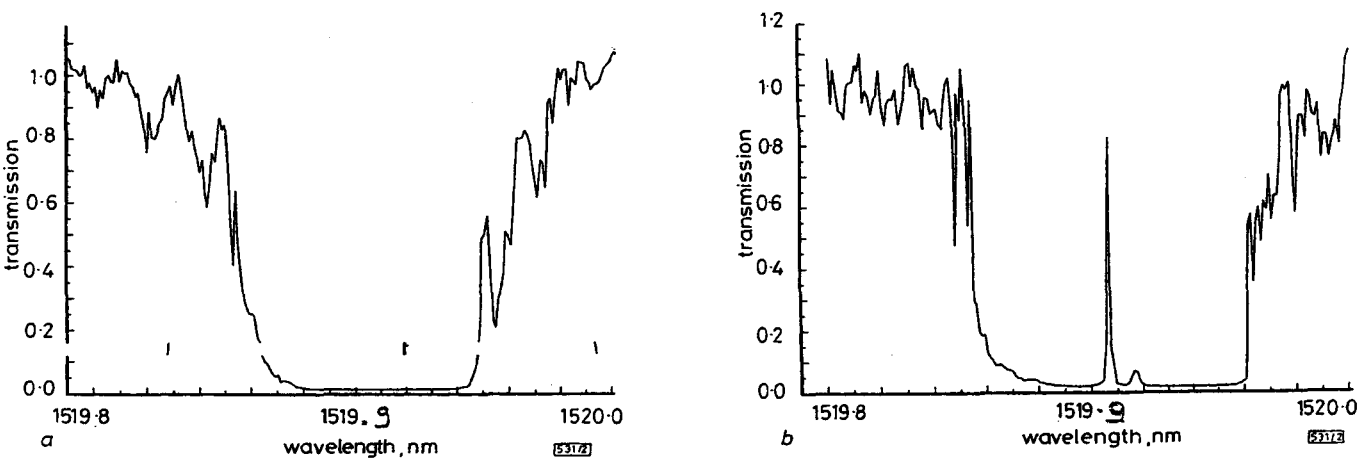


Figure III.3: Insertion d'un saut de phase de π par post-irradiation UV d'un réseau de Bragg photo-inscrit dans une fibre extrait de [Canning 1994]. En (a) réponse spectrale du réseau et en (b) réponse spectrale obtenue après post-irradiation.

Si cette méthode de post-irradiation s'avère peu coûteuse et facile à réaliser, elle se fait en revanche sur des longueurs jusqu'à quelques millimètres. Le saut de phase est alors délocalisé ce qui rend imparfaite la réponse spectrale du filtre.

De plus, le vieillissement de la partie post-irradiée peut être différent de celui des autres parties et peut occasionner alors, après passivation, l'obtention d'une réponse spectrale différente de celle attendue.

III.2.1 b Insertion d'un saut de phase sur le motif du masque de phase

L'insertion directe du saut de phase sur le motif du masque de phase permet l'obtention d'un filtre passe-bande dont les caractéristiques sont beaucoup plus reproductibles que par la méthode de la post-irradiation UV. Réalisée par Kashyap *et al.*, [Kashyap 1994], c'est cette méthode que nous avons retenue pour notre étude. Sur la figure III.4 est représenté le schéma de principe du masque de phase utilisé sur lequel un saut de phase égal à un quart de période est introduit.

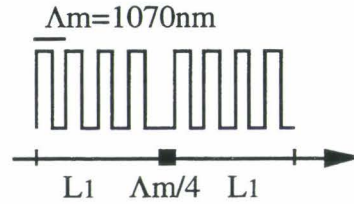


Figure III.4: Schéma du motif du masque de phase utilisé.

Les conséquences d'un tel motif de masque de phase sur le réseau d'indice de période Λ , photo-inscrit dans la fibre, sont reportées sur la figure suivante, figure III.4.bis.

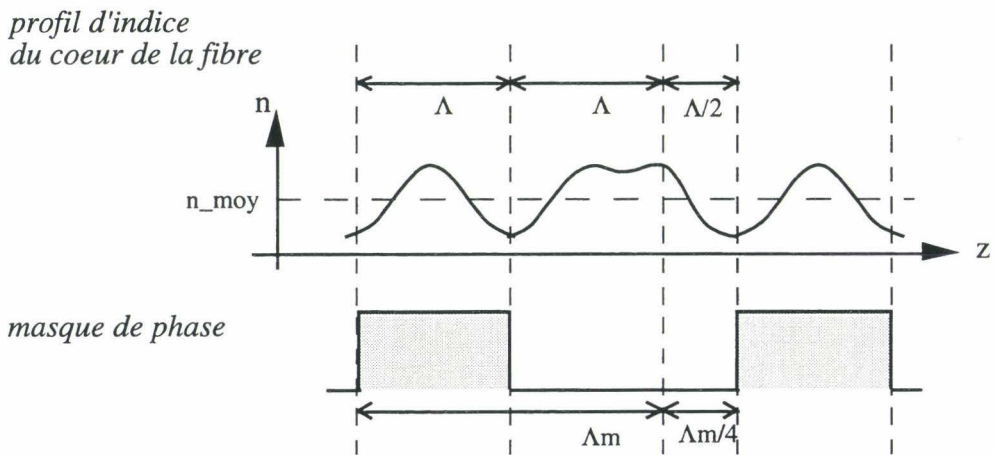


Figure III.4 bis: Schéma de principe de l'insertion d'un saut de phase.

Nous avons réalisé un tel filtre dont les caractéristiques sont reportées dans le tableau Tab.III.1:

L1	Δn_{mod}	LMH	BR	λ_B
440 μm	$2 \cdot 10^{-3}$	0,2 nm	3,3 nm	1560,7 nm

 Tab. III.1: Caractéristiques expérimentales du réseau de Bragg contenant un saut de phase de π en son centre.

Le choix des caractéristiques des filtres passe-bande est dicté par les spécifications demandées pour des applications en transmissions optiques. Par exemple, un filtre passe-bande avec une largeur spectrale de bande passante LMH comprise entre 0,5 et 1 nm, et une isolation supérieure à 25 dB pour une bande de réjection de plusieurs nanomètres (en réalité, la plus large possible), est demandé. C'est pourquoi, nous avons choisi de travailler avec des réseaux courts et de fortes amplitudes de modulation d'indice Δn_{mod} .

La modélisation du filtre et la réponse expérimentale sont reportées sur la figure III.5.

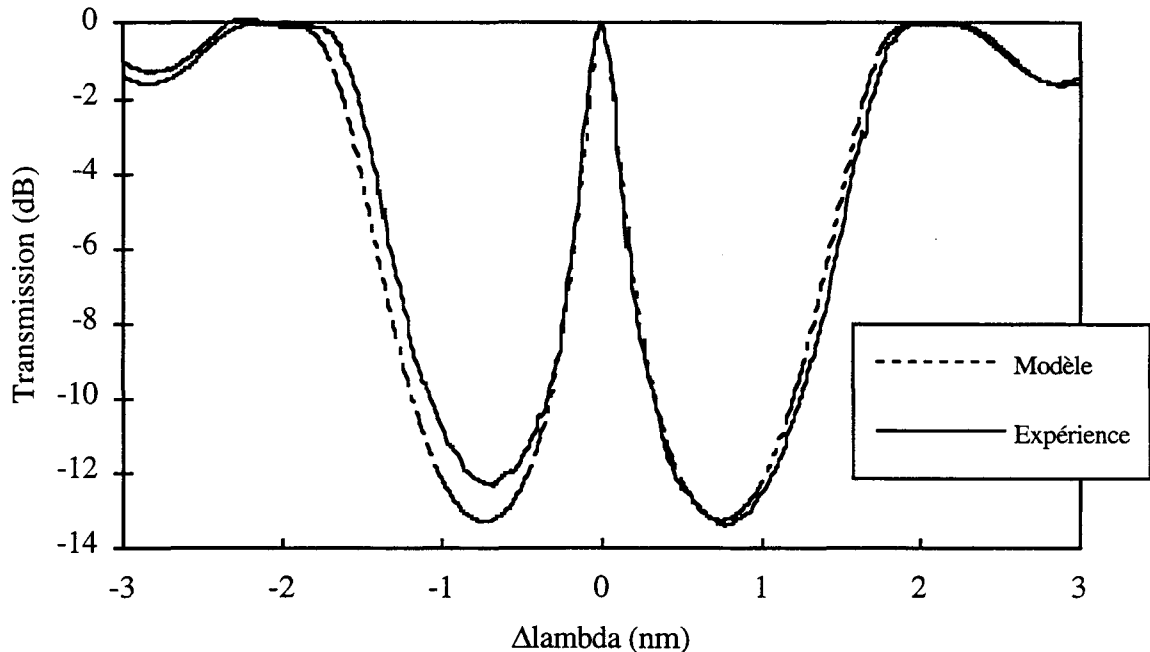


Figure III.5: Comparaison de la réponse spectrale calculée et mesurée du réseau de Bragg contenant un saut de phase de π en son centre.

En comparant la réponse expérimentale avec la réponse calculée, on constate une bonne adéquation mais cependant une légère asymétrie aux courtes longueurs d'onde.

Afin d'expliquer les écarts de transmission obtenus entre l'expérience et le calcul, nous avons mesuré [Pouet 1997] le long du réseau, l'amplitude de modulation d'indice Δn_{mod} par diffraction transverse [Krug 1995]. Lorsque le faisceau d'un laser He-Ne (Hélium Néon), de longueur d'onde $\approx 633\text{nm}$ polarisé linéairement et de rayon $10\ \mu\text{m}$, est focalisé sur la fibre contenant le réseau de Bragg, avec une incidence θ_i sur l'axe perpendiculaire à la fibre et correspondant à la condition de Bragg, il est réfléchi à l'incidence θ_j . La résolution spatiale de la mesure est alors de $10\ \mu\text{m}$. La valeur de l'intensité mesurée est proportionnelle au carré de la valeur moyenne de l'amplitude de modulation d'indice le long de l'axe z du réseau.

Le profil d'intensité, diffractée par le réseau, résultant de cette mesure est reporté sur la figure III.7. On constate que cette intensité diffractée n'est pas constante le long du réseau de longueur $L=880\ \mu\text{m}$. Ainsi, la variation de l'amplitude de modulation Δn_{mod} photoinduite n'est donc pas constante. On peut s'attendre à ce que Δn_{moy} ne soit pas constant. Ces deux causes contribuent à l'asymétrie de la forme spectrale du filtre obtenu.

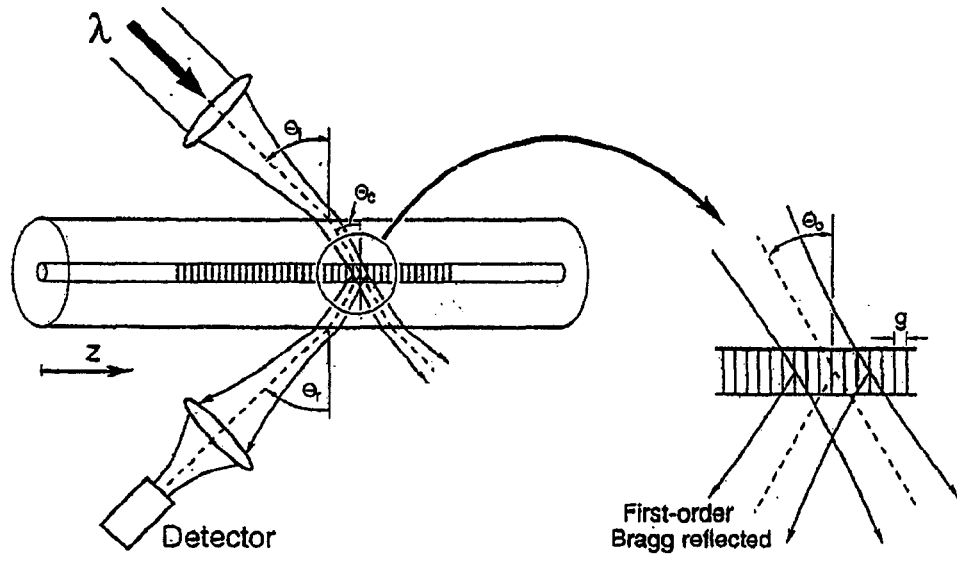


Figure III.6: Dispositif expérimental pour la mesure de l'amplitude de modulation d'indice le long d'un réseau de Bragg photo-inscrit dans une fibre optique, extrait de [Krug 1996].

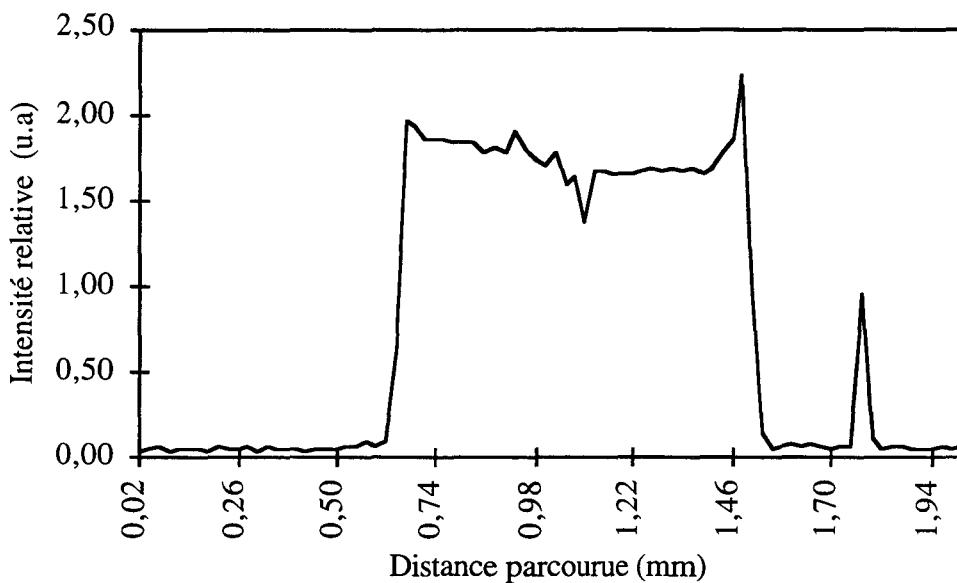


Figure III.7: Mesure de l'intensité diffractée localement le long du réseau contenant un saut de phase en son centre.

Nous avons calculé la réponse spectrale du filtre en tenant compte d'une variation de Δn_{mod} le long du réseau et en faisant l'hypothèse que Δn_{moy} et Δn_{mod} étaient égaux (Δn) le long de l'axe z . Nous avons alors considéré une décroissance de Δn selon trois configurations:

- > une forme de décroissance linéaire.
- > une forme de décroissance de type "gaussienne inversée".
- > une forme étant la combinaison des deux premières.

Ces formes de profils sont représentées sur la figure III.8

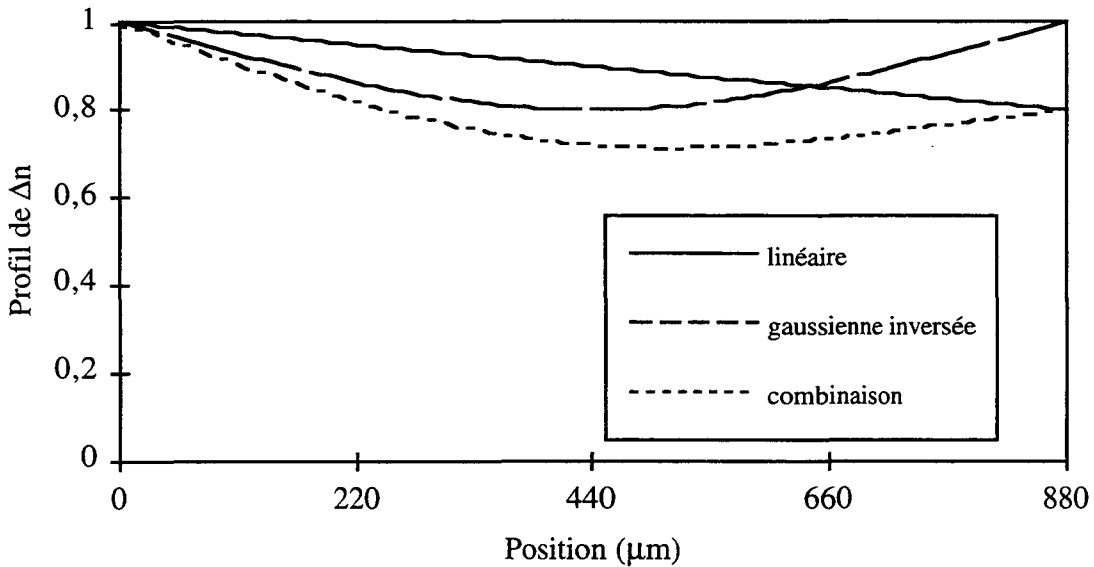


Figure III.8: Profil de la modulation d'indice Δn_{moy} et Δn_{mod} le long du réseau de longueur $880 \mu\text{m}$ et contenant un saut de phase.

Pour chacune de ces formes, nous avons calculé les réponses spectrales (figures III.9 a, b, c). En pointillé, nous avons montré la réponse spectrale d'un réseau parfait (Δn_{mod} et Δn_{moy} constants suivant z). On constate que la décroissance de la modulation d'indice de forme courbée peut expliquer la forme asymétrique de la réponse spectrale, avec un taux de réjection plus faible aux courtes longueurs d'ondes. Cependant, si ces calculs n'expliquent pas toutes les asymétries, ils montrent en revanche que tout écart à l'irradiation constante du réseau entraîne une dissymétrie de la réponse spectrale.

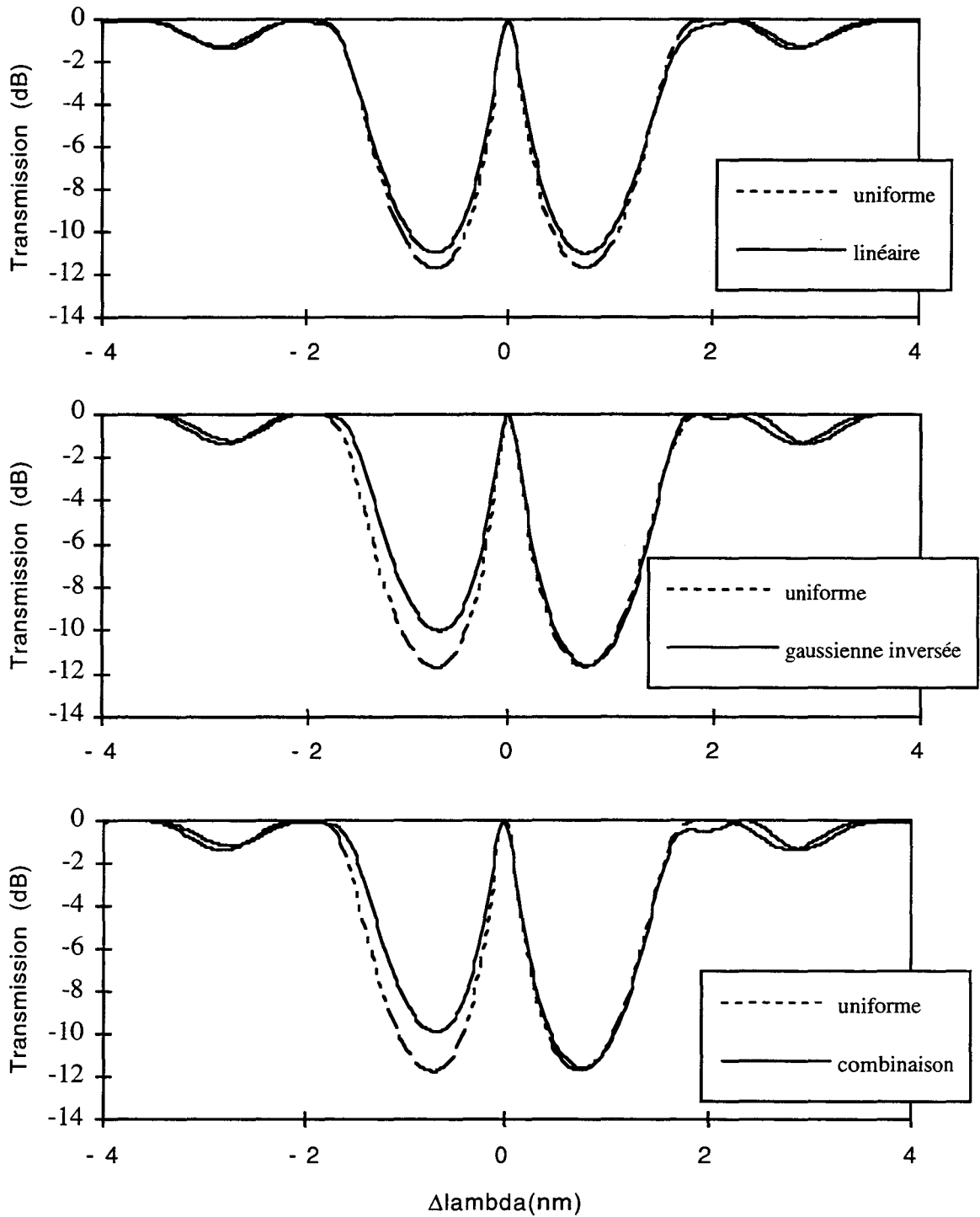


Figure III.9: Calcul de la réponse spectrale du filtre lorsque la modulation d'indice évolue le long du réseau et comparaison avec le spectre obtenu lorsque cette modulation est constante le long du réseau. En (a) variation linéaire, en (b) variation sous forme de gaussienne inversée, et en (c) variation selon une combinaison des deux premières.

En observant la forme de la bande passante, nous pouvons remarquer qu'elle peut être approchée par une fonction lorentzienne dont les paramètres sont les suivants:

$$T_{\text{Lorentz}} = \frac{1}{1 + \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\text{DLMH}^2}} \quad (\text{III.1})$$

DLMH est la demi-largeur de bande à mi-hauteur. En choisissant DLMH=0,1 nm , la comparaison de la forme de la bande passante et de la lorentzienne est présenté sur la figure III.10. Les deux formes sont parfaitement superposables.

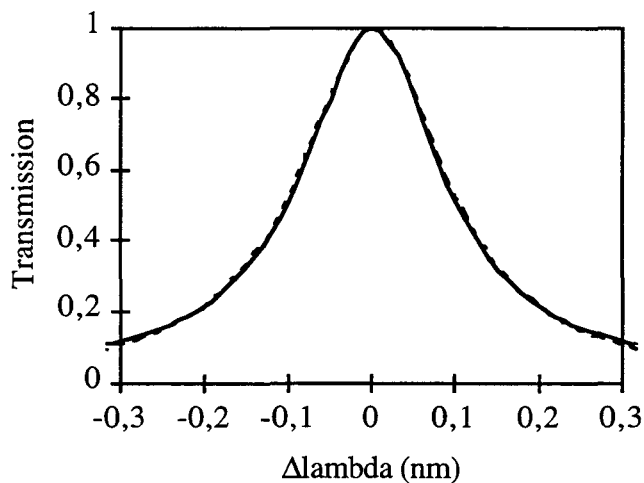


Figure III.10: Comparaison de la forme calculée de la passe-bande du réseau de Bragg contenant un saut de phase (trait continu) avec une forme lorentzienne (traits discontinus).

III.2.2 L'insertion de deux et trois sauts de phase de π et comparaison avec les filtres de Butterworth électriques.

La forme de la bande passante obtenue par l'insertion d'un seul saut de phase de π au centre du réseau ne permet pas de satisfaire à tous les types filtrages optiques désirés. En particulier, on recherche des formes de bandes passantes plus rectangulaires.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons mis en évidence la possibilité d'insérer plusieurs sauts de phase de π à des positions précises le long du réseau de Bragg afin d'obtenir des filtres passe-bande monocanaux dont les caractéristiques telles que la raideur du flanc et la platitude du sommet de la bande passante varient avec le nombre de sauts de phase insérés. Nous avons démontré expérimentalement la réalisation de ces nouveaux filtres passe-bande avec deux et trois sauts de phase de π et nous présenterons plus loin une étude générale pour l'insertion de n sauts de phase.

II.2.2 a Insertion de deux sauts de phase de π

En insérant deux sauts de phase de π à des positions quelconques, on obtient généralement plusieurs bandes passantes dans la bande de réjection [Agrawal 1994]. En les insérant à des positions bien précises sur le motif du masque de phase comme montré sur la figure III.11, une seule bande passante est obtenue au centre de la bande de réjection.

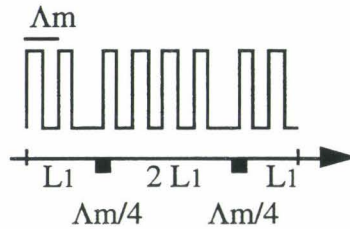


Figure III.11: Schéma du motif du masque de phase contenant deux sauts de phase.

Dans ce cas, deux résonateurs identiques à celui présenté plus haut (le réseau de Bragg contenant un saut de phase de π en son centre), sont mis en série pour donner un filtre dont la bande passante est élargie, la forme spectrale modifiée. Les paramètres expérimentaux du filtre que nous avons réalisé sont présentés dans le tableau Tab. III.2.

L_1	Δn	LMH	BR	λ_B
220 μm	$1,85 \cdot 10^{-3}$	0,9 nm	3,5 nm	1562,42nm

Tab. III.2: Caractéristiques expérimentales du réseau de Bragg contenant deux sauts de phase de π .

La réponse spectrale obtenue ainsi que la réponse spectrale calculée dans le cas d'une modulation constante le long du réseau, sont présentées sur la figure III.12.

On constate que la bande passante est plus rectangulaire que dans le cas où un seul saut de phase était inséré.

La dissymétrie expérimentale de la réponse spectrale est encore une fois attribuée à la non-uniformité de la modulation d'indice. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons évalué par la méthode précédemment décrite [Pouet 1997] l'amplitude moyenne de la modulation photo-induite. La figure III.13 représente la mesure de l'intensité diffractée et montre que les portions de réseau contenant les sauts de phase n'ont pas la même modulation d'indice, ce qui crée une dissymétrie spectrale. Sur la longueur totale du réseau de 880 μm , lors de l'inscription, l'intensité du faisceau doit être uniformisée afin de s'affranchir de ce problème.

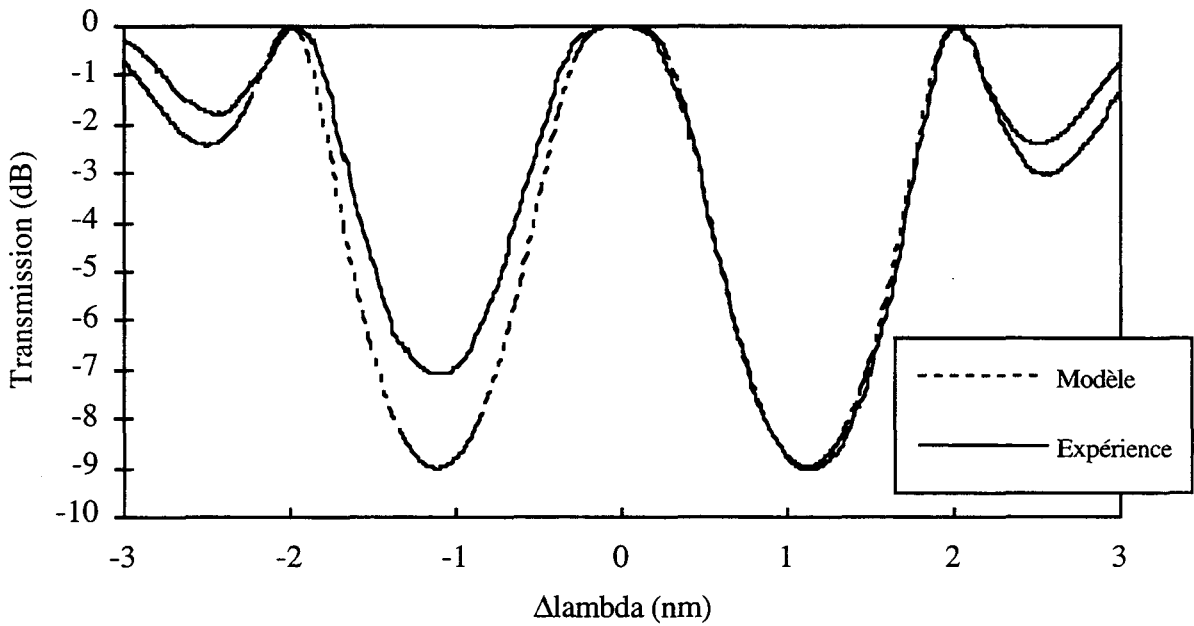


Figure III.12: Comparaison de la réponse spectrale mesurée et calculée du réseau de Bragg contenant deux sauts de phase de π .

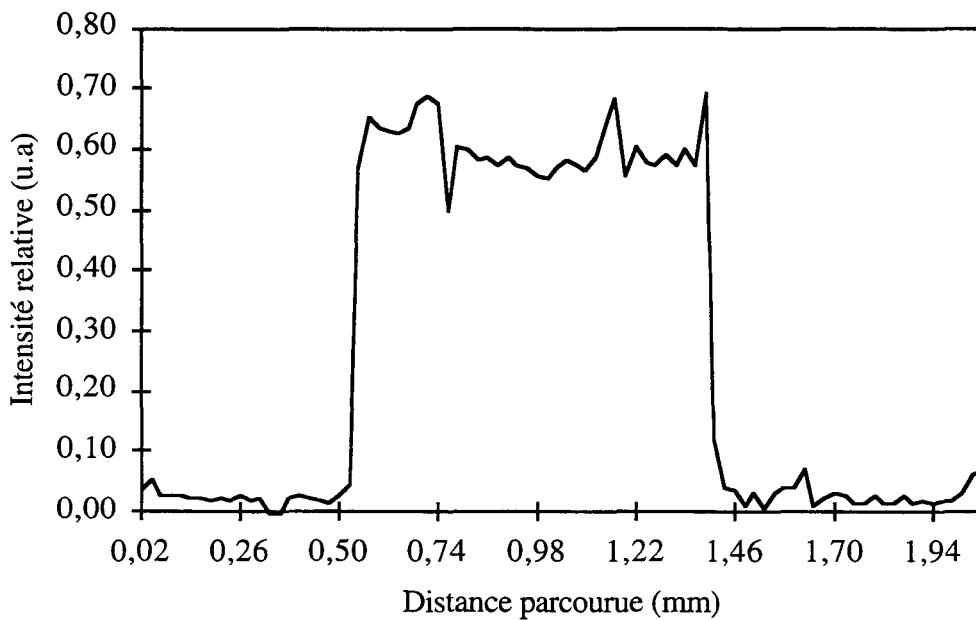


Figure III.13: Mesure de l'intensité diffractée le long du réseau contenant deux sauts de phase.

Afin de comprendre la forme de la bande passante obtenue, nous avons fait l'analogie entre ces filtres passe-bande optiques, associant un ou deux résonateurs à la longueur d'onde λ_0 , avec les filtres électriques passe-bande résonants à la fréquence ω_0 . Le détail de cette analogie est décrit dans l'annexe D. En effet, dans le domaine du filtrage électrique, des circuits comportant des

capacités, des résistances et des bobines, circuits RLC, permettent l'obtention de filtres passe-bas ou des filtres passe-bande dont nous rappelons les notions de base dans l'annexe D. Une catégorie de ces filtres passe-bas, les filtres de Butterworth d'ordre n , sont réalisés par l'association de n circuits passe-bas conduisant à un circuit passe-bas équivalent à filtrage fréquentiel.

La réponse en amplitude du signal électrique en sortie du filtre de Butterworth d'ordre n s'écrit en fonction de la fréquence:

$$T_{\text{Butterworth}} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^{2n}} \quad (\text{III.2})$$

Deux exemples de circuits électriques de ces filtres de Butterworth d'ordre $n=1$ et pour le filtre d'ordre $n=2$ sont représentés sur la figure III.14.

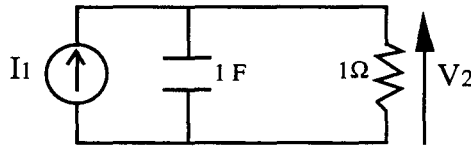


Figure III.14.a: Schéma électrique du filtre de Butterworth $n=1$

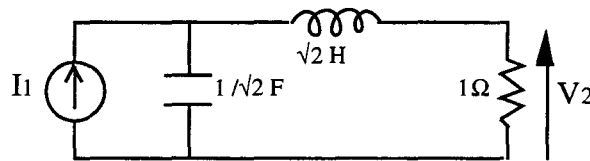


Figure III.14.:b Schéma électrique du filtre de Butterworth $n=2$

Nous avons représenté sur la figure III.15 la réponse en transmission de ces deux filtres de Butterworth.

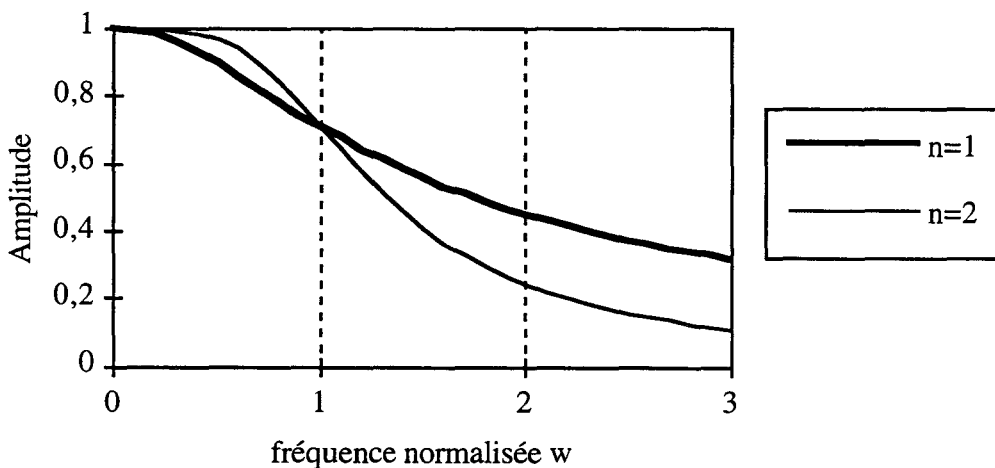


Figure III.15. Réponses des filtres passe-bas de Butterworth d'ordre $n=1$ et $n=2$.

La forme des filtres électriques de Butterworth se rapproche beaucoup de celle de nos filtres optiques déphasés. Cependant, les filtres que nous étudions sont résonants passe-bande et l'analogie n'est complète qu'en transformant les filtres passe-bas de Butterworth en filtres passe-bande résonants comme décrit dans l'Annexe D.

Ainsi, l'association des n filtres résonants passe-bande donne un filtre résonant passe-bande équivalent. Par abus de langage, nous l'appellerons filtre de Butterworth résonant d'ordre n. Pour les ordres n=1 et n=2, le schéma électrique de la transformation des filtres passe-bas en filtre passe-bande est présenté sur les figures III.16.

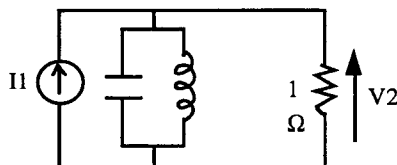


Figure III.16.a: Schéma électrique du filtre de Butterworth résonant d'ordre n=1.

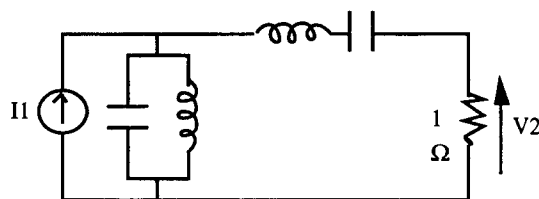


Figure III.16.b: Schéma électrique du filtre de Butterworth résonant d'ordre n=2.

Comme nous l'avons montré dans l'annexe D, la réponse de ces circuits de Butterworth résonants d'ordre n s'écrit de la forme:

$$T_{\text{résonnant}} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_0}{\text{DBW}}\right)^{2n}} \quad (\text{III.3})$$

DBW est la demi-largeur de bande passante.

En faisant l'analogie avec l'optique et en exprimant cette relation en fonction de la longueur d'onde, on peut écrire:

$$T_{\text{résonnant}} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\text{DLMH}}\right)^{2n}} \quad (\text{III.4})$$

Ainsi, pour les filtres de Butterworth résonants "optiques" d'ordre n=1 et n=2, nous avons calculé et comparé les réponses en amplitude obtenues pour DLMH=0,5 nm et une longueur d'onde centrale $\lambda=1558$ nm. Ces réponses sont présentées sur la figure III.17.

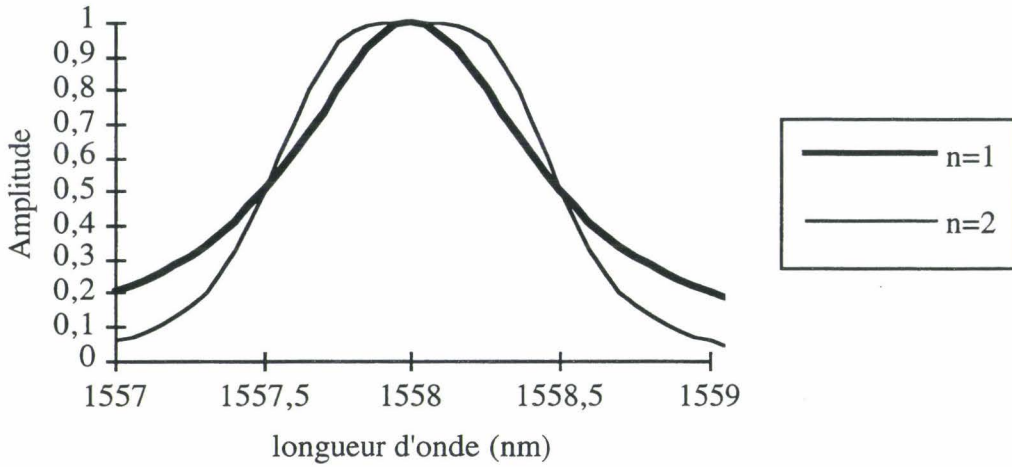


Figure III.17 : Réponse en amplitude des filtres de Butterworth résonants d'ordre $n=1$ et $n=2$.

On constate que la réponse pour l'ordre $n=1$ représente une forme lorentzienne et celle de l'ordre $n=2$ présente une forme plus rectangulaire. Nous avons comparé sur la figure III.18 la réponse calculée du réseau de Bragg contenant deux sauts de phase (filtre noté 2D) avec celle du filtre de Butterworth résonant d'ordre $n=2$. On constate alors que les formes des sommets des filtres sont identiques. Ainsi, la réalisation de ce nouveau filtre passe-bande (2D) contenant deux sauts de phase de π nous a permis de proposer un composant passe-bande qui, pour une modulation d'indice comparable, présente une bande passante élargie si on la compare avec celle obtenue avec un filtre contenant un seul déphasage (filtre 1D). La forme plus rectangulaire de la bande passante, de type Butterworth résonant d'ordre $n=2$, permet un filtrage plus rectangulaire.

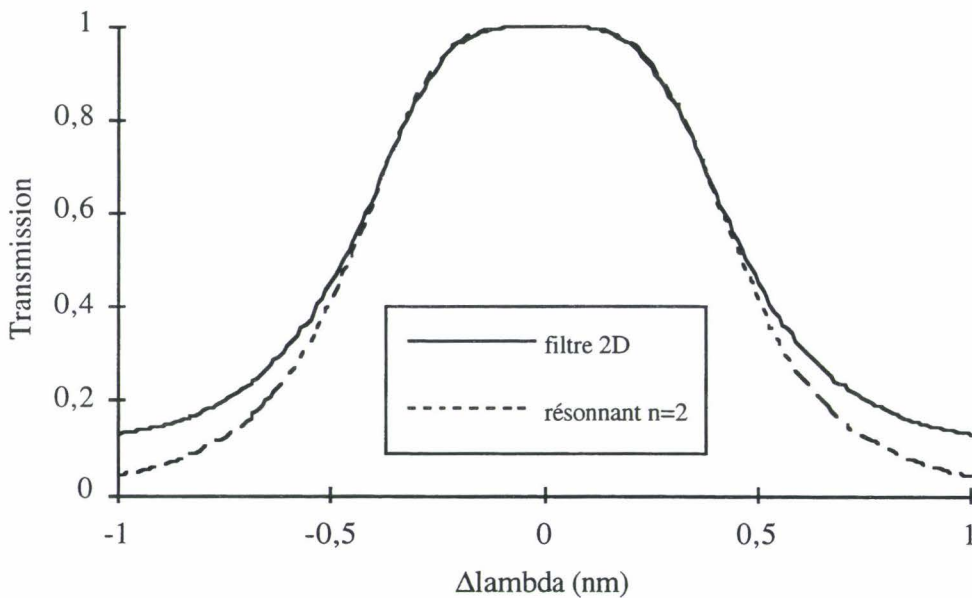


Figure III.18: Comparaison de la bande passante du réseau de Bragg contenant deux sauts de phase de π (trait continu) avec une forme de filtre de Butterworth résonant d'ordre 2 (traits discontinus).

L'insertion de sauts de phase supplémentaires, correspondant à la mise en série de résonateurs supplémentaires de longueur caractéristique L_i , nécessite une optimisation de ces longueurs afin d'obtenir une bande passante formée d'un seul pic. Inspirés par le travail de Zengerle *et al.* [Zengerle 1995] dans le domaine des semi-conducteurs, nous avons mené un travail expérimental sur l'insertion de trois sauts de phase.

III.2.2 b Insertion de trois sauts de phase de π

En suivant la logique de l'insertion de sauts de phase, nous avons rajouté un résonateur (c'est à dire deux demi-réseaux de Bragg séparés par un saut de phase de π) au filtre 2D présenté plus haut. Pour trois sauts de phase insérés le long du réseau sur le masque de phase, le schéma de principe du masque est donné par la figure III.19.

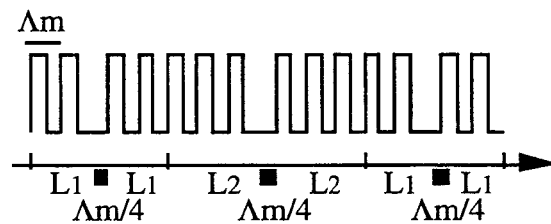


Figure III.19: Schéma du motif du masque de phase, contenant trois sauts de phase.

Nous choisissons de travailler avec des structures symétriques par rapport à leur centre. C'est pourquoi, l'insertion du troisième résonateur se fait au centre de la structure précédente (2D). Afin de démontrer la nécessité d'ajuster la longueur L_2 du résonateur central, nous avons reporté la modélisation d'un filtre contenant trois sauts de phase, et pour lequel les paramètres sont décrits dans le tableau Tab.III.3.

Passe-bande	L_1	L_2	Δn
n°1	220 μm	220 μm	$2 \cdot 10^{-3}$
n°2	220 μm	282 μm	$2 \cdot 10^{-3}$

Tab. III.3: Paramètres du filtre passe-bande lorsque la longueur du résonateur central n'est pas ajustée (cas n°1) et lorsque la longueur est ajustée (cas n°2).

Dans le premier cas, les longueurs caractéristiques L_i des trois résonateurs sont choisies identiques et égales à 220 μm alors que dans le deuxième cas, la longueur du résonateur central est différente. Sur la figure III.20, les bandes passantes des deux filtres résultants sont superposées. Dans le cas non optimisé ($L_2=L_1$), trois rebonds apparaissent au sommet de la bande passante mais ont tendance à se recouvrir grâce au choix d'une forte modulation d'indice Δn . En ajustant la longueur L_2 à la valeur 282 μm , les rebonds au sommet deviennent négligeables et le restent dans le

cas d'une modulation d'indice plus faible.

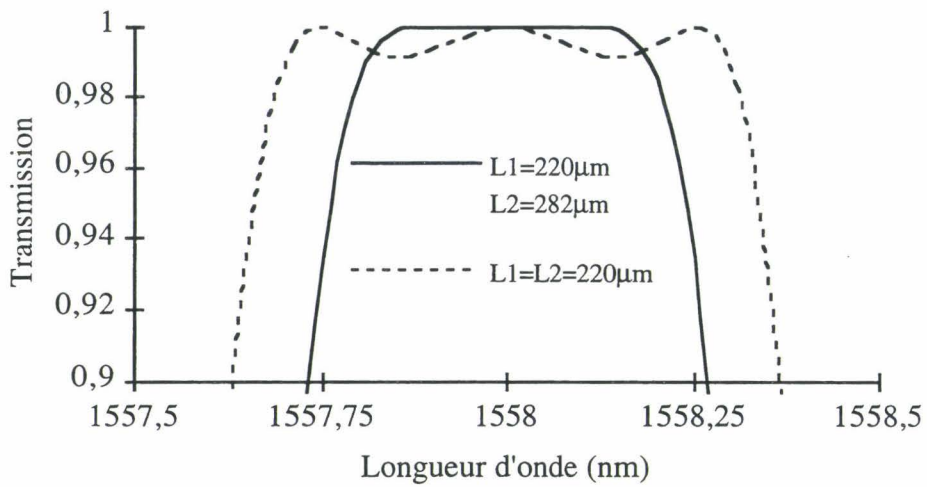


Figure III.20: Comparaison de la bande passante lorsque trois résonateurs sont mis en série. En traits pointillés, $L1=L2$ et en trait plein, $L2$ est ajustée.

Ainsi, considérant que la longueur $L2$ était optimisée, nous avons réalisé un tel filtre en utilisant un masque de phase. Sur le tableau Tab.III.4 sont reportées les caractéristiques de ce filtre.

$L1$	$L2$	Δn	LMH	BR	λ_B
220 μm	282 μm	$1,6 \cdot 10^{-3}$	0,82 nm	2,8 nm	1562,34nm

Tab. III.4: Caractéristiques du réseau de Bragg contenant trois sauts de phase de π .

La réponse spectrale expérimentale du filtre ainsi que celle calculée pour une amplitude de modulation constante le long de la structure sont représentées sur la figure III.21.

Si la forme de la bande passante est plus rectangulaire que précédemment, en revanche, la dissymétrie spectrale avec une isolation moins forte aux courtes longueurs d'onde, est plus importante que dans le cas du filtre 2D.

Nous avons vu que l'homogénéité de l'irradiation UV était critique lors de la réalisation des filtres à un et deux sauts de phase, et elle devient encore plus importante pour 3 sauts de phase, en particulier à cause de l'accroissement de la longueur totale du réseau. C'est pourquoi, sur la Figure III.21, la forme expérimentale du filtre obtenu présente une dissymétrie importante. La mesure de l'intensité diffractée le long du réseau est donnée sur la figure III.22 et montre la variation de la modulation d'indice le long du réseau.

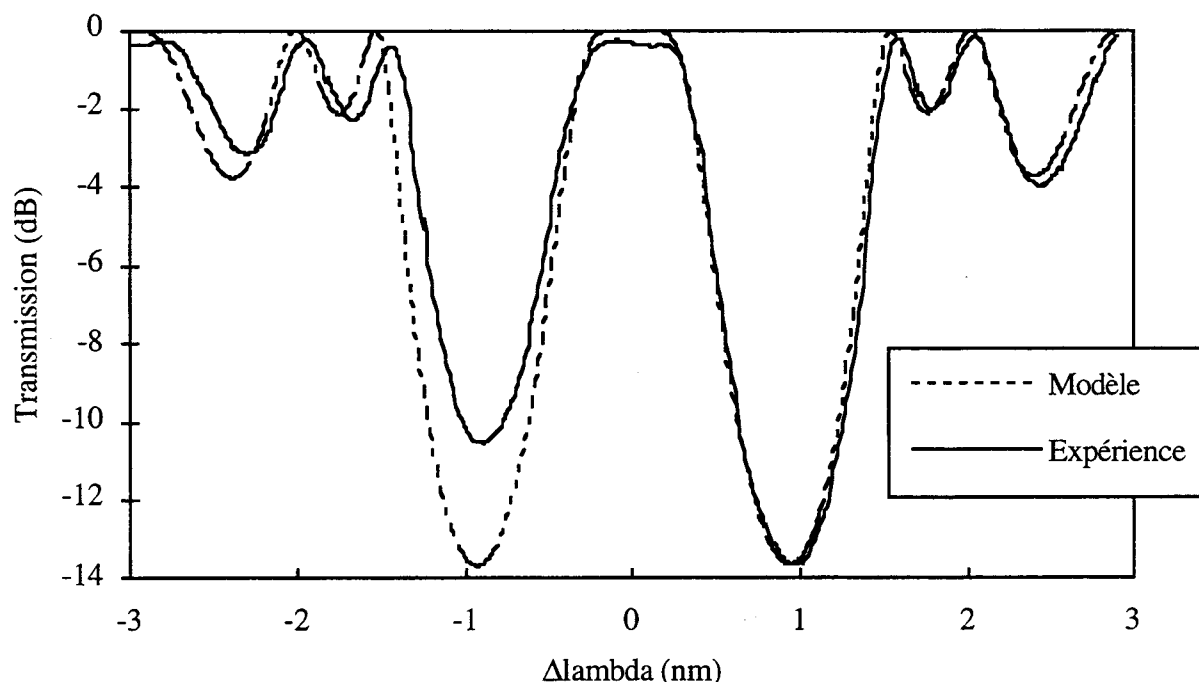


Figure III.21: Comparaison de la réponse spectrale mesurée et calculée du réseau de Bragg contenant trois sauts de phase de π .

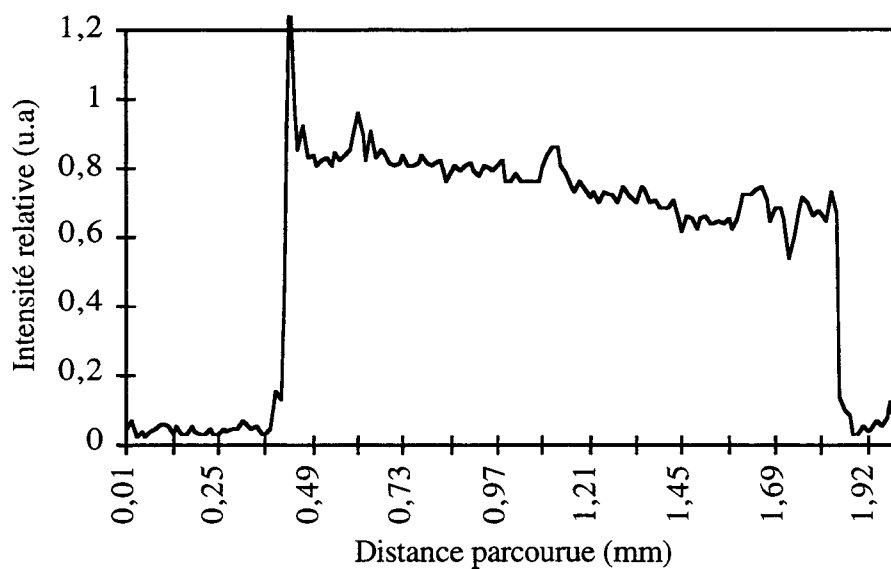


Figure III.22: Mesure de l'intensité diffractée localement le long du réseau contenant trois sauts de phase.

Sur la figure III.23, nous avons comparé la forme spectrale théorique de la bande passante de ce filtre avec celle d'un filtre de Butterworth résonant d'ordre $n=3$. On constate que les formes sont très proches et cette observation confirme l'exactitude de notre analogie entre filtres optiques

et filtres électriques. Ainsi, lorsque nous avons ajusté la longueur L_2 du résonateur central, nous avons ajusté les caractéristiques des résonateurs composants le filtre de telle sorte que la fonction de transfert résultante soit une fonction simple donnée par la relation III.3 pour $n=3$.

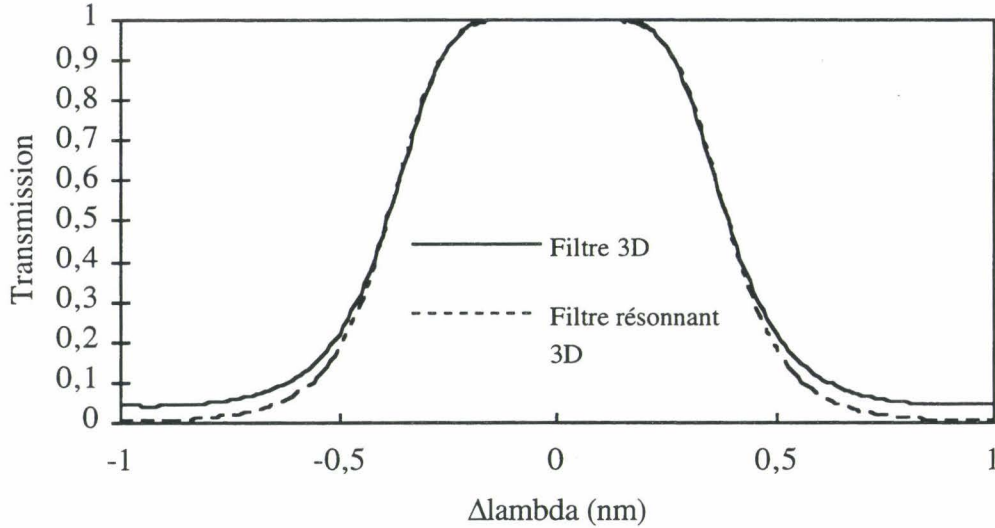


Figure III.23: Comparaison de la bande passante du réseau de Bragg comportant 3 sauts de phase, filtre 3D (trait continu) avec une forme de filtre de Butterworth résonant d'ordre $n=3$ (traits discontinus).

III.2.1 Discussion

L'insertion d'un saut de phase au centre d'un réseau de Bragg crée un résonateur optique qui permet l'ouverture d'une bande passante dans la bande de réjection. Ce fait était déjà démontré et nous avons réalisé ce composant afin de le caractériser. Nous avons alors montré que la forme de la bande passante était lorentzienne.

En insérant deux sauts de phase de π aux positions L et $3L$ le long d'un réseau de longueur $4L$, c'est à dire en mettant en série deux résonateurs unitaires de longueur caractéristique L , nous avons réalisé un nouveau composant passe-bande monocanal qui présente une bande passante de forme plus rectangulaire. Cette forme est comparable à celle d'un filtre électrique de Butterworth résonant d'ordre 2.

Ce composant améliorerait les possibilités de filtrage pour des amplitudes de modulation d'indice accessibles de l'ordre de $2 \cdot 10^{-3}$. En insérant un saut de phase supplémentaire, c'est à dire en ajoutant un résonateur dont la longueur caractéristique est optimisée, une bande passante encore plus rectangulaire pouvait être obtenue mais avec une largeur de bande de réjection qui diminuait pour une amplitude de modulation et une largeur de bande passante équivalentes. La forme de cette bande passante est comparable à celle un filtre de Butterworth résonant d'ordre 3.

Les formes spectrales expérimentales obtenues présentent des dissymétries qui s'aggravent avec le nombre de déphasages insérés. En effet, la non uniformité de la modulation d'indice sur chaque déphasage change les conditions de résonance et déforme la réponse spectrale du filtre. C'est pourquoi, nous proposons lors de l'inscription, soit le déplacement aller-retour du faisceau UV afin de rendre la modulation d'indice la plus uniforme possible, soit la mesure du profil d'indice et l'ajustement en temps réel de l'irradiation [Krug 1995].

III.3 GÉNÉRALISATION A L' INSERTION DE n SAUTS DE PHASE

Nous avons mené une étude théorique sur l'insertion de n sauts de phases le long du réseau de Bragg dans le but d'obtenir une seule bande passante dans la bande de réjection. Compte tenu des résultats expérimentaux et théoriques présentés en première partie de ce chapitre, l'objectif de cette étude était d'estimer les potentialités de filtres photo-inscrits contenant n sauts de phase.

III.3.1 Méthode de modélisation

Comme nous l'avons vu précédemment, l'insertion d'un saut de phase égal à π au centre d'un réseau de Bragg de longueur $4L$ consiste à réaliser un résonateur R_1 de longueur caractéristique $2L$ tel qu'une bande passante soit ouverte au centre de la bande de réjection. Pour le même réseau de longueur $4L$, en insérant deux sauts de phase de π aux positions L et $3L$, nous avons obtenu un filtre passe-bande monocanal R_2 . Cela revient à mettre en série deux résonateurs r_1 et r_2 , chacun de longueur caractéristique L . Enfin, pour la réalisation du filtre à trois sauts de phase, nous avons mis en série trois résonateurs r_1 , r_2 et r_3 , de longueurs caractéristiques respectives L_1 , L_2 et L_1 . Nous avons optimisé la longueur L_2 afin d'obtenir une bande passante sans rebonds au sommet.

A partir de ces résultats, nous avons généralisé une méthode d'insertion d'un saut de phase additionnel à une structure contenant déjà $n-1$ sauts de phase. Pour cela, nous considérons le résonateur équivalent R_{n-1} et nous ajoutons un résonateur r_n au centre de la structure précédente.

Le critère d'optimisation rigoureux choisi consistait à faire varier la longueur caractéristique L_n du dernier résonateur r_n ajouté jusqu'à la minimisation des rebonds au sommet de la bande passante (leur amplitude est alors inférieure à 0.01dB). En ajoutant le résonateur r_n , lorsque n est impair, la longueur caractéristique L_n est tout d'abord choisie égale à L_{n-1} puis progressivement augmentée jusqu'à l'obtention du critère d'optimisation. Lorsque n est pair, L_n est choisie égale à L_{n-1} et ces deux longueurs sont alors augmentées simultanément jusqu'à l'obtention des caractéristiques attendues. Ainsi, le filtre passe-bande R_n est constitué de n résonateurs r_n de longueur caractéristique L_n .

Sur la figure III.24, les structures passe-bande R_n sont décrites pour $1 \leq n \leq 8$.


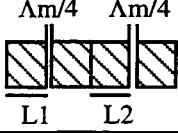
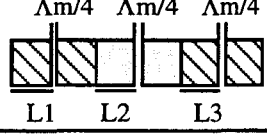
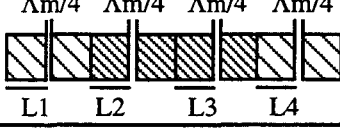
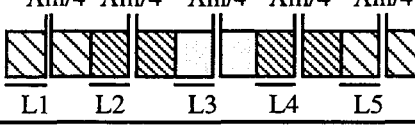
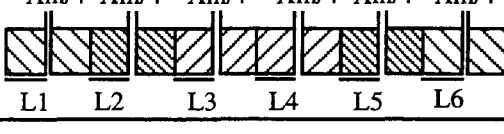
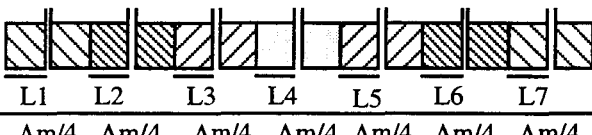
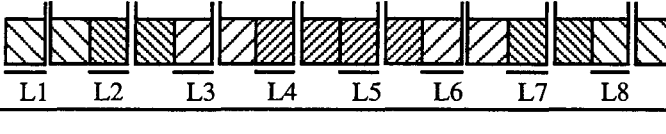
 <p style="text-align: center;">$\Delta m/4$ L1 L1</p>	R1	$L1=220\mu\text{m}$
 <p style="text-align: center;">$\Delta m/4$ $\Delta m/4$ L1 L2</p>	R2	$L1=L2=220\mu\text{m}$
 <p style="text-align: center;">$\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ L1 L2 L3</p>	R3	$L1=L3=220\mu\text{m}$ $L2=282\mu\text{m}$
 <p style="text-align: center;">$\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ L1 L2 L3 L4</p>	R4	$L1=L4=220\mu\text{m}$ $L2=L3=312\mu\text{m}$
 <p style="text-align: center;">$\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ L1 L2 L3 L4 L5</p>	R5	$L1=L5=220\mu\text{m}$ $L2=L4=312\mu\text{m}$ $L3=344\mu\text{m}$
 <p style="text-align: center;">$\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ L1 L2 L3 L4 L5 L6</p>	R6	$L1=L6=220\mu\text{m}$ $L2=L5=312\mu\text{m}$ $L3=L4=347\mu\text{m}$
 <p style="text-align: center;">$\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ L1 L2 L3 L4 L5 L6 L7</p>	R7	$L1=L7=220\mu\text{m}$ $L2=L6=312\mu\text{m}$ $L3=L5=347\mu\text{m}$ $L4=360\mu\text{m}$
 <p style="text-align: center;">$\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ $\Delta m/4$ L1 L2 L3 L4 L5 L6 L7 L8</p>	R8	$L1=L8=220\mu\text{m}$ $L2=L7=312\mu\text{m}$ $L3=L6=347\mu\text{m}$ $L4=L5=360\mu\text{m}$

Figure III.24: Schémas des masques de phase utilisés pour la réalisation des structures passe-bande R_n étudiées. De 1 à 8 sauts de phase sont insérés le long d'un réseau de Bragg (ou mise en série de 1 à 8 résonateurs de longueur caractéristique L_n).

Nous avons symbolisé les portions de réseaux par des rectangles hachurés et les longueurs caractéristiques de chaque réseau sont indiquées. Afin de comparer ces filtres entre eux, nous avons choisi de comparer leurs spectres pour une même largeur à mi-hauteur LMH. Ce choix s'est porté sur $LMH=0.76\text{ nm}$ qui correspond, pour le filtre contenant deux sauts de phase, à une amplitude de modulation d'indice de l'ordre de $2 \cdot 10^{-3}$. La fibre utilisée pour la modélisation est toujours la fibre Alcatel 2627 fortement dopée au germanium. Afin d'obtenir l'égalité des largeurs à mi-hauteur,

nous avons ajusté, pour chaque résonateur équivalent R_n , l'amplitude de modulation d'indice requise. Comme la longueur des filtres augmente avec le nombre de sauts de phase insérés, les modulations d'indices requises diminuent par conséquent. Sur le tableau III.5, nous avons reporté les amplitudes de modulations d'indice considérées.

Filtre	R_1	R_2	R_3	R_4	R_5	R_6	R_7	R_8
$\Delta n (10^{-3})$	3,3	2,1	1,5	1,1	0,9	0,8	0,71	0,7

Tab III.5: Amplitudes de modulation requises pour atteindre une largeur à mi-hauteur $LMH=0.76 \text{ nm}$

On considère alors que l'amplitude de modulation Δn_{mod} est égale à la valeur de l'amplitude moyenne Δn_{moy} le long du réseau. C'est pourquoi, par exemple pour R_5 , nous avons considéré dans le calcul que l'amplitude de modulation était constante au niveau des 5 résonateurs élémentaires r_1, r_2, r_3, r_4, r_5 qui constituent ce filtre et $\Delta n_{\text{mod}}=9 \cdot 10^{-4}$.

III.3.2 Comparaisons des réponses spectrales obtenues

Les caractéristiques de chaque filtre ayant été détaillées, nous présentons ici une comparaison des réponses spectrales obtenues. Nous avons pu constater dans la première partie avec un, deux et trois sauts de phases insérés que l'amplitude et le nombre des oscillations en dehors de la bande de réjection augmentait avec le nombre de sauts de phase. Sur la figure III.25, nous présentons la réponse spectrale de trois résonateur: R_2 (deux sauts de phase), R_5 (cinq sauts de phase) et R_8 (huit sauts de phase).

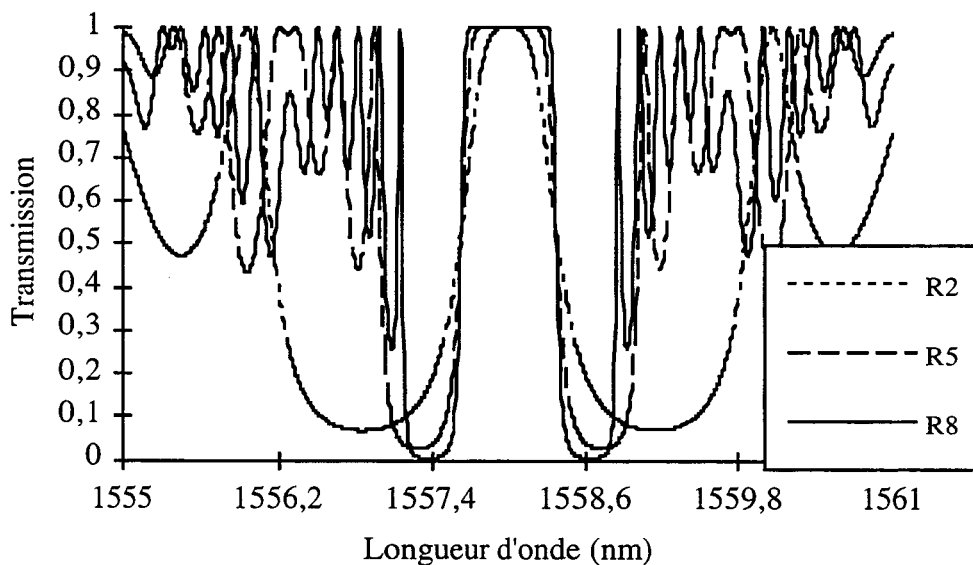


Figure III.25: Comparaison des réponses spectrales de trois filtres comportant 2, 5 et 8 sauts de phases.

On constate qu'avec l'augmentation du nombre de sauts de phase, pour une largeur de bande passante LMH égale, la forme de la bande passante devient de plus en plus rectangulaire alors que la bande de réjection BR diminue.

C'est pourquoi, nous comparons dans un premier temps les formes spectrales de la bande passante puis dans un deuxième temps, nous évaluerons la largeur de la bande de réjection avant de discuter les avantages et les inconvénients liés à l'accroissement du nombre de sauts de phase.

Sur la figure III.26, les formes calculées de la bande passante obtenue pour chaque filtre R_n sont représentées.

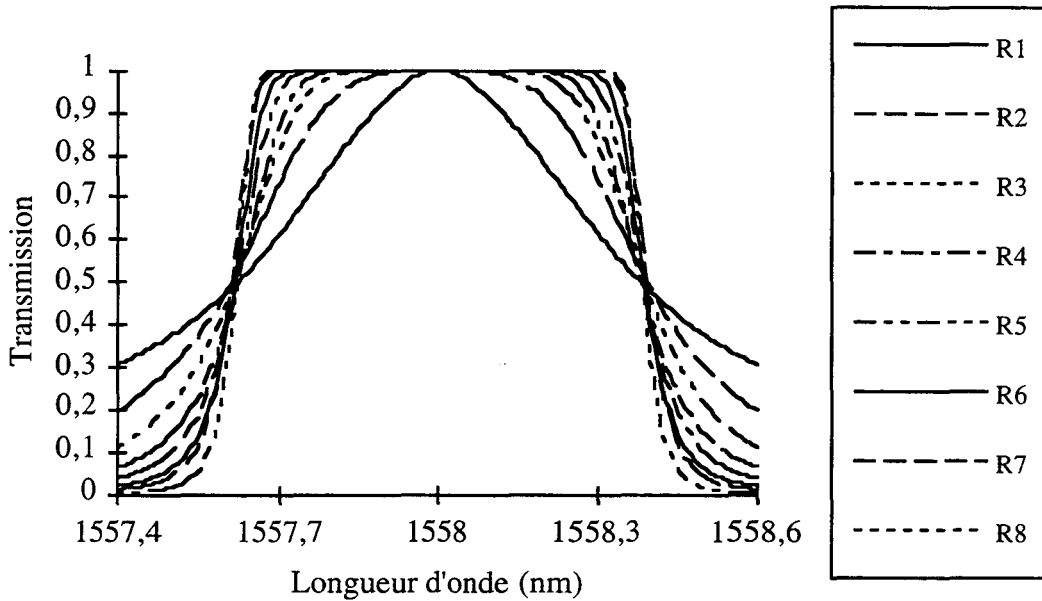


Figure III.26: Comparaison des bandes passantes calculées des filtres contenant de un à huit sauts de phase.

Nous avons montré précédemment que la forme des bandes passantes des filtres contenant un, deux et trois sauts de phase étaient comparables à celles obtenues pour des filtres de Butterworth résonants d'ordre 1, 2 et 3. Ainsi, nous pouvions généraliser en disant que la forme de la bande passante du filtre R_n serait celle d'un filtre de Butterworth d'ordre n .

L'expression analytique de la bande passante des filtres optiques R_n peut être calculée en considérant l'approche matricielle. Cependant, le calcul de la bande passante n'est pas exact si on se place à la longueur d'onde de Bragg, et le calcul analytique devient rapidement fastidieux. Une approche du calcul peut tout de même être envisagée pour des valeurs $n \leq 3$ en se plaçant à proximité de la longueur d'onde de Bragg et en considérant que l'accord de phase est réalisé comme développé dans [Wei 1997].

A titre de comparaison, nous avons représenté sur la figure III.27 la forme de la bande passante des filtres de Butterworth résonants d'ordre $n=1$ à $n=8$ pour une largeur à mi-hauteur LMH

de 0,76 nm et une longueur d'onde centrale de 1558 nm. On constate alors une évolution identique à celle calculée avec les réseaux de Bragg, la bande passante devenant de plus en plus rectangulaire lorsque n augmente.

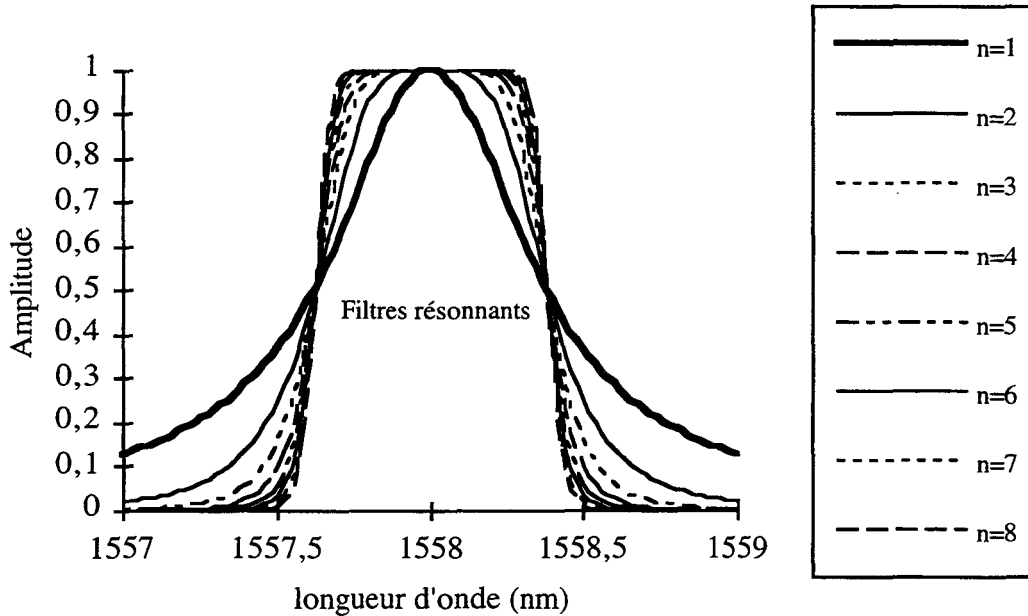


Figure III.27: Calcul de formes spectrales des filtres de Butterworth résonnants d'ordre $n=1$ à 8.

Nous avons regroupé sur la figure III.28 les caractéristiques de la bande de réjection (BR) des filtres R_n . En effet, nous avons reporté en fonction du nombre de sauts de phase insérés, la valeur de deux rapports qui nous semblait bien caractériser les propriétés des filtres:

-> Le rapport BR/LMH: il représente le rapport de la largeur de la bande de réjection (BR) par rapport à la largeur de la bande passante (LMH).

-> Le rapport L-0.1dB/LMH: il caractérise la raideur des flancs du filtre.

Les calculs ont été faits en considérant la largeur à mi-hauteur $LMH=0,76$ nm.

Ainsi, on constate que si la forme de la bande passante tend à se rapprocher d'une bande rectangulaire, c'est à dire que $L-0.1dB/LMH$ tend vers 1, la largeur de la bande de réjection diminue et le rapport BR/LMH tend asymptotiquement vers 2.

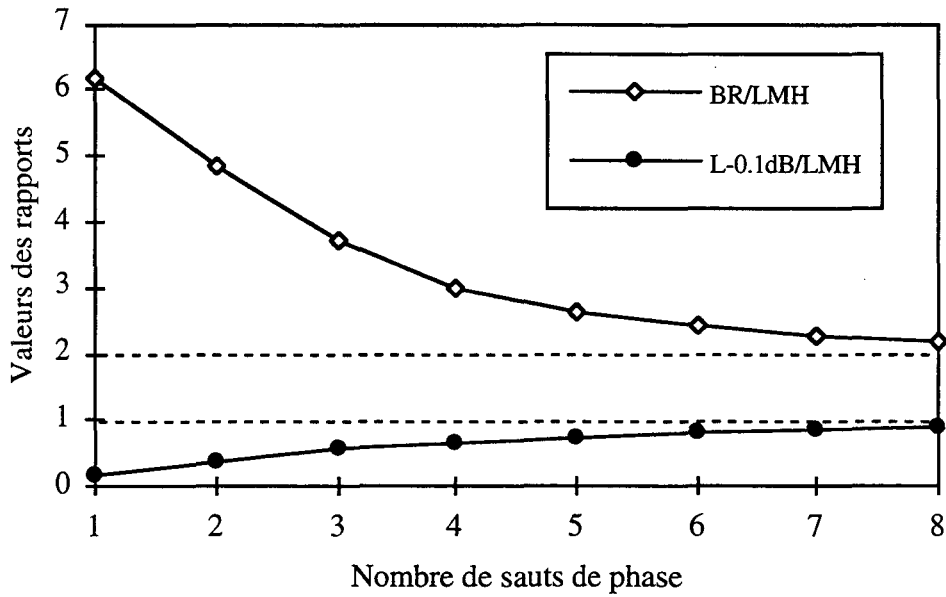


Figure III.28: Comparaison de l'évolution de la largeur de bande passante par rapport à la largeur de bande de réjection, et de la largeur de bande à -0.1 dB par rapport à la largeur de bande de réjection, en fonction du nombre de sauts de phase de π insérés.

Si on reporte la profondeur de la bande de réjection en fonction du nombre de sauts de phase, on constate, Figure III.29, que les réseaux à nombre élevé de sauts de phase permettent de forts taux d'isolation. L'augmentation du taux de réjection et la diminution de la largeur de la bande de réjection résultent de l'augmentation de la longueur globale du filtre réalisé.

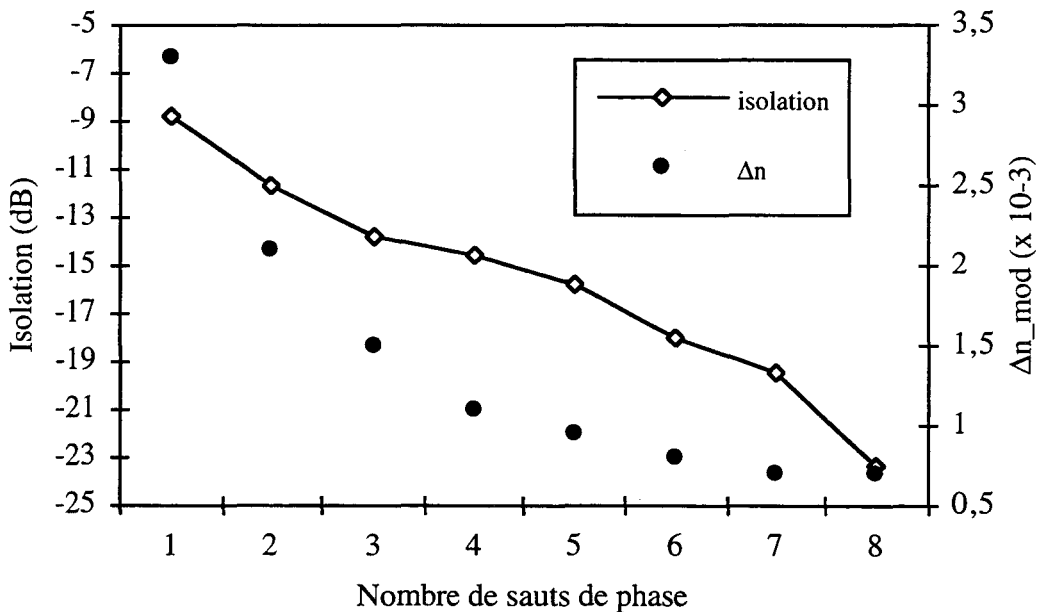


Figure III.29: Evolution de l'isolation de la bande de réjection en fonction du nombre de sauts de phase.

III.3.3 Discussion et conclusion de la partie III.3

Par l'insertion de n sauts de phase le long d'un réseau de Bragg, à des positions bien définies, il est possible de réaliser un filtre passe-bande monocanal. Lorsque $n=1$, la forme de la bande passante est lorentzienne.

Nous avons comparé, pour une largeur à mi-hauteur LMH donnée, les caractéristiques de ces filtres pour des valeurs croissantes de n et montré que:

- > la bande passante devient de plus en plus rectangulaire et présente la même forme que celle d'un filtre électrique de Butterworth résonnant d'ordre n .
- > la bande de réjection diminue.
- > le nombre d'oscillations à l'extérieur de la bande de réjection augmente.

Il apparaît alors que, selon l'application concernée, un compromis est nécessaire entre la largeur de bande de réjection tolérée et la forme de la bande passante recherchée. Ainsi, en choisissant un réseau contenant deux sauts de phase, la bande de réjection est près de 5 fois plus large que la bande passante alors qu'avec cinq sauts de phase, elle n'est plus que 2,5 fois plus grande. Ce type de filtre peut être envisagé pour le guidage fréquentiel des solitons optiques.

Cependant, pour certaines applications comme le filtrage du bruit des amplificateurs, des bandes de réjections beaucoup plus larges que celles précédemment décrites sont nécessaires. En insérant plus de sauts de phase de π et en réduisant par conséquent la bande de réjection, il est nécessaire d'associer à ces filtres, des filtres réjecteurs capables d'élargir la bande de réjection.

III.4 METHODE D'ELARGISSEMENT DE LA BANDE DE REJECTION

Afin de résoudre le problème de la largeur de la bande de réjection, nous avons imaginé l'association de réseaux de Bragg à pas variables de part et d'autre de la longueur d'onde centrale du réseau à sauts de phase. Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, ces réseaux à pas variable permettent théoriquement la réalisation de filtres larges spectralement, fortement réjecteurs et de forme parfois presque rectangulaire.

III.4.1 Etude de l'association de réseaux contenant n sauts de phase et de réseaux à pas variables

Nous avons modélisé sur la figure III.30, la réponse théorique de l'association de deux réseaux à pas variables (RPV1 et RPV2). Ces réseaux sont photo-inscrits côte à côte sur la fibre. Chaque réseau à pas variable est constitué de 12 réseaux élémentaires de même longueur $L=610 \mu\text{m}$ et la variation de période entre deux réseaux élémentaires adjacents est égale à $0,5 \text{ nm}$ [Kashyap 1994-b]. La fibre considérée est la fibre fortement dopée au germanium 2627 Alcatel et

l'amplitude de modulation d'indice atteinte, considérée uniforme le long du réseau, est de $3 \cdot 10^{-3}$. La période initiale du premier réseau élémentaire de RPV1 est 527 nm, celle du premier réseau élémentaire de RPV2 est de 535,5 nm.

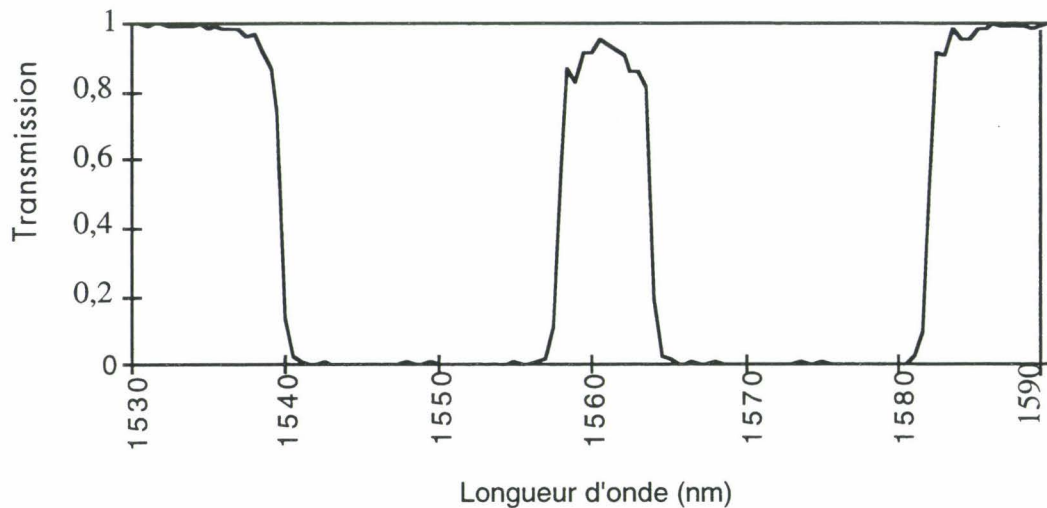


Figure III.30: Réponse spectrale théorique de l'association de deux réseaux à pas variables.

Le filtre passe-bande résultant présente une bande passante de 6nm de large et une bande de réjection de 40 nm. En insérant un filtre passe-bande à sauts de phase dans cette région spectrale, et éventuellement en rajoutant deux réseaux de Bragg, nous pouvons théoriquement concevoir un "super-filtre" passe-bande avec une bande de réjection de 40 nm et une bande passante rectangulaire. Sur la figure III.31, nous avons représenté la réalisation expérimentale du filtre obtenu par l'association des réseaux RPV1 et RPV2.

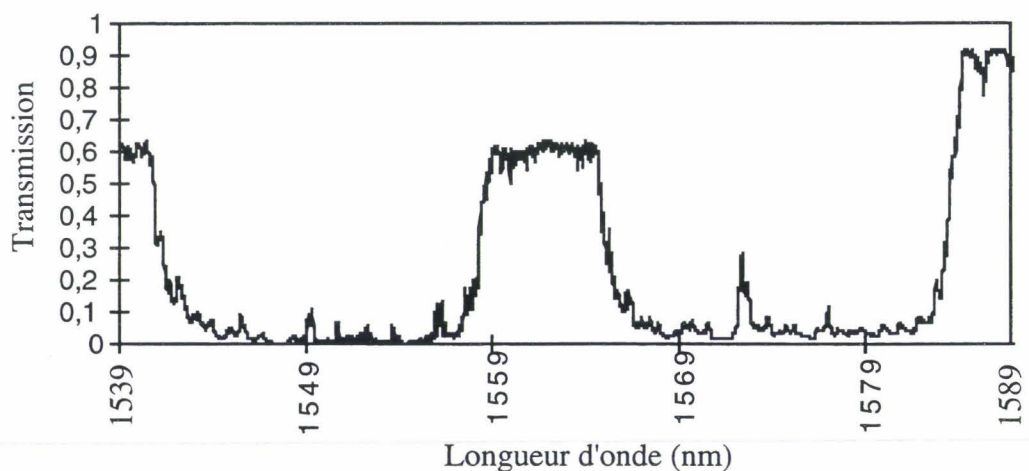


Figure III.31: Réponse spectrale expérimentale de l'association de deux réseaux à pas variables.

La bande passante obtenue présente un écrasement de son sommet avec une perte de 35%. En effet, aux courtes longueurs d'ondes et pour des amplitudes de modulation d'indice importante comme c'est le cas, la présence du couplage du mode fondamental avec les modes rayonnants induit des pertes [Boj 1995] [Zhang 1995] [Sugden 1997] que l'on peut constater sur la mesure expérimentale présentée sur la figure III.32. La longueur d'onde de couplage entre le mode fondamental et les modes rayonnants dépend des paramètres opto-géométriques de la fibre. Ces pertes sont à l'origine de la détérioration de la bande passante attendue entre les positions spectrales des deux réseaux à pas variables. Dans le cas de la fibre utilisée, le couplage apparaît quelques nanomètres en dessous du premier flanc (courtes longueurs d'onde) des réseaux RPV1 et RPV2: la bande passante est alors tronquée.

Afin de minimiser l'importance des modes de gaine au niveau de la bande passante, nous avons constaté qu'il fallait réduire la largeur de la bande de réjection du réseau RPV2, en ne conservant qu'une partie du spectre vers les plus basses longueurs d'ondes. En réalisant une fibre optique pour laquelle ce couplage apparaît à une distance de 9 nm en dessous de la longueur d'onde de Bragg, Mizrahi *et al.* [Mizrahi 1995] ont pu réaliser de tels filtres passe-bande de 2 nm de bande passante, 12 nm de bande de réjection et 1 dB de pertes sur la bande passante.

Cependant, la meilleure solution envisagée afin de réduire l'importance du couplage avec les modes de gaine est l'utilisation d'une fibre à gaine photosensible telle que la quantité de germanium dans le coeur soit la même que dans la gaine [Boj 1995]. Dans ce cas, la modulation d'indice a lieu dans le coeur et dans la gaine, le recouvrement entre le mode fondamental et les modes de gaine se fait sur une grande section de la fibre et devient nul car les modes sont orthogonaux entre eux (on considère alors que les réseaux ne sont pas inclinés par rapport à l'axe de la fibre). Ainsi, la réalisation du "super-filtre" imaginé n'est possible qu'en utilisant des fibres pour lesquelles le couplage avec les modes rayonnants est nul.

III.4.2 Post irradiation UV d'un réseau à pas variables

Devant l'impossibilité d'associer des réseaux à pas variables avec des réseaux à saut de phase au moment où nous réalisons ces expériences, nous avons étudié la possibilité d'ouvrir une bande passante dans un réseau à pas variable [Zhang 1995]. Après la photo-inscription d'un réseau à pas variables dont les caractéristiques ont été décrites plus haut par RPV1, nous avons irradié directement le centre du réseau à travers une fente de 1mm de large sur trois points. Contrairement à la post-irradiation UV d'un réseau classique impliquant alors la création d'un saut de phase, la post irradiation UV d'un réseau à pas variable conduit à une modification de la partie irradiée: cela peut être dû à un effacement de Δn_{mod} ou à une forte augmentation de la composante continue de l'indice provoquant alors un décalage en longueur d'onde de la partie irradiée. Sur la figure III.32, nous présentons le spectre du filtre obtenu.

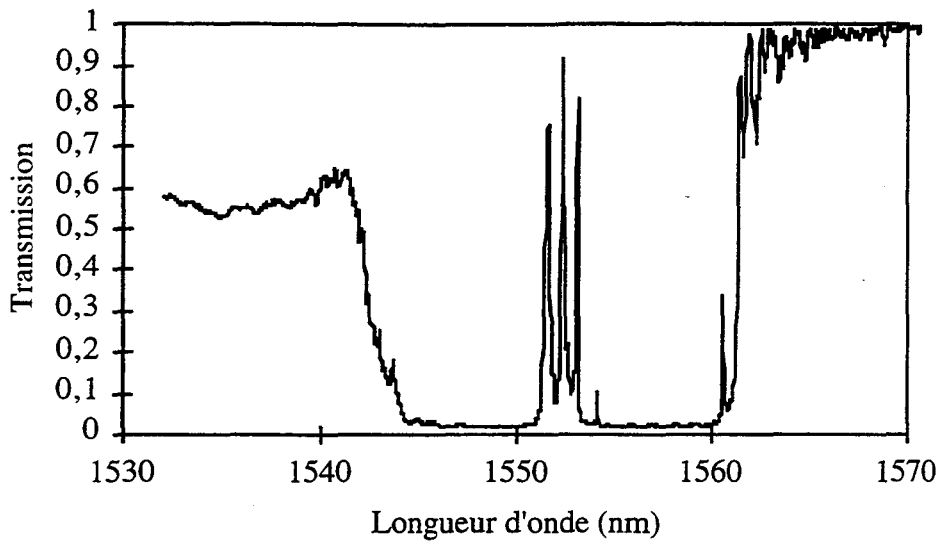


Figure III.32: Réponse spectrale expérimentale de la post-irradiation UV locale d'un réseau à pas variable.

Les formes spectrales des bandes passantes obtenues sont présentées sur la figure III.33.

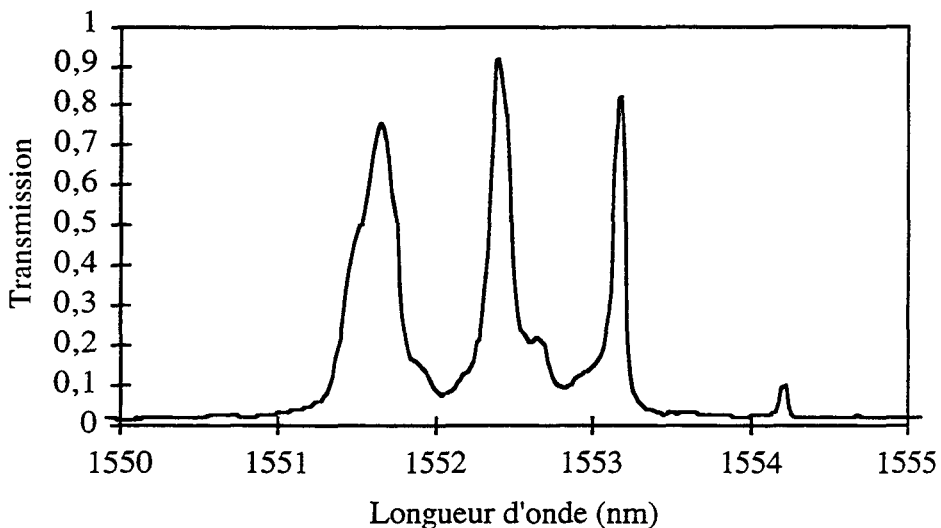


Figure III.33: Détail des bandes passantes obtenues par post-irradiation locales d'un réseau à pas variable.

La bande passante centrale présente une transmission de 88% et une largeur de bande de 0,3 nm. Cependant, si cette méthode semble donner des caractéristiques intéressantes en ce qui concerne la bande de réjection et la bande passante, elle est trop approximative sur la forme de la bande passante obtenue et la position de la post irradiation, pour la réalisation de composants pour les télécommunications optiques.

Conclusion de Chapitre III

Les systèmes de transmission optiques nécessitent des filtres passe-bande en particulier pour la sélection de canal ou le guidage des solitons ou encore le filtrage du bruit des amplificateurs optiques. Au cours de cette thèse, nous avons axé notre recherche sur la façon de réaliser des fonctions passe-bande à partir de sauts de phase introduits le long du réseau de Bragg. Il était bien connu que l'insertion d'un saut de phase de π au centre d'un réseau de Bragg créait un résonateur permettant l'obtention d'une bande passante au centre de la bande de réjection. En insérant plusieurs sauts de phase de π le long du réseau, nous avons cherché à obtenir une seule bande passante dont la forme pouvait être choisie en fonction des applications concernées. Nous avons mené une étude de faisabilité de tels filtres passe-bande avec jusqu'à 8 sauts de phase introduits à des positions bien définies le long d'un réseau de Bragg. Le parallèle réalisé entre les filtres résonants optique obtenus et les filtres résonants électrique a montré qu'un réseau de Bragg contenant n sauts de phase était comparable à un filtre de Butterworth résonant d'ordre n .

Nous avons réalisé des filtres passe-bande en insérant jusqu'à trois sauts de phase. La limite de l'utilisation de tels filtres passe-bande provient de la bande de réjection qui n'est pas suffisamment large (quelques nanomètres), sachant que des bandes de l'ordre de 40 nm sont souvent requises pour les transmissions optiques.

En utilisant une fibre à gaine photosensible annulant le couplage avec les modes de gaine, il est envisageable d'associer à ces filtres passe-bande, du côté des courtes et hautes longueurs d'onde, des réseaux à pas variables qui élargiront la bande de réjection de part et d'autre de la bande passante, en écrasant les pics indésirables et en ne laissant passer que les ondes aux longueurs d'onde correspondant à la bande passante. Cependant, ce type de filtre peut être ainsi envisagé pour le guidage des solitons optiques.

Bibliographie de Chapitre III

- [Agrawal 1994]: Agrawal, G. and Radic, S., "Phase-shifted fibre Bragg Gratings and their applications for wavelength demultiplexing", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol.6, N°8, pp 995-997, 1994
- [Alferness 1986]: Alferness, R.C., Joyner, M.D., Divino, M.D., Martyak, M.J.R. and Bull, L.L., "Narrowband grating resonator filters in InGaAsP/InP waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, 46, n°3, pp 125-127, 1986
- [Bakhti 1996-a]: Bakhti, F. and Sansonetti, P., "Wide bandwidth, low loss and highly rejective doubly phase-shifted UV-written fibre bandpass filter", *Electron. Lett.*, Vol.32, N°6, pp 581-582, 1996
- [Bakhti 1996-b]: Bakhti, F. and Sansonetti, P.: "Nouveaux filtres passe-bande basés sur l'insertion de déphasages dans des réseaux de Bragg photoinscrits dans une fibre optique, Proceedings JNOG'96, Nice, 1996.
- [Bakhti 1997]: Bakhti, F. and Sansonetti, P.: "Design and realization of Multiple quarter-wave phase-shifts UV-written bandpass filters in optical fibers", *J. of light. Technol.*, Vol.15, N°18, 1997.
- [Boj 1995]: S. Boj: "Réalisations de filtres sélectifs en fréquence intégrés dans les fibres optiques et applications", Thèse de doctorat de l'université des Sciences et Techniques de Lille, 1995.
- [Canning 1994]: J. Canning, M.G. Sceats: " π phase-shifted periodic distributed structures in optical fibres by UV post-processing", *Electron. Lett.*, Vol.30, N°16, pp 1344-1345, 1994
- [Eggleton 1994]: B.J. Eggleton, P. A. Krug, L. Poladian, F. Ouellette: "Long periodic superstructure Bragg gratings in optical fibers", *Electron. Lett.*, Vol.30, N°19, pp 1620-1621, 1994.
- [Farries 1994]: M.C. Farries, K. Sugden, D.C.J. Reid, I. Bennion, A. Malony, M.J. Godwin: "Very broad reflection bandwidth (44nm) chirped fibre gratings and narrow bandpass filters produced by the use of an amplitude mask", *Electron. Lett.*, Vol.30, N°11, pp 891-892, 1994
- [Joindot 1996]: Joindot Irène et Michel: "Les télécommunications par fibres optiques", cnet/enst collection technique et scientifique des télécommunications, Dunod, 1996.
- [Kashyap 1994-a]: Kashyap, R., Mckee, P.F. and Armes, D., "UV written reflection grating structures in photosensitive optical fibres using phase-shifted phase masks", *Electron. Lett.*, Vol.30, N°23, pp 1977-1978, 1994
- [Kashyap 1994-b]: R. Kashyap, P.F. McKee, R. Campbell, D.L. Williams: "Novel method of producing all fibre photoinduced chirped gratings", *Electron. Lett.*, Vol.30, N°12, pp 996-997, 1994
- [Kuo 1962]: F. Kuo: "Network analysis and synthesis", *Wiley and sons*, chapitre 12: "Some problems in filters design", 1962.
- [Krug 1995]: P.A. Krug, R.S. Stottle, R. Ulrich: "Measurement of index modulation along an optical fiber Bragg grating", *Optics Lett.*, Vol. 20, N.17, 1995.

- [Legoubin 1991]: S. Legoubin, E. Fertein, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon, T. Georges: "Formation of Moiré grating in core of germanosilicate fibre by transverse holographic double exposure method", *Elect. Lett.*, Vol.27, N°21, pp 1845-1846, 1991.
- [Mizrahi 1995]: V. Mizrahi, T. Erdogan, D.J. DiGiovanni, P. Lemaire, S.G. Kosinski, T.A. Strasser: "Fiber grating transmission filter for use in all-fiber demultiplexer", OFC.
- [Othonos 1994]: A. Othonos, X. Lee, R.M. Measures: "Superimposed multiple Bragg gratings", *Electron. Lett.*, Vol.30, N°23, pp 1972-1974, 1994.
- [Pouet 1997]: M. Pouet, Rapport de stage, Alcatel Alsthom Recherche, 1997.
- [Sekartedjo 1984]: K. Sekartedjo, N. Eda, K. Furuya, Y. Suematsu, F. Koyama, T. Tanbun-ek: "1.5 μ m phase-shifted DFB lasers for single-mode operation", *Electron. Lett.*, Vol.20, N°2, pp 80-81, 1984
- [Sugden 1997]: K. Sugden, L. Zhang, J.A.R. Williams, R.W. Fallon, L.A. Everall, K.E; Chishlom, I. Bennion: "fabrication and characterization of bandpass filters based on concatenated chirped fiber gratings", *J. of Light. Technol.* Vol. 15, N° 8, 1997.
- [Wei 1997]: L. Wei, J.W.Y. Lit: "Phase-shifted Bragg grating filters with symmetrical structures", *J. of Light. Technol.* Vol. 15, N° 8, 1997.
- [Yamada 1987]: Yamada, M. and Sakuda, S., "Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via fundamental matrix approach", *Appl. Optics*, Vol.26, N°16, pp 3474-3478, 1987
- [Zhang 1995]: L. Zhang, K. Sugden, J.A.R. Williams, I. Bennion: "In fiber transmission filters with broad stopbands using chirped Bragg grating", BGPP, *OSA conference, proceedings*, paper SuB11, 1995.
- [Zengerle 1995]: Zengerle, R. and Leminger, O., "Phase-shifted Bragg grating filters with improved Transmission characteristics", *J. Ligth. Technol.*, Vol.13, N°12, pp 2354-2358, 1995.

CHAPITRE IV:

Multiplexeurs Insertion/Extraction de longueur d'onde basés sur l'association de la photo-inscription de réseaux de Bragg et de la technologie du coupleur obtenu par le procédé de fusion et étirage

Sommaire du chapitre IV

Introduction du Chapitre IV	IV.4
IV.1. LES SOLUTIONS PROPOSEES POUR L'INSERTION ET L'EXTRACTION DE LONGUEUR D'ONDE	IV.5
IV.1.1 Association d'un réseau de Bragg et de deux circulateurs optiques	IV.5
IV.1.2 Inscription de réseaux de Bragg dans les bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder à fibre	IV.8
IV.1.2.a Fonctionnement du coupleur à fibre obtenu par la méthode de fusion et étirage.....	IV.9
IV.1.2.b Fonctionnement de l'interféromètre de Mach-Zehnder à fibre.....	IV.11
IV.1.2.c Inscription de réseaux de Bragg dans les bras de l'interféromètre.....	IV.13
α : Principe.....	IV.13
β : Conditions de phase et caractéristiques des coupleurs.....	IV.15
γ : Résultats expérimentaux.....	IV.16
IV.1.3 Une solution plus compacte associant réseau de Bragg et coupleur à fibre obtenu par le procédé de fusion et étirage	IV.20
IV.1.3.a Principe de fonctionnement d'un multiplexeur combinant le coupleur et le réseau de Bragg.....	IV.20
IV.1.3.b Effet de la position de l'extrémité du réseau dans la zone de couplage sur les performances du multiplexeur.....	IV.25
α : différence de phase $\phi(\lambda, \lambda_B)$ en fonction de Δn	IV.26
β : différence de phase $\phi(\lambda, \lambda_B)$ en fonction de L	IV.27
γ : Effet de la position des extrémités du réseau.....	IV.27
δ : Notion de profondeur de pénétration d'une onde dans un réseau de Bragg.....	IV.32
IV.1.3.c Position optimale du réseau de Bragg dans la zone de couplage du coupleur à fibre..	IV.34
IV.1.4 Discussion et conclusion de la partie IV.1	IV.25

IV.2. MISE EN PLACE EXPERIMENTALE POUR LA REALISATION DU MULTIPLEXEUR BASE SUR L'INSCRIPTION D'UN RESEAU DE BRAGG DANS UN COUPLEUR.....	IV.36
IV.2.1 Réalisation de coupleurs à fibre par la méthode de fusion et étirage.....	IV.37
IV.2.2 Nécessité de réaliser une fibre à gaine photosensible.....	IV.39
IV.2.3 Un problème rencontré lors de la réalisation du coupleur: la modification du profil radial de l'indice de réfraction de la fibre.....	IV.41
IV.3. REALISATION DE MULTIPLEXEURS BASES SUR L'INSCRIPTION D'UN RESEAU DE BRAGG DANS LA ZONE DE COUPLAGE D'UN COUPLEUR.....	IV.45
IV.3.1 Résultats obtenus avec des coupleurs 100% réalisés dans la fibre standard.....	IV.48
IV.3.2 Géométrie et propriétés des coupleurs utilisés et réalisés dans la fibre à gaine photosensible.....	IV.50
IV.3.3 Résultats obtenus avec des coupleurs 100% réalisés dans la fibre à gaine photosensible.....	IV.50
IV.3.3.a Coupleur 100% ne fonctionnant qu'en extraction de longueur d'onde.....	IV.50
IV.3.3.b Coupleur 100% fonctionnant en insertion et extraction de longueur d'onde.....	IV.54
IV.3.4 Résultats obtenus avec des coupleurs 0% réalisés dans la fibre à gaine photosensible.....	IV.56
IV.3.5 Améliorations en cours.....	IV.58
Conclusion du Chapitre IV.....	IV.59
Bibliographie du Chapitre IV.....	IV.60

Introduction du Chapitre IV

Les prochaines générations de transmissions optiques à hauts débits seront basées sur le multiplexage en longueur d'onde. Ainsi, sur une même ligne, plusieurs signaux de longueurs d'onde différentes seront simultanément transmis. Des composants passifs sont alors nécessaires pour permettre l'insertion et l'extraction d'une longueur d'onde donnée, par exemple pour une fonction de routage. Les réseaux de Bragg, filtres réjecteurs sélectifs en longueur d'onde, apparaissent comme des candidats idéaux pour ce type de composant.

Plusieurs configurations ont été proposées pour la réalisation de cette fonction optique. Cependant, le choix d'une solution s'opère selon des critères de stabilité, de pertes d'insertion et de coût.

La solution la plus évidente et la plus utilisée consiste à associer des réseaux de Bragg et des circulateurs optiques. Si cette solution est la plus facile à réaliser, elle induit néanmoins une perte d'insertion de l'ordre de 2dB et reste d'un coût élevé, puisque deux circulateurs optiques sont nécessaires pour l'obtention de la fonction d'insertion et d'extraction de longueur d'onde [Strasser 1996].

L'association de réseaux de Bragg et d'un interféromètre de Mach-Zehnder à fibre, a apporté une solution tout fibre compacte, avec de faibles pertes d'insertion [Johnson 1987] [Cullen 1994]. Ainsi, dans cette configuration, deux réseaux de Bragg sont photo-inscrits dans les bras de l'interféromètre tout fibre. Aujourd'hui, cette solution apparaît plus attractive pour les futures transmissions optiques.

Nous avons apporté une nouvelle solution pour l'insertion et l'extraction de longueur d'onde en associant la photo-inscription de réseaux de Bragg et la technologie du coupleur optique obtenu par la méthode de fusion et étirage. Comparable à la technologie utilisant un interféromètre de Mach-Zehnder, ce nouveau composant est basé sur l'inscription d'un réseau de Bragg directement dans la zone de couplage d'un coupleur à fibre. Les coupleurs à fibre étant des composants facilement réalisables et stables, largement utilisés dans les systèmes de télécommunications optiques, cette nouvelle solution est très attractive.

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude et la réalisation de ce nouveau composant. Après avoir comparé les différentes solutions pour la réalisation de multiplexeurs insertion et extraction en longueur d'onde, nous décrirons la mise en place expérimentale et la réalisation de multiplexeurs associant réseau de Bragg et coupleur à fibre optique.

IV.1. LES SOLUTIONS PROPOSEES POUR L'INSERTION ET L'EXTRACTION DE LONGUEURS D'ONDES

Associer la photo-inscription de réseaux de Bragg avec d'autres composants utilisés dans les transmissions optiques permet la réalisation de Multiplexeurs Insertion et Extraction (MIE) en longueur d'onde ou appelés également des OADM, "Optical Add and Drop Multiplexers". Les solutions associant réseaux et circulateurs optiques, réseaux et interféromètre de Mach-Zehnder à fibre et réseau et coupleur à fibre sont les plus intéressantes à l'heure actuelle. Nous présentons dans cette partie, le principe de fonctionnement et les performances de ces composants.

IV.1.1 Association d'un réseau de Bragg et de deux circulateurs optiques

Le principe de fonctionnement d'un circulateur optique se rapproche de celui d'un isolateur optique (figure IV.1). En effet, l'isolateur est basé sur l'association de polariseurs de part et d'autre d'un rotateur de Faraday [Dorf 1997].

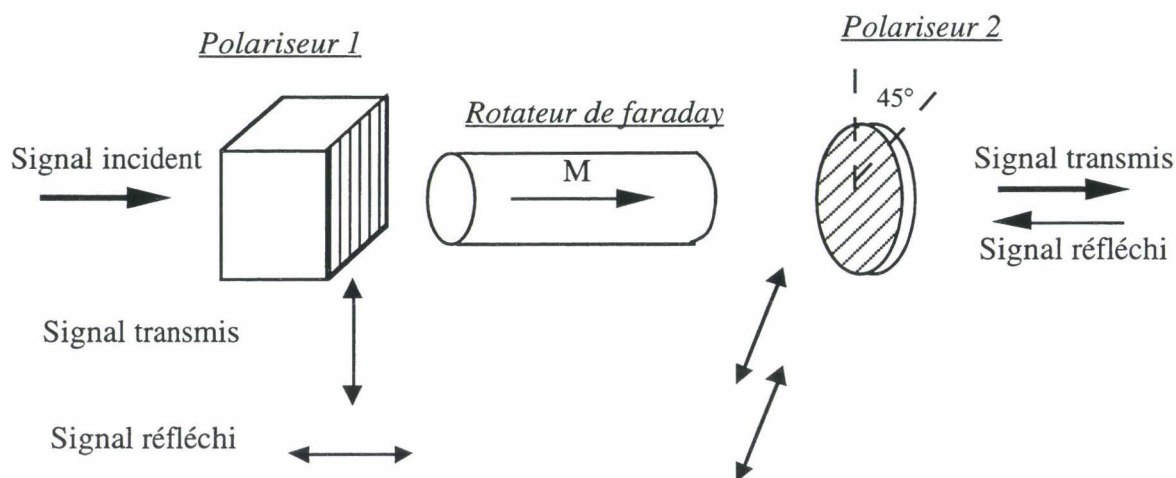


Figure IV.1 Principe de fonctionnement de l'isolateur optique à la base du circulateur optique.

Après son passage à travers le polariseur 1, le plan de polarisation du signal optique subit une rotation de 45° à la traversée du rotateur de Faraday. Le signal est transmis par le polariseur 2 incliné à 45° par rapport au polariseur 1. Au contraire, le signal injecté à travers le polariseur 2 voit sa polarisation tourner de 45° et n'est pas transmis mais réfléchi par le polariseur dans un troisième port.

Ainsi, dans le circulateur décrit dans la figure IV.1.bis, lorsqu'un signal est introduit dans une liaison au travers du port 1, il est transmis par le port 2 alors qu'incident sur le port 2, il est transmis dans le port 3.

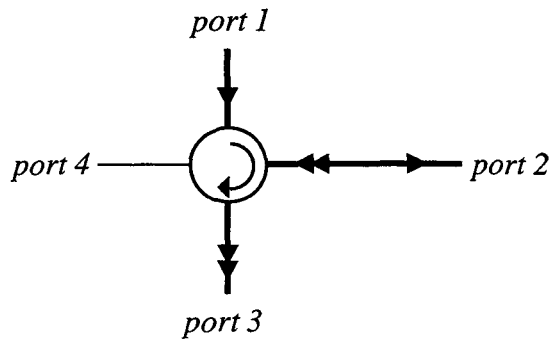


Figure IV.1.bis: Schéma de fonctionnement d'un circulateur optique.

Dans la configuration d'un MIE, un réseau de Bragg ne réfléchissant qu'une onde de longueur d'onde λ_2 parmi plusieurs longueurs d'ondes $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ est inséré entre deux circulateurs optiques comme représenté sur la figure IV.2.

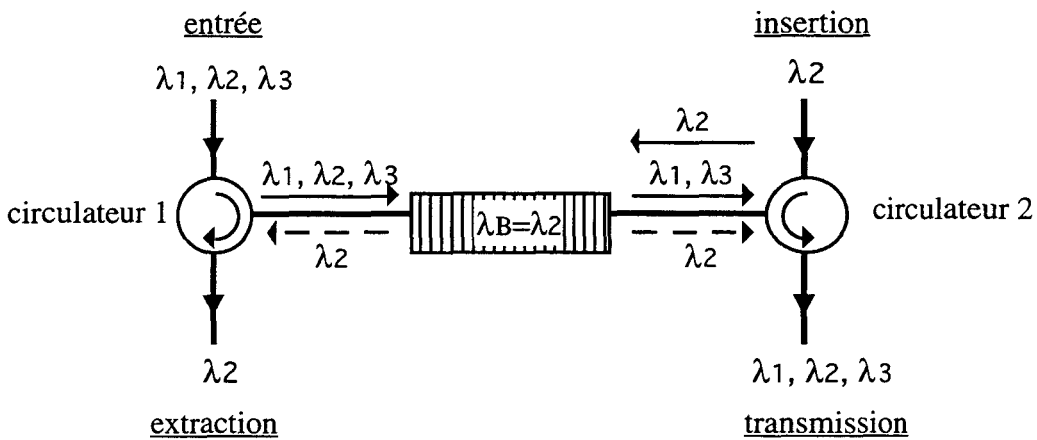


Figure IV.2: Schéma d'un MIE associant deux circulateurs optiques et un réseau de Bragg.

Lorsque des ondes 1, 2 et 3 de longueurs d'ondes $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ sont insérées à l'entrée du circulateur, les ondes 1 et 3 sont transmises vers le deuxième circulateur alors que l'onde 2 de longueur d'onde λ_2 égale à la longueur d'onde de Bragg λ_B du réseau, est aiguillée vers la troisième voie du circulateur. De même, en configuration d'insertion, lorsque l'onde 2 est insérée à l'entrée du deuxième circulateur, après réflexion sur le réseau de Bragg, cette onde sera transmise dans la troisième voie de ce même circulateur et sera mélangée aux ondes 1 et 3 de longueurs d'onde λ_1, λ_3 .

L'avantage de cette configuration réside dans l'utilisation d'un seul réseau de Bragg dont on peut travailler la forme spectrale. En effet, les réseaux sont inscrits dans des fibres classiquement utilisées et leur réponse spectrale en réflexion peut s'approcher de la forme idéale répondant aux spécifications exigées par les transmissions optiques. Ainsi, comme nous le verrons plus loin, le réseau doit avoir une isolation minimale de 30dB et être suffisamment apodisé (voir chapitre II) afin

de limiter les rebonds aux courtes et hautes longueurs d'onde [Strasser 1996] et de permettre ainsi une grande densité spectrale de canaux optiques.

L'inconvénient de cette méthode provient de l'utilisation de deux circulateurs. En effet, au delà du coût élevé de ces composants, des pertes d'insertion importantes de l'ordre de 2dB sont enregistrées lors de leur utilisation pour l'extraction d'une longueur d'onde.

Afin d'illustrer les performances de cette solution, nous présentons ici une étude réalisée au sein de notre laboratoire. Dans le cadre de la réalisation d'un MIE utilisant des circulateurs, une équipe de travail a réalisé des réseaux de Bragg dédiés à cette application. Cette étude a permis de donner une première évaluation des caractéristiques requises pour le fonctionnement optimal du MIE utilisant la technologie des réseaux de Bragg.

Les caractéristiques spectrales en transmission d'un de ces réseaux sont décrites ci-dessous:

isolation: 36 dB
 largeur de bande à -3dB: 0.6 nm
 largeur de bande à -20dB: 0.3 nm
 longueur d'onde centrale: 1549.2 nm

Après l'insertion de ce réseau de Bragg entre deux circulateurs optiques, les pertes liées au composant ont été mesurées sur les différents trajets suivis par les ondes:

<u>longueurs d'ondes:</u>	<u>trajet</u>	<u>pertes mesurées :</u>
λ_2	entrée -> extraction	3,7 dB
λ_2	insertion -> transmission	5,3 dB
λ_1, λ_3	entrée -> transmission	4,2 dB

Ces pertes tiennent compte des pertes intrinsèques du circulateur ($\approx 2-3$ dB) et des pertes de soudures des deux extrémités du réseau de Bragg.

Les performances de ce MIE ont été évaluées en transmission système à 4 longueurs d'ondes avec un débit de 2,5 Gb/s et espacées chacune de 400¹ GHz. Une de ces longueurs d'onde correspond à la longueur d'onde de Bragg du réseau. La sensibilité de la transmission pour une fréquence donnée, c'est à dire la puissance minimale détectée à cette fréquence et exprimée en dBm est évaluée. Ce minimum est mesuré pour un taux d'erreur de détection de 10⁻⁹, soit une erreur de détection de 1 bit parmi un milliard de bits. Pour cette évaluation, on fait varier la fréquence de 200GHz autour de la fréquence centrale du réseau de Bragg. La figure IV.3 montre les résultats de la mesure de sensibilité lorsque la plage de fréquence est réduite à 80Ghz.

¹ 100Ghz=0.8 nm à 1550 nm

-> Lorsque seule l'extraction du signal est réalisée, la performance de la transmission est liée à la réflectivité du réseau de Bragg. Les pénalités mesurées, c'est à dire des pertes subies par rapport à une transmission directe de l'émetteur au récepteur ("back-to-back"), sont inférieures à 0,2 dB.

-> Lorsque l'extraction se fait avec de plus un signal sur le port d'insertion "add", une pénalité constante de 0,5dB est observée sur une plage de 40GHz. Cette pénalité est attribuable à la diaphonie générée par le signal "add" au travers du réseau. La pénalité augmente rapidement sur les flancs spectraux du réseau où l'isolation diminue.

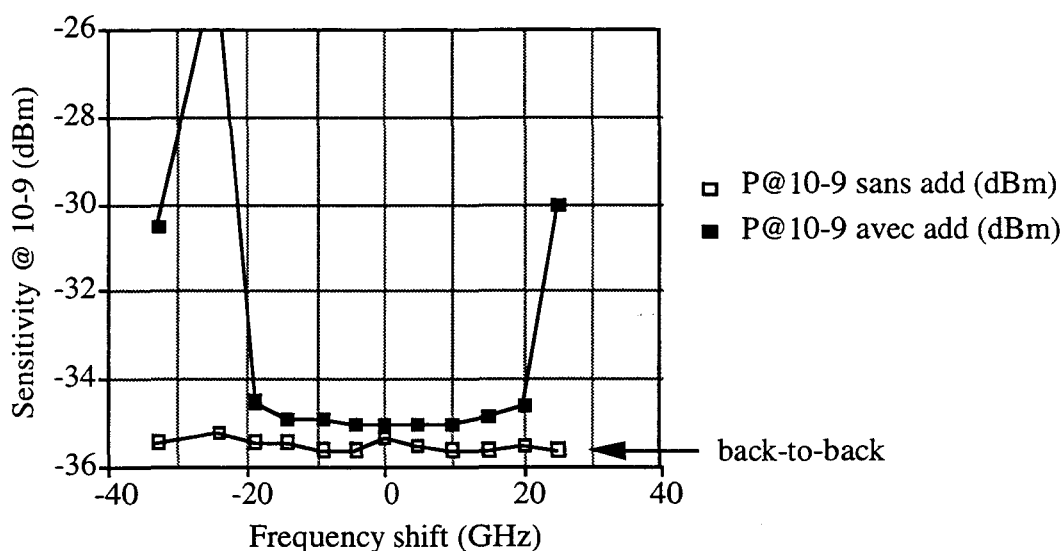


Figure IV.3: Mesure des performances du MIE sur 40GHz et un débit de 2,5Gbits/s, extrait de [Bruyère 1997].

Une conséquence de cette étude est la mise en évidence de la nécessité d'une stabilisation thermique du réseau afin que la variation de la longueur d'onde de Bragg n'excède pas 10 GHz lors de son utilisation sur la gamme de températures +5/+55 °C. En effet, la sensibilité des réseaux de Bragg non stabilisés est d'environ 0,01nm/°C ce qui donne une variation de 0,4 nm (≈ 50 GHz) pour une variation de température de +5/+55 °C. De plus, l'isolation des réseaux doit être supérieure à 30 dB.

IV.1.2 InSCRIPTION de réseaux de Bragg dans les bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder à fibre

L'interféromètre de Mach-Zehnder [Gonthier 1993] à fibre (ou structure Mach-Zehnder) est un composant passif tout fibre. Il est constitué de deux coupleurs à fibre obtenus par la méthode de fusion et étirage, et de deux bras. La possibilité d'inscrire directement un réseau de Bragg sur chacun des deux bras du Mach-Zehnder [Johnson 1987] permet la réalisation d'une structure compacte tout fibre d'insertion et extraction de longueur d'onde avec de faibles pertes d'insertion [Cullen 1994] [Bilodeau 1995] [Bilodeau 1996].

IV.1.2.a Fonctionnement du coupleur à fibre optique obtenu par le procédé de fusion et étirage

Le coupleur à fibre optique est constitué de deux fibres chauffées à une température proche de la fusion, soudées et étirées (paragraphe IV.2.1). La structure effilée résultante constitue un guide multimode dans lequel se propagent deux modes excités de manière égale à l'entrée du coupleur: le mode fondamental symétrique $|LP_{01}\rangle$ et le premier mode antisymétrique $|LP_{11}\rangle$. Ces deux modes, également appelés supermodes, vont alors se propager dans la superstructure et accumuler un déphasage lors de leur propagation. A la sortie du coupleur, ces deux modes vont se recombinaison. Ces trois étapes, excitation des modes, propagation et recombinaison de ces mêmes modes constituent le principe d'interférométrie modale. La figure IV.4 représente le fonctionnement du coupleur à fibre.

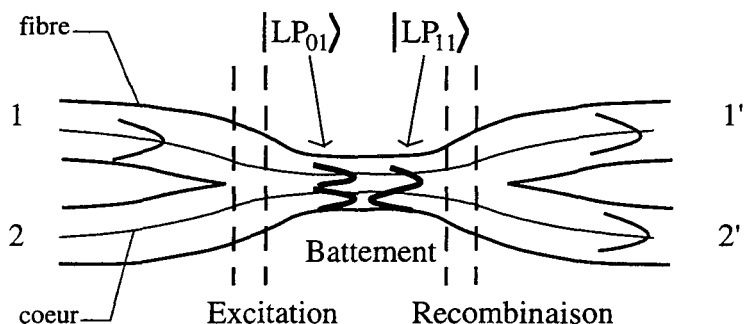


Figure IV.4 Principe de fonctionnement d'un coupleur à fibre.

Sur la figure IV.12 sont représentées d'une façon conventionnelle la répartition de l'amplitude du champ des supermodes $|LP_{01}\rangle$ et $|LP_{11}\rangle$.

En considérant $|g_1\rangle$ et $|g_2\rangle$ respectivement les modes fondamentaux dans les deux guides 1 et 2 d'entrée dans le coupleur, les supermodes se propageant dans la zone de couplage, $|LP_{01}\rangle$ et $|LP_{11}\rangle$ s'écrivent [Gonthier 1993]:

$$\begin{aligned} |LP_{01}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|g_1\rangle + |g_2\rangle) \\ |LP_{11}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|g_1\rangle - |g_2\rangle) \end{aligned} \quad (IV.1)$$

Lors du battement, la différence de phase accumulée φ entre les deux supermodes peut être exprimée par:

$$\varphi = 2\pi \int_0^L \frac{1}{Z_b} dz \quad (IV.2)$$

L étant la longueur de la zone de couplage et Z_b la longueur de battement entre ces deux supermodes. Rappelons que la longueur de battement correspond à la distance sur laquelle les deux supermodes se retrouvent périodiquement dans le même état de phase et s'écrit:

$$Z_b = \frac{2\pi}{\beta_s - \beta_a} = \frac{\lambda}{n_{eff_s} - n_{eff_a}} \quad (IV.3)$$

Les annotations s et a représentent le mode symétrique et antisymétrique. La différence de phase accumulée par les supermodes dépend donc de la longueur d'onde du signal considéré et de la géométrie du coupleur. Nous pouvons relier les amplitudes des modes fondamentaux en sortie avec ceux en entrée du coupleur par une matrice de transfert exprimée par [Gonthier 1993]:

$$\begin{pmatrix} a_1(\lambda_0) \\ a_2(\lambda_0) \end{pmatrix} = e^{i\frac{\bar{\varphi}}{2}} \begin{pmatrix} \cos(\frac{\varphi}{2}) & i \sin(\frac{\varphi}{2}) \\ i \sin(\frac{\varphi}{2}) & \cos(\frac{\varphi}{2}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1(\lambda_0) \\ a_2(\lambda_0) \end{pmatrix} \quad (IV.4)$$

avec
$$\bar{\varphi} = \int_0^L (\beta_s + \beta_a) dz \quad (IV.5)$$

Lorsque le signal est injecté uniquement dans la voie d'entrée 1, alors:

$$\begin{aligned} a_1(\lambda_0) &= 1 \\ a_2(\lambda_0) &= 0 \end{aligned} \quad (IV.6)$$

Dans ce cas, les puissances transmises dans les voies de sortie 1' et 2' s'écrivent:

$$\begin{aligned} P_1' &= \cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) P_1 \\ P_2' &= \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) P_1 \end{aligned} \quad (IV.7)$$

-> Lorsque le coupleur est un coupleur 50/50, il transmet la moitié de la puissance du signal incident dans chaque port de sortie 1' et 2'. Dans ce cas:

$$\varphi = \frac{\pi}{2} \quad (IV.8)$$

La relation IV.4 devient:

$$\begin{pmatrix} a_1(\lambda_0) \\ a_2(\lambda_0) \end{pmatrix} = e^{i\frac{\bar{\varphi}}{2}} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & i \frac{1}{\sqrt{2}} \\ i \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1(\lambda_0) \\ a_2(\lambda_0) \end{pmatrix} \quad (IV.9)$$

On retrouve après calcul:

$$\begin{aligned} a_1'(\lambda_0) &= e^{i\frac{\varphi}{2}} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ a_2'(\lambda_0) &= e^{i\frac{\varphi}{2}} \frac{i}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (\text{IV.10})$$

Chaque voie de sortie du coupleur, 1' et 2', transmet alors 50% de la puissance incidente:

$$\begin{aligned} P_1' &= \frac{1}{2} P_1 \\ P_2' &= \frac{1}{2} P_1 \end{aligned} \quad (\text{IV.11})$$

-> Lorsque la phase φ accumulée par les deux supermodes lors du battement dans la zone effilée du coupleur est égale à $(2n+1)\pi$, toute l'énergie est transmise dans la voie 2': c'est le coupleur 100%. Lorsque φ vaut $2n\pi$, toute l'énergie est transmise dans la voie 1': c'est le coupleur 0%.

Le nombre de battement N_B s'exprime par:

$$N_b = \frac{\varphi}{2\pi} \quad (\text{IV.12})$$

Lors de la réalisation du coupleur, après la soudure latérale des deux fibres par fusion (cf. IV.2.1), on procède à l'étirage. Le signal injecté en 1 donnera au cours de l'étirage un signal en 1' d'amplitude variable entre des maximums et des minimums. En comptant le nombre de maximums N_b obtenus lors de la réalisation du coupleur, on peut déduire la phase accumulée par les deux supermodes entre le début et la fin de la zone de couplage.

IV.1.2.b Fonctionnement de l'interféromètre de Mach-Zehnder à fibre

L'interféromètre à fibre est composé de deux coupleurs à fibre 50/50 mis en série agissant chacun comme des séparateurs 50%/50% du signal injecté.

Le fonctionnement de l'interféromètre est illustré sur la figure IV.5.

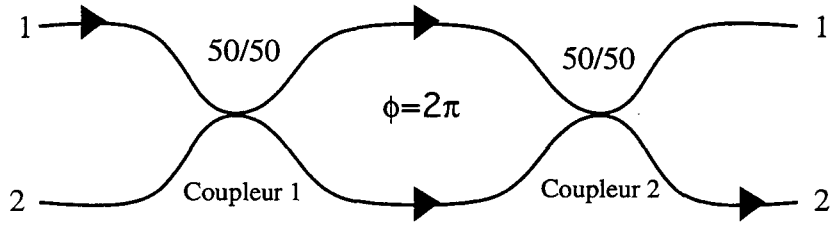


Figure IV.5: Schéma d'un Mach-Zehnder à fibre.

Le signal injecté à l'entrée 1 du premier coupleur C1 est séparé en deux puis reconstitué dans le port croisé 2' de sortie du coupleur 2 après une propagation dans les bras de l'interféromètre le long desquels, les signaux auront accumulé une différence de phase égale à ϕ . Lorsque cette différence est due à une différence de marche optique ΔL entre les deux bras, ϕ s'écrit en fonction de la longueur d'onde du signal:

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L \quad (\text{IV.13})$$

Considérons plus en détail le fonctionnement du Mach-Zehnder. Les deux coupleurs qui composent cet interféromètre peuvent, dans ce cas, être considérés comme des boîtes noires décrites par une matrice de transfert reliant les amplitudes des modes dans les deux voies d'entrées avec celles des deux voies de sortie comme présenté sur la figure IV.5. Les voies 1 et 2 constituent les voies d'entrée du coupleur C1, 1' et 2' les voies de sortie du coupleur C2.

En supposant que les coupleurs C1 et C2 sont parfaitement 50/50, les amplitudes des champs en sortie sont obtenues par la multiplication de trois matrices de transfert qui caractérisent la passage des ondes dans chaque partie du composant:

$$\begin{pmatrix} a_1'(\lambda_0) \\ a_2'(\lambda_0) \end{pmatrix} = e^{i\bar{\phi}} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & i\frac{1}{\sqrt{2}} \\ i\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\phi} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & i\frac{1}{\sqrt{2}} \\ i\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1(\lambda_0) \\ a_2(\lambda_0) \end{pmatrix} \quad (\text{IV.14})$$

sortie
coupleur 2
bras
coupleur 1
entrée

Lorsque le signal est injecté uniquement dans la branche d'entrée 1 comme précédemment, la relation IV.10 est vérifiée. Les puissances calculées des sorties 1' et 2' du Mach-Zehnder sont les valeurs suivantes:

$$\begin{aligned} P_1' &= \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right) P_1 \\ P_2' &= \cos^2\left(\frac{\phi}{2}\right) P_1 \end{aligned} \quad (\text{IV.15})$$

Pour que toute la puissance soit transmise dans la voie de sortie 2', il suffit que ϕ soit un multiple entier de 2π alors.

$$\begin{aligned} P_1' &= 0 \\ P_2' &= P_1 \end{aligned} \tag{IV.16}$$

On constate donc que la différence de phase ϕ doit être ajustée précisément pour obtenir un bon fonctionnement de l'interféromètre. Cependant, pour qu'il soit le plus achromatique possible, il faut que $\phi=2k\pi=0$. En effet, la puissance de sortie dans la voie 2' s'écrit en fonction de la longueur d'onde λ :

$$P_2' = \cos^2\left(\frac{k}{2}\Delta L\right) P_1 \tag{IV.17}$$

ΔL est la différence de marche optique. La période Δk de variation de la puissance de sortie en fonction de la longueur d'onde est :

$$\Delta k = \frac{2\pi}{\Delta L} \tag{IV.18}$$

On constate alors que la période d'oscillation de puissance en fonction de la longueur d'onde sera d'autant plus grande que la différence de marche optique entre les bras ΔL est faible.

IV.1.2.c Inscription de réseaux de Bragg dans les bras de l'interféromètre de Mach-Zehnder

α : Principe

On suppose que la différence de phase introduite par les bras du Mach-Zehnder ϕ est égale à un multiple entier de 2π pour les ondes de différentes longueurs d'ondes $\lambda_1, \lambda_2, \dots$

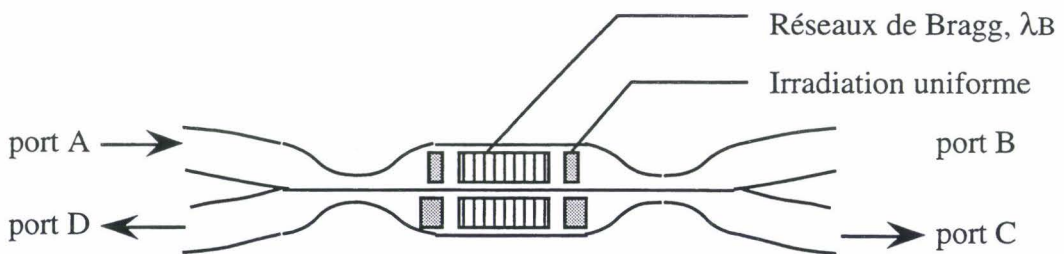


Figure IV.6: Schéma d'inscription des réseaux de Bragg dans les bras du Mach-Zehnder.

Le fonctionnement du composant est décrit sur la Figure IV.6. Lorsque le signal est injecté dans le Mach-Zehnder à travers le port A, l'onde de longueur d'onde λ_B réfléchi par les réseaux de

Bragg doit être transmise dans le port D alors que le reste du signal est transmis dans le port C: c'est l'extraction du signal de longueur d'onde λ_B . Inversement, lorsque l'onde de longueur d'onde λ_B est injectée par le port B et le reste des ondes aux autres longueurs d'ondes dans le port A, les réseaux doivent renvoyer l'onde à λ_B dans le port C. Cette onde s'ajoute alors aux ondes transmises par le port A: c'est l'insertion du signal de longueur d'onde λ_B .

L'approche matricielle permet de comprendre aisément le chemin parcouru par les différentes ondes:

-> Lorsque la longueur d'onde du signal est suffisamment différente de la longueur d'onde de Bragg, l'interféromètre se comporte comme décrit précédemment, c'est à dire que tout le signal est transmis dans le port de sortie, le port C.

-> Lorsque la longueur d'onde du signal est égale à la longueur d'onde de Bragg du réseau λ_B , le signal est renvoyé sur le coupleur C1. Une relation équivalente à celle obtenue pour les ondes non réfléchies (relation IV.14) par les réseaux est obtenue en remplaçant la propagation entre les deux coupleurs par le trajet aller-retour entre le coupleur C1 et le réseau de Bragg. De ce fait, l'amplitude du signal de sortie du port D et du port A est calculée à l'aide du produit des matrices de transfert présentées dans la relation IV.10.

$$\begin{pmatrix} a_1(\lambda_0) \\ a_2(\lambda_0) \end{pmatrix} = e^{i\bar{\phi}} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & i \frac{1}{\sqrt{2}} \\ i \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\phi_{\text{aller-retour}}} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & i \frac{1}{\sqrt{2}} \\ i \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1(\lambda_0) \\ a_2(\lambda_0) \end{pmatrix} \quad (\text{IV.20})$$

sortie
coupleur 1
coupleur 1 ↔ réseau
coupleur 1
entrée

La phase $\phi_{\text{aller-retour}}$ introduite par les bras de l'interféromètre sur l'onde de longueur d'onde λ_B réfléchi par les réseaux de Bragg, correspond au trajet aller-retour entre le coupleur C1 et les réseaux. Si la phase $\phi_{\text{aller-retour}}$ est un multiple entier de 2π , l'onde de longueur d'onde λ_B est renvoyée dans le port D et:

$$\begin{aligned} P_A(\lambda_B) &= 0 \\ P_D(\lambda_B) &= P_A(\lambda_B) \end{aligned} \quad (\text{IV.21})$$

c'est alors l'extraction du signal.

β : Conditions de phase et caractéristiques des coupleurs

L'augmentation des pertes en retour dans le port d'insertion A (respectivement B) provient de la différence de phase introduite par les bras qui n'est pas un multiple de 2π , et/ou des coupleurs C1 et C2 qui ne fonctionnent pas exactement en séparateurs 50/50.

D'après la relation IV.20, la puissance de sortie dans le port d'extraction s'écrit:

$$P'_D(\lambda_B) = \sin^2(\varphi) \cos^2\left(\frac{\phi_{\text{aller-retour}}}{2}\right) P_A(\lambda_B) \quad (\text{IV.22})$$

Les différences de phases introduites par les bras de l'interféromètre sur les signaux transmis ou réfléchis par les réseaux de Bragg ne sont jamais rigoureusement égales à 2π . Par conséquent, pour l'onde à la longueur d'onde λ_B , une partie du signal sera renvoyée dans le port d'entrée A et pour les ondes transmises, une partie du signal sera transmise dans le port B.

Ces performances dépendent également des coupleurs C1 et C2. Si ces coupleurs ne sont pas exactement 50/50, la transmission du port d'entrée A (resp. B) vers le port D (resp.C) ne peut pas dépasser une certaine valeur maximale I_{AD} :

$$I_{AD} = 10 \log(\tan^2(\varphi)) \quad (\text{IV.19})$$

Nous avons supposé dans cette relation que les amplitudes des modes renvoyés par les réseaux sont identiques. Sur la figure IV.7 est représentée l'évolution de cette transmission maximale en fonction de la phase du coupleur C1 (resp. C2)

Ainsi, si le coupleur n'est pas 50%/50% mais 51%/49%, l'isolation théorique maximale est de 33dB, s'il est 52%/48% cette isolation maximale tombe à 27dB.

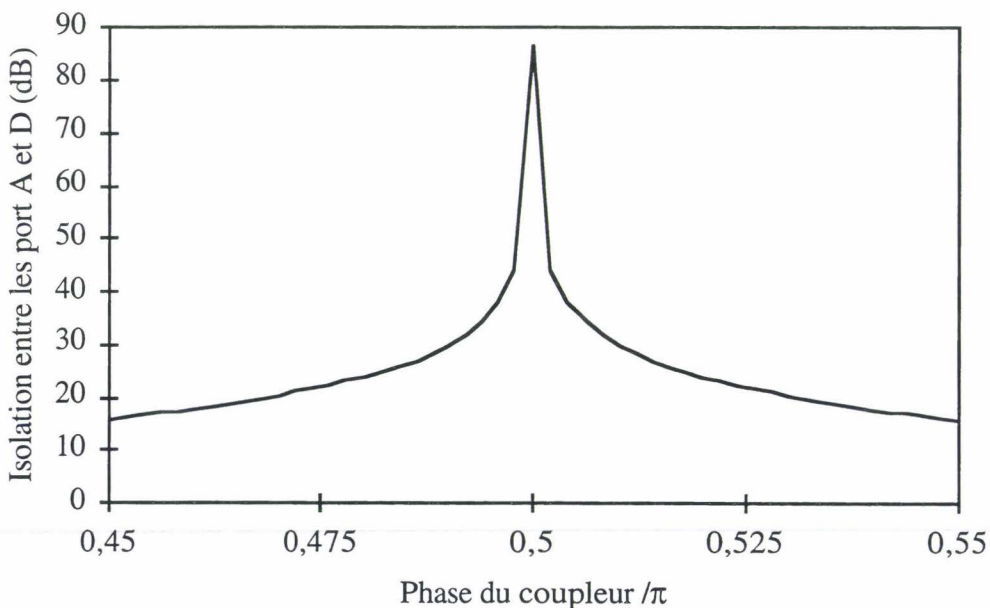


Figure IV.7: Isolation maximale obtenue entre les Ports A et D

lorsque les bras du Mach-Zehnder sont parfaitement balancés, $\varphi=2\pi$.

γ : Résultats expérimentaux

Classiquement, les structures Mach-Zehnder à fibre sont réalisées à l'aide de fibres standards Corning SMF28. Afin de pouvoir inscrire des réseaux de Bragg avec des amplitudes de modulation importantes, il est nécessaire de charger en hydrogène à haute pression ($P=140\text{bar}$) et à température ambiante le composant. Après réalisation, les interféromètres de Mach-Zehnder sont posés sur un support de silice et collés avec de la colle spéciale qui polymérise par rayonnement UV et résiste à des températures de chauffage de l'ordre de 90°C .

Lors de l'irradiation uniforme, la modification d'indice Δn_{mod} comme Δn_{moy} est la même dans les deux bras de l'interféromètre si les deux réseaux sont identiques. Dans ces conditions, la présence des réseaux doit peu affecter la différence de marche introduite par les bras.

Cependant, il faut ajuster le déphasage $\phi_{\text{aller-retour}}$ introduit sur les ondes réfléchies par les réseaux de telle sorte que lors de leur trajet d'aller-retour entre le coupleur C1 (resp. C2) et les réseaux de Bragg, $\phi_{\text{aller-retour}} \approx 2p\pi$. Ensuite, pour les ondes transmises et non réfléchies par les réseaux, il faut ajuster ϕ_{aller} pour obtenir lors de la propagation dans les bras $\phi_{\text{aller}} \approx 2k\pi$. Ainsi, le fonctionnement du composant sera symétrique. L'ajustement de phase se fera alors selon la démarche suivante:

-> L'ajustement de la phase pour l'onde réfléchie à la longueur d'onde λ_B , se fait par l'irradiation uniforme du côté de sa sortie du réseau.

-> L'ajustement de la phase pour les ondes transmises se fait par irradiation du côté de leur sortie du réseau.

Dans les deux cas, l'optimisation de la phase se fait en mesurant à l'aide d'un analyseur de spectre l'isolation optique entre les deux port considérés (port A et port D ou, port B et port C) durant l'irradiation uniforme. Lorsque cette isolation est maximale, l'irradiation est arrêtée et on considère que le déphasage est proche d'un multiple entier de 2π pour toutes les longueurs d'ondes.

A titre d'illustration, nous présentons maintenant les caractéristiques d'un tel composant réalisé dans nos laboratoire dans le cadre de cette thèse.

Le dispositif expérimental d'inscription des réseaux de Bragg par la méthode du masque de phase est celui présenté au chapitre I.2.3.a. Lors de l'inscription, le Mach-Zehnder, maintenu sur un support approprié, est positionné contre le masque de phase. Un contrôle de l'orientation du composant est alors nécessaire pour que l'axe du composant soit parallèle à l'axe du masque de phase.

Les caractéristiques des réseaux inscrits sont reportées sur le tableau Tab.IV.1.

Période	Longueur	Densité d'énergie
532,5	4,8 mm	200mJ/cm ²

Tab.IV.1: Caractéristiques des réseaux inscrits dans les bras du Mach-Zehnder

Pour l'ajustement de la différence de phase, nous avons constaté qu'il était nécessaire d'irradier uniformément les deux bras dans le cas où, en irradiant le premier bras, nous avons dépassé la modulation d'indice correspondant à l'obtention de la phase $2k\pi$. Il nous fallait alors irradier le deuxième bras afin de retrouver la bonne phase.

Après ces ajustements de la phase en transmission et en réflexion, les caractéristiques du multiplexeur obtenu sont mesurées en utilisant une cavité laser accordable Tunic et un détecteur comme présenté dans l'annexe C. On injecte un signal de longueur d'onde variable dans le port A et on mesure l'intensité des signaux dans les port B,C et D. Sur la figure IV.8, sont représentés les spectres du signal extrait (port D) et du signal transmis (port C).

La figure IV.9 permet de comparer les signaux renvoyés dans les port D et A, indiquant les pertes en retour. La comparaison des signaux B et C permet d'estimer l'isolation optique entre ces deux bras (figure IV.10).

Les transmissions sont données de manière relatives. En effet, les pertes aux soudures (non optimisées) des ports du Mach-Zehnder avec des connecteurs sont responsables du niveau initial à -5,5dB. Les pertes réelles du composant sont estimées <1dB.

Les caractéristiques de ce multiplexeur insertion/extraction, en fonction de la longueur d'onde sont.

isolation: 30 dB

largeur de bande à -3dB du maximum: 0.7 nm

largeur de bande à -20dB du maximum: 0.4 nm

longueur d'onde centrale: 1544,8 nm

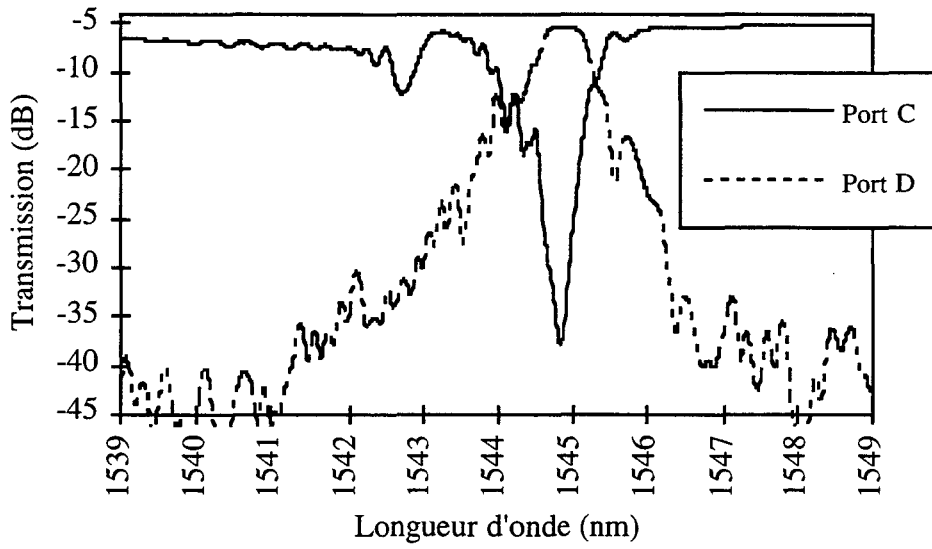


Figure IV.8: Evolution spectrale du signal extrait (Port D) et du signal transmis (Port C).

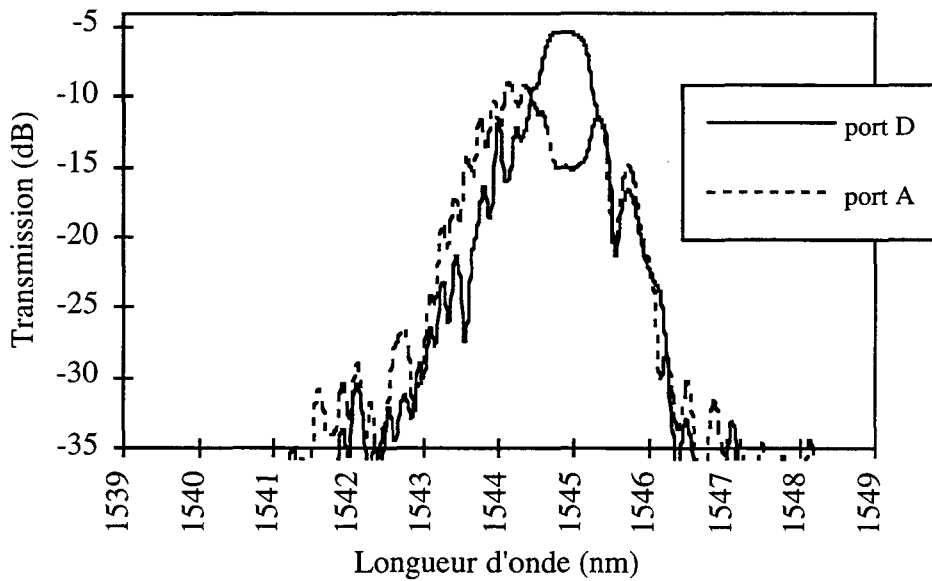


Figure IV.9: Réponse spectrale du signal extrait (Port D) et du signal renvoyé dans le port A.

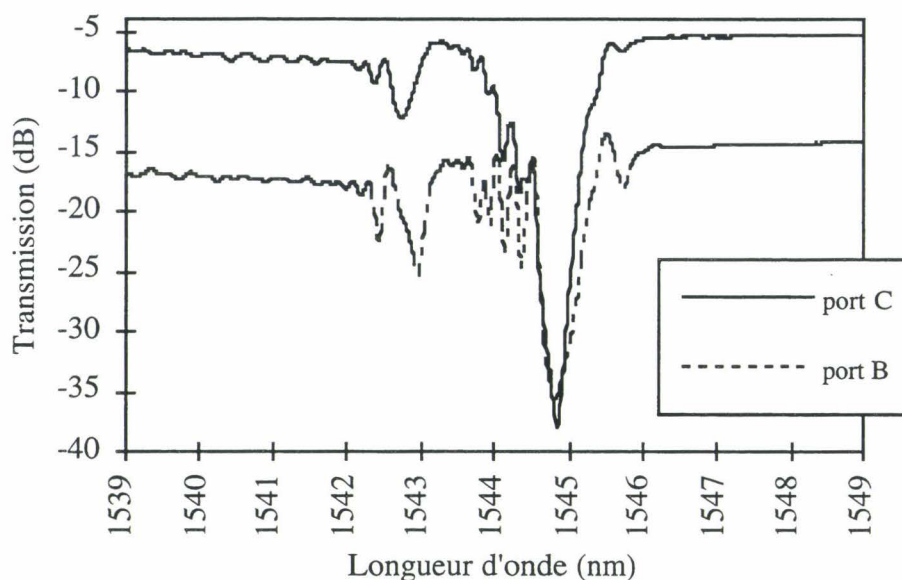


Figure IV.10: Réponse spectrale du signal transmis dans le Port C et dans le port B.

Les pertes liées au composant ont alors été mesurées [Bruyère 1997] pour l'onde de longueur d'onde λ_B sur les trajets:

entrée (port A)->extraction (port D)= 1.6 dB

insertion (port B)->transmission (port C)= 1.0 dB

Les performances du Mach-Zehnder ont été évaluées [Bruyère 1997] dans une transmission optique à quatre longueurs d'ondes espacées de 400 GHz avec un débit de 2.5Gbits/s. La figure IV.11 représente la mesure de la sensibilité en fonction de l'écart en fréquence du signal par rapport à la fréquence centrale du réseau.

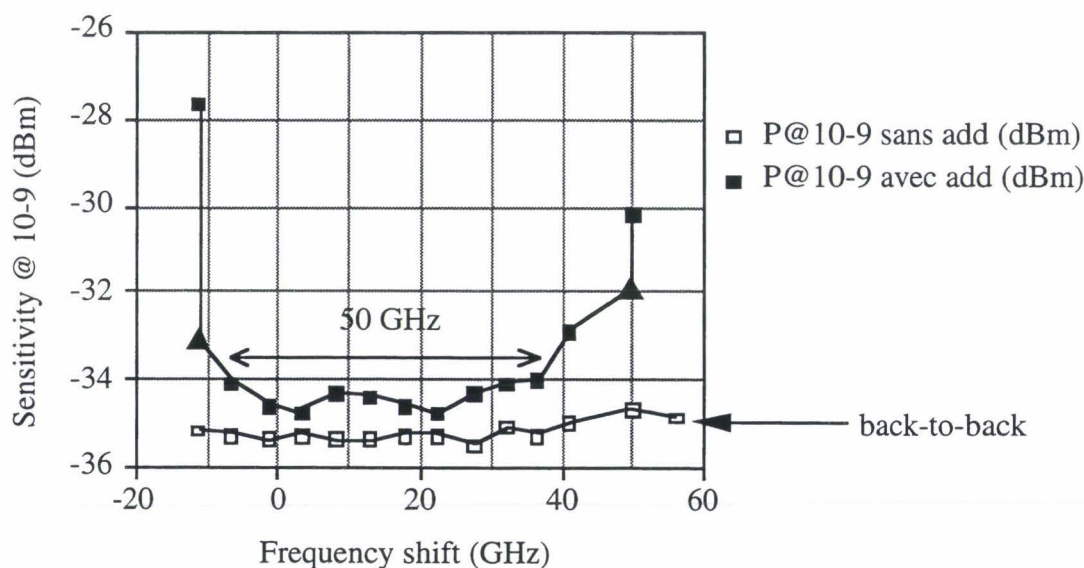


Figure IV.11: Mesure des performances du MIE sur 50GHz et un débit de 2,5Gbits/s, extrait de [Bruyère 1997].

En configuration d'extraction uniquement, il n'y a pas de pénalités mesurées, alors que de nouveau, avec l'ajout d'un signal sur la voie d'insertion une pénalité constante de 0.9 dB est observée sur une largeur de 50 GHz autour de la longueur d'onde centrale.

Ces résultats montrent les fortes potentialités d'un tel composant. L'inscription de réseaux apodisés doit permettre d'améliorer ces performances dans la mesure où les rebonds sur les flancs du réseau sont éliminés. Cependant la présence des pertes aux courtes longueurs d'ondes, liées au couplage avec les modes rayonnants, est gênante pour le fonctionnement du MIE en WDM avec des canaux espacés de seulement 100 Ghz.

IV.1.3 Une solution plus compacte associant réseau de Bragg et coupleur à fibre obtenu par le procédé de fusion et étirage.

L'association du coupleur à fibre et du réseau de Bragg fait l'objet de différentes approches conceptuelles: si certains groupes étudient le couplage assisté par un réseau de Bragg dans un coupleur asymétrique à fibres polies [Archambault 1994] ou fusionnées [Kewitsch 1997], d'autres étudient ce couplage dans un coupleur symétrique à fibre polies [Baumann 1996]. Dans cette dernière configuration, deux réseaux de Bragg sont préalablement inscrits dans deux fibres optiques. Celles ci sont alors polies, les réseaux étant positionnés au niveau de la zone de polissage, puis raccordées précisément afin de faire coïncider la position relative des réseaux. Dans le cas du coupleur asymétrique, deux fibres optiques identiques à la base, dont l'une est préalablement étirée afin de créer l'asymétrie, sont chauffées et étirées afin de créer un coupleur asymétrique. Un réseau inscrit en angle dans la zone de couplage permet le couplage du mode aller de la première fibre en mode retour de la deuxième fibre.

Nous présentons ici l'étude du Multiplexeur Insertion/Extraction en longueur d'onde basé sur l'association de la photo-inscription d'un réseau de Bragg et de la technologie du coupleur symétrique obtenu par le procédé de fusion et étirage. Cette solution nous apparaît comme la plus directe dans la mesure où le réseau de Bragg est directement photo-inscrit dans la zone de couplage du coupleur symétrique fusionné. Dans cette configuration, les supermodes qui interfèrent entre eux, sont localisés dans une même structure guidante contrairement à la configuration utilisant le Mach-Zehnder à fibre. La sensibilité à la température ainsi que plus généralement la sensibilité aux conditions d'environnement doit être moins importante pour un MIE réalisé avec le coupleur obtenu par la méthode de fusion et étirage.

Dans cette partie nous décrivons le fonctionnement de ce multiplexeur.

IV.1.3.a Principe de fonctionnement d'un multiplexeur combinant le coupleur et le réseau de Bragg

Nous proposons l'insertion d'un réseau de Bragg dans la zone de couplage d'un coupleur à fibre afin de permettre l'extraction d'une onde à la longueur d'onde de Bragg.

Cette partie est consacrée à l'étude du principe de l'insertion d'un réseau de Bragg dans la zone de couplage d'un coupleur.

Lorsque seuls les deux supermodes $|\text{LP}_{01}\rangle$ et $|\text{LP}_{11}\rangle$ se propagent dans la zone de couplage, le réseau de Bragg inscrit dans une grande partie de la section du coupleur, provoque le couplage contradirectionnel entre le supermode symétrique aller et son mode retour, ainsi que le couplage entre le supermode antisymétrique aller et son mode retour (rappelons que le mode retour possède la même symétrie que le mode aller). Les couplages croisés entre les supermodes de symétrie opposée sont nuls lorsque l'axe du réseau de Bragg est confondu avec l'axe du coupleur. En effet, dans ce cas, le couplage entre ces deux supermodes, $C_{s,a}$ induit par le réseau est traduit par l'expression suivante (cf. Chapitre II):

$$C_{s,a} = C \frac{\int_0^{\text{rcl}} |\Psi_s| |\Psi_a| dA}{\sqrt{\int_0^{\infty} |\Psi_s|^2 dA \int_0^{\infty} |\Psi_a|^2 dA}} \quad (\text{IV.23})$$

L'intégrale de recouvrement entre les deux modes est nulle car les modes considérés sont de symétrie opposée. Par conséquent, les deux supermodes qui se propagent dans la zone effilée seront réfléchis par le réseau de Bragg à leur longueur d'onde de Bragg respective λ_{Bs} et λ_{Ba} .

Pour un signal injecté dans le coupleur, la longueur de battement Z_b détermine la différence d'indice effectif entre les deux supermodes dans la zone de couplage pour une longueur d'onde donnée. Si cette longueur d'onde vaut 1550nm, et pour une longueur de battement de 20mm, la différence d'indice effectif entre les deux supermodes s'écrit : $\Delta n_{\text{eff}} \approx 8 \cdot 10^{-5}$. Cette différence d'indice effectif va se traduire par une différence de longueur d'onde de Bragg $\lambda_{Bs} - \lambda_{Ba} \approx 0.08\text{nm}$. Si le réseau est suffisamment large spectralement, cette différence de longueur d'onde centrale sera négligeable et les deux supermodes peuvent alors être considérés comme étant renvoyés de la même manière par le réseau.

Afin de décrire le plus simplement possible le principe de fonctionnement du multiplexeur présenté, nous considérons le coupleur comme étant idéal, c'est à dire que l'on formule les hypothèses suivantes:

- > Le coupleur est symétrique par rapport à son centre et par rapport à son axe longitudinal.
- > Sa zone de couplage de longueur L_C est homogène sur toute sa longueur.

-> Le coupleur ne présente aucune perte d'insertion.

-> Seuls les modes symétrique $|LP_{01}\rangle$ et antisymétrique $|LP_{11}\rangle$ sont présents dans la zone de couplage. Si ce n'était pas le cas, il faudrait considérer les couplages de ces deux supermodes avec d'autres supermodes présents et d'ordre supérieur, ce qui induirait alors des longueurs d'onde de Bragg supplémentaires aux courtes longueurs d'onde.

Ces hypothèses seront reconsidérées lors de la réalisation expérimentale mais représentent des caractéristiques idéales vers lesquelles nous essaierons toujours de converger lors de la conception. De plus, nous n'étudions que le cas des coupleurs 0% et 100%. En effet, il va de soit que l'efficacité du composant provient du fait que tout le signal est extrait ou inséré dans une même voie. Par conséquent, il est nécessaire que le coupleur dans lequel est inscrit le réseau se rapproche de $N_b=1/2 n$ ou $N_b=n$ (avec n entier).

Cas du coupleur $N_b=1/2$:

Dans le cas du coupleur $N_b=1/2$, la différence de phase accumulée par les supermodes lors de leur propagation est égale à π . Comme schématisé sur la figure IV.12, on fait l'hypothèse que la phase accumulée φ évolue linéairement le long de la zone de couplage entre les valeurs 0 et π radians. De même pour le coupleur $N_b=1$, φ évolue linéairement entre 0 et 2π radians.

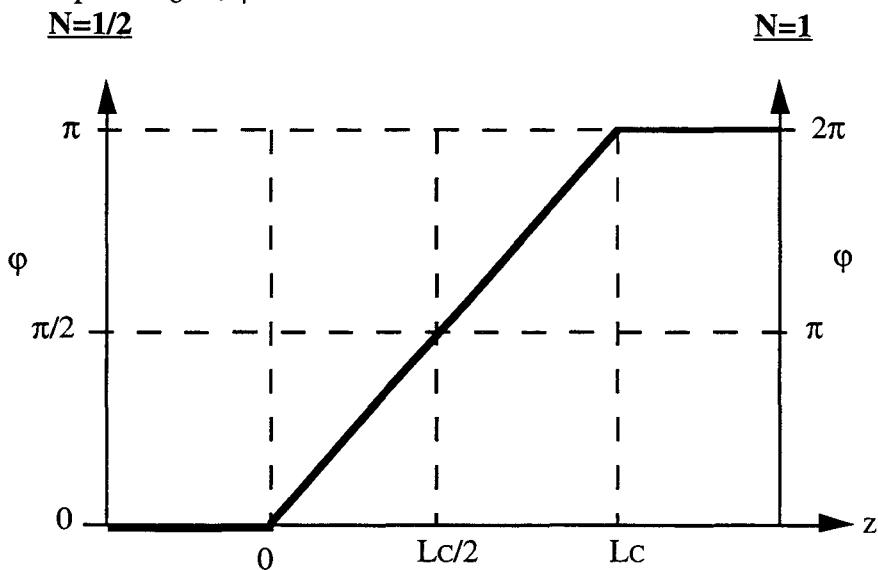


Figure IV.12: Schéma de l'évolution de la phase φ du coupleur idéal $N_b=1/2$ et $N_b=1$.

Le MIE est obtenu par l'inscription d'un réseau de Bragg dans la zone de couplage du coupleur. Les positions des extrémités du réseau sont déterminées de telle sorte que le multiplexeur fonctionne comme décrit ci-dessous (figure IV.13).

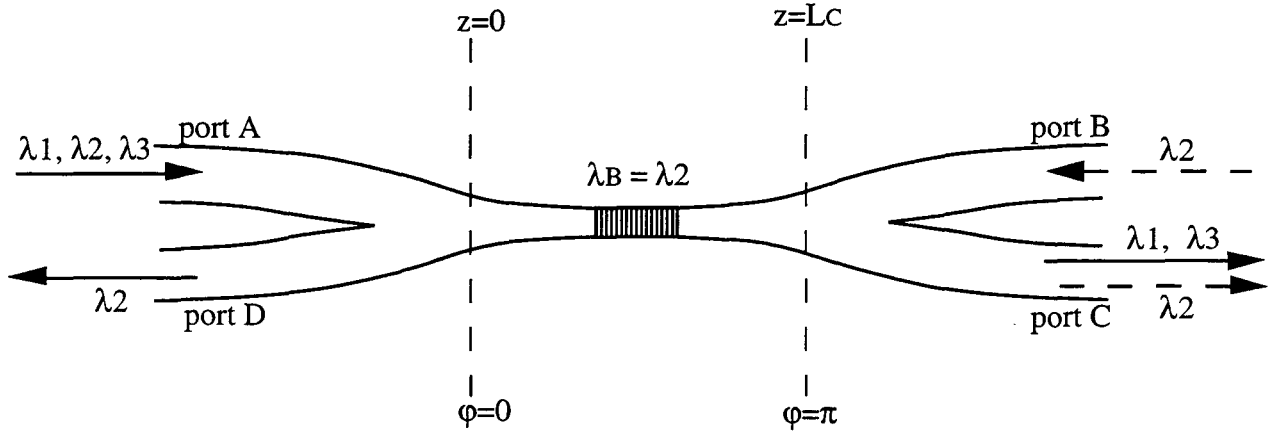


Figure IV.13: Schéma de fonctionnement du multiplexeur lorsqu'un réseau de Bragg est photo-inscrit au centre du coupleur $N_b=1/2$.

Lorsque le signal est injecté dans le coupleur via le port A, les ondes symétrique et antisymétrique de longueur d'onde λ_2 sont réfléchies par le réseau et renvoyées vers l'entrée du coupleur où elles se recombinaient, le signal de longueur d'onde λ_2 est alors réfléchi dans le port D alors que le reste du signal est transmis dans le port C: c'est l'extraction du signal de longueur d'onde λ_B . Inversement, lorsque l'onde de longueur d'onde λ_2 est injectée par le port B et le reste des ondes aux autres longueurs d'ondes dans le port A, le réseau renvoie l'onde à λ_B dans le port C et s'ajoute alors aux ondes aux autres longueurs d'ondes: c'est l'insertion du signal de longueur d'onde λ_B .

La position des extrémités du réseau dans la zone de couplage doit permettre aux deux supermodes de se déphaser d'une valeur ϕ la plus proche possible de π lors du trajet d'aller-retour entre le début du coupleur en $z=0$ (port A ou port B) et l'extrémité du réseau en $z=z_r$.

Cas du coupleur $N_b=1$:

Dans le cas du coupleur idéal $N_b=1$ (coupleur 0%) au centre duquel est inscrit un réseau de Bragg, la différence de phase ϕ accumulée par les supermodes le long du coupleur évolue linéairement entre 0 et 2π (figure IV.12). Le fonctionnement du multiplexeur résultant est alors présenté sur la figure IV.14.

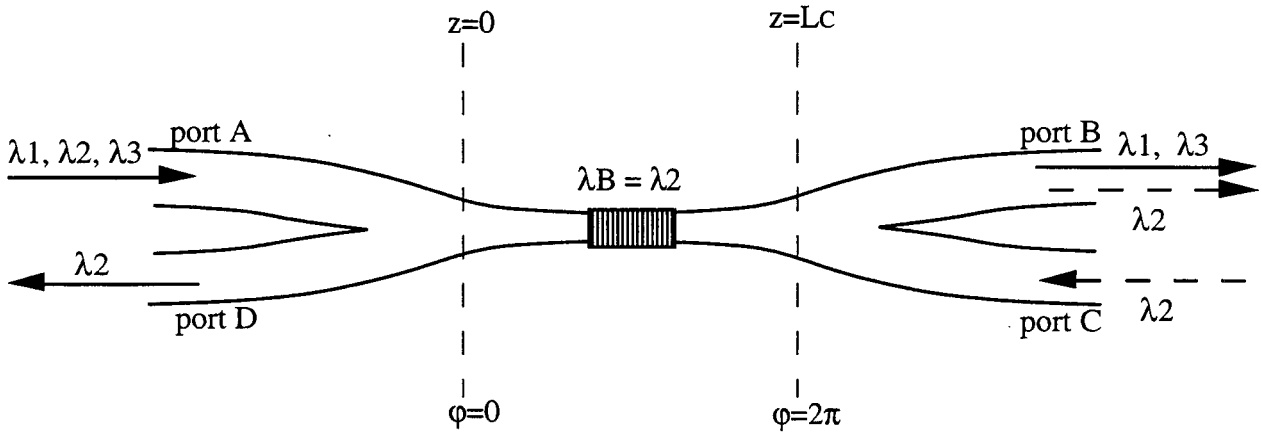


Figure IV.14: Schéma de fonctionnement du multiplexeur lorsque un réseau très court est photo-inscrit au centre du coupleur $N_b=1$.

Dans cette configuration, lors du trajet aller-retour entre le début du coupleur en $z=0$ (injection du signal depuis le port A ou le port B) et l'extrémité du réseau en $z=z_T$, les deux supermodes à la longueur d'onde de Bragg se seront déphasés d'une valeur φ proche de π .

Ainsi, lorsque le signal est injecté dans le coupleur par le port A, les ondes symétrique et antisymétrique de longueur d'onde λ_2 sont réfléchies par le réseau et renvoyées vers l'entrée du coupleur où elles se recombinent, le signal de longueur d'onde λ_2 est alors réfléchi dans le port D alors que le reste du signal est transmis dans le port B. Inversement, lorsque l'onde de longueur d'onde λ_2 est injectée par le port C et le reste des ondes aux autres longueurs d'ondes dans le port A, le réseau renvoie l'onde à λ_B dans le port B qui s'ajoute alors aux ondes autres longueurs d'ondes.

Discussion:

Nous avons présenté les configurations envisagées pour la réalisation d'un MIE en insérant un réseau de Bragg dans la zone de couplage d'un coupleur $N_b=1/2$ et $N_b=1$. Dans les deux cas, le multiplexeur ne fonctionnera de façon optimale que si les ondes symétriques et antisymétriques à la longueur d'onde de Bragg se seront déphasées d'une valeur proche de π (ou un multiple impair de π) lors du trajet aller-retour entre le début du coupleur proche du port d'injection (port A et port B) et le réseau de Bragg.

Les positions des extrémités du réseau de Bragg vont alors déterminer les performances du multiplexeur résultant.

IV.1.3.b Effet de la position de l'extrémité du réseau de Bragg dans la zone de couplage sur les performances de l'extraction du signal

Les deux supermodes couplés n'ont pas le même indice effectif et lorsqu'un des deux est en accord de phase avec le réseau, l'autre mode est en léger désaccord de phase. C'est pourquoi, dans cette partie nous nous intéressons à la différence de phase accumulée par les supermodes, introduite par le réseau de Bragg. En effet, cette différence de phase introduite par le réseau additionnée à la différence de phase introduite par le coupleur lors de la propagation entre le début du coupleur et l'extrémité du réseau va déterminer les performances du multiplexeur.

Nous avons vu dans le chapitre II que le réseau de Bragg de longueur L pouvait être considéré comme une "boite noire" (figure IV.15). On peut déterminer, aux extrémités du réseau, l'amplitude $A^-(0)$ du mode retour $\Psi^-(0)$ à l'entrée du réseau et l'amplitude $A^+(L)$ du mode aller $\Psi^+(L)$ en sortie du réseau ainsi que la phase de ces mêmes champs en sortie, respectivement les phases $\phi_{\text{retour}} = \text{phase}(\Psi^-(0)) - \text{phase}(\Psi^+(0))$ et $\phi_{\text{aller}} = \text{phase}(\Psi^+(L)) - \text{phase}(\Psi^+(0))$.

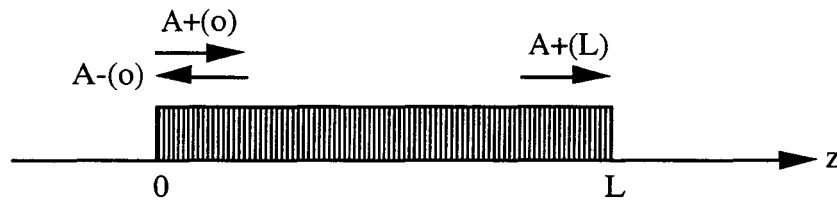


Figure IV.15: Schéma du réseau de Bragg classique considéré comme une boîte noire

Nous nous intéressons ici au mode retour à l'abscisse $z=0$. D'après la relation II.25, le champ $\Psi^-(z=0)$ à la longueur d'onde λ est exprimé par:

$$\Psi_{\lambda}^{-}(0) = \frac{j \frac{C}{\sqrt{C^2 - \Delta\beta^2}} \sinh(\sqrt{C^2 - \Delta\beta^2} L)}{\cosh(\sqrt{C^2 - \Delta\beta^2} L) + j \frac{\Delta\beta}{\sqrt{C^2 - \Delta\beta^2}} \sinh(\sqrt{C^2 - \Delta\beta^2} L)} A^{+}(0) e^{j\phi_0} \quad (\text{IV.24})$$

avec C le coefficient de couplage et $\Delta\beta$ le désaccord de phase tel que $\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} - \frac{\pi}{\Lambda}$ (IV.25)

A l'accord de phase $\Delta\beta=0$, c'est à dire à la longueur d'onde de Bragg, le mode retour s'écrit:

$$\Psi_{\lambda_B}^{-}(0) = j \frac{\sinh(CL)}{\cosh(CL)} A^{+}(0) e^{j\phi_0} \quad (\text{IV.26})$$

Les ondes réfléchies aux longueurs d'onde λ et λ_B présentent à l'entrée du réseau $z=0$ une différence de phase $\phi(\lambda, \lambda_B)$ introduite par le réseau de Bragg. Nous faisons l'hypothèse que les coefficients de

couplage $C(\lambda_B)$ et $C(\lambda)$ sont très proches. Dans ces conditions, en faisant le rapport des valeurs de leur champ à cette position, on peut en déduire pour $\phi(\lambda, \lambda_B)$ l'expression suivante:

$$\phi(\lambda, \lambda_B) = \tan^{-1} \left(-\frac{\Delta\beta}{\sqrt{C^2 - \Delta\beta^2}} \tanh(\sqrt{C^2 - \Delta\beta^2} L) \right) \quad (IV.27)$$

On constate que cette différence de phase introduite par le réseau de Bragg entre l'onde de longueur d'onde λ et celle de longueur d'onde de Bragg λ_B dépend de la longueur L du réseau et de l'amplitude de modulation photo-induite Δn à travers le coefficient de couplage C .

Notons que nous ne considérons dans cette approche que les cas des réseaux pour lesquels Δn_{mod} et Δn_{moy} sont constants sur toute leur longueur. En effet, dans le cas d'un réseau apodisé (chapitre II) le calcul devient un peu plus complexe.

α : Différence de phase $\phi(\lambda, \lambda_B)$ en fonction de l'amplitude de modulation d'indice

Considérons un réseau de Bragg de longueur $L=5$ mm et de longueur d'onde de Bragg $\lambda_B=1549$ nm (cette longueur de réseau correspond en réalité à la longueur moyenne que nous choisirons lors de la réalisation des multiplexeurs). Pour les ondes aux longueurs d'ondes λ voisines de λ_B telles que $\lambda_B-0,1\text{nm} < \lambda < \lambda_B+0,1\text{nm}$, le calcul de la différence de phase $\phi(\lambda, \lambda_B)$ est reporté sur la figure IV.16 pour des amplitudes de modulation d'indice Δn telles que $\Delta n=6 \cdot 10^{-4}$, $\Delta n=10^{-3}$ et $\Delta n=1,4 \cdot 10^{-3}$.

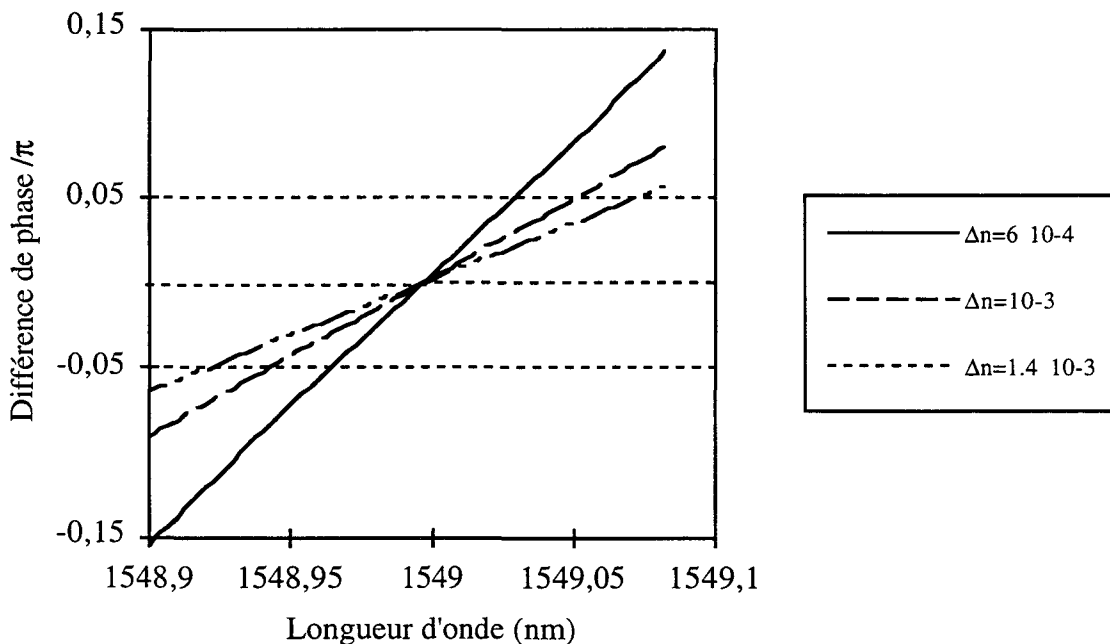


Figure IV.16: Evolution de la différence de phase induite par le réseau de Bragg à $z=0$ entre le mode retour à la longueur d'onde de Bragg et le mode retour à la longueur d'onde λ pour trois modulations d'indice, $\Delta n=6 \cdot 10^{-4}$, $\Delta n=10^{-3}$ et $\Delta n=1,4 \cdot 10^{-3}$.

Ce calcul montre alors que la différence de phase introduite par le réseau entre les deux longueurs d'ondes λ et λ_B diminue lorsque l'amplitude de modulation Δn augmente.

β : Différence de phase $\phi(\lambda, \lambda_B)$ en fonction de la longueur L du réseau

Pour une amplitude de modulation d'indice $\Delta n=10^{-3}$, nous avons comparé (Figure IV.17) l'évolution de la phase introduite par le réseau entre l'onde de longueur d'onde λ et celle de longueur d'onde de Bragg λ_B telles que $\lambda_B-0,1\text{nm}<\lambda<\lambda_B+0,1\text{nm}$, pour des longueurs de réseaux $L=1\text{ mm}$, $L=5\text{ mm}$ et $L=10\text{ mm}$.

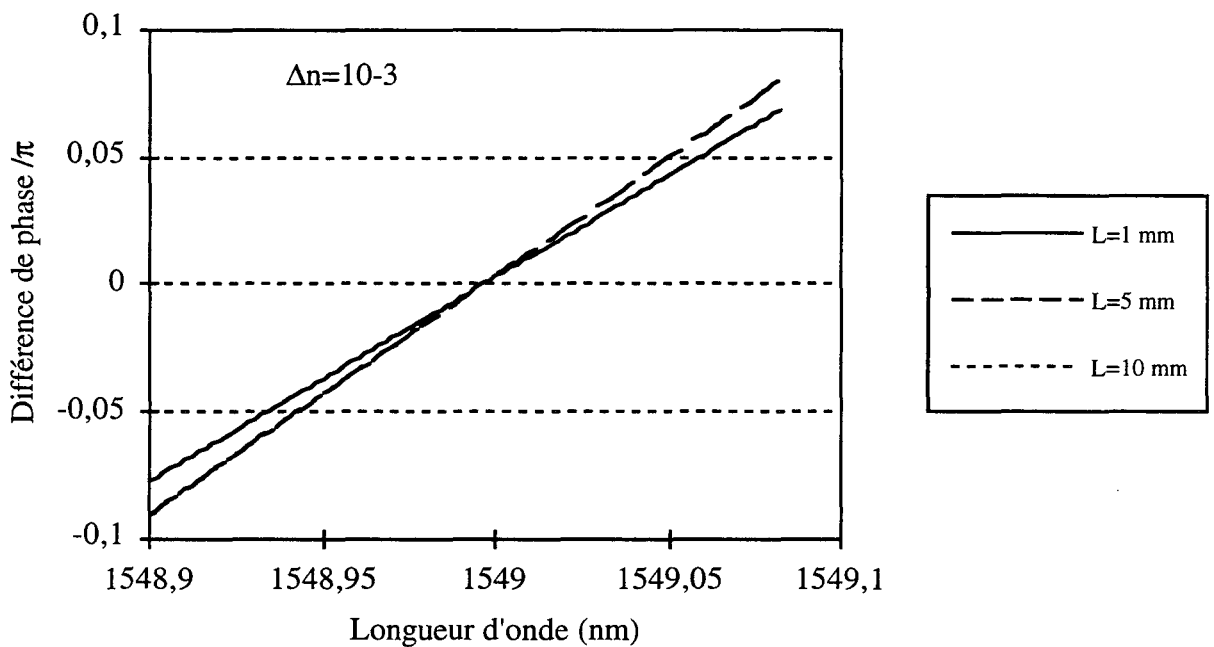


Figure IV.17: Evolution de la différence de phase induite par le réseau de Bragg à $z=0$ entre le mode retour à la longueur d'onde de Bragg et le mode retour à la longueur d'onde λ pour une modulation d'indice, $\Delta n=10^{-3}$ et pour trois longueur de réseaux $L=1\text{mm}$, $L=5\text{ mm}$ et $L=10\text{ mm}$.

On constate que la différence de phase introduite par le réseau de longueur $L=5\text{mm}$ est la même que celle introduite par $L=10\text{ mm}$ pour une même amplitude de modulation d'indice Δn . Ceci s'explique par le fait que le pouvoir réflecteur du réseau augmente considérablement avec la longueur L . Ainsi, après $L=5\text{mm}$, la contribution de l'onde devient négligeable.

γ : Effet de la position de l'extrémité du réseau sur les performances du MIE

Considérons un coupleur idéal $N_b=1$ ou $N_b=1/2$, de longueur de couplage L_c dans lequel un réseau de Bragg de longueur L est photo-inscrit, les extrémités de ce dernier étant positionnées aux abscisses

z_r et z_r+L (Figure IV.18). Considérons dans un premier temps la propagation des supermodes selon l'axe $z>0$.

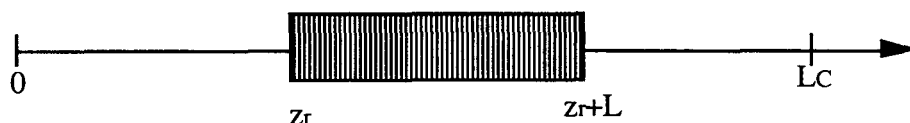


Figure IV.18: Schéma détaillé du réseau de Bragg inséré dans la zone de couplage du coupleur.

A une longueur d'onde donnée, la différence d'indice effectif entre les supermodes propagés va induire un déphasage entre leur champ à l'abscisse $z=z_r$. Faisons l'hypothèse selon laquelle le mode antisymétrique est à l'accord de phase du réseau de Bragg ($\lambda_a=\lambda_B$) et le mode symétrique en léger désaccord de phase.

Sur le trajet de propagation entre les abscisses $z=0$ et $z=z_r$, les supermodes ont accumulé la différence de phase $\phi_{z=0 \rightarrow z=z_r}$ telle que:

$$\phi_{z=0 \rightarrow z=z_r} = -(\beta_s - \beta_a) z_r \quad (\text{IV.28})$$

Après leur réflexion sur le réseau, cette phase devient en $z=0$:

$$\phi_{z=0} = -2(\beta_s - \beta_a) z_r + \tan^{-1} \left(-\frac{\beta_s - \beta_a}{\sqrt{\left(\frac{\pi \eta \Delta n}{\lambda_B}\right)^2 - (\beta_s - \beta_a)^2}} \tanh\left(\sqrt{\left(\frac{\pi \eta \Delta n}{\lambda_B}\right)^2 - (\beta_s - \beta_a)^2} L\right) \right)$$

(IV.29)

Après recombinaison des modes, selon la phase accumulée, une fraction de la puissance est transmise dans le port D et une autre est renvoyée dans le port A. Considérons le coupleur idéal caractérisé par son nombre de battement N_b ($N_b=1/2$ ou 1) et sa longueur L_c . Dans ce cas on peut exprimer la différence entre les constantes de propagation des deux modes par:

$$\beta_s - \beta_a = N_b \frac{2\pi}{L_c} \quad (\text{IV.30})$$

L'expression (IV.29) devient alors:

$$\phi_{z=0} = -\frac{4\pi}{L_c} N_b z_r + \tan^{-1} \left(-\frac{N_b}{\sqrt{\left(\frac{\eta L_c \Delta n}{2\lambda_B}\right)^2 - N_b^2}} \tanh\left(2\pi \sqrt{\left(\frac{\eta L_c \Delta n}{2\lambda_B}\right)^2 - N_b^2} \frac{L}{L_c}\right) \right) \quad (\text{IV.31})$$

D'après la relation (IV.7) on peut exprimer le rapport de la puissance transmise au port D sur la puissance renvoyée dans le port A: c'est l'isolation $I_{D/A}$ exprimée en dB telle que:

$$I_{D/A} = 20 \log\left(\tan\left(\frac{\phi_{z=0}}{2}\right)\right) \quad (32)$$

Cette isolation dépend donc de la position de l'extrémité z_r réseau, de la modulation d'indice Δn et de la longueur L du réseau .

Prenons le cas d'un coupleur $N_b=1$ dont la géométrie donne pour le deux supermodes une différence d'indice effectif $n_{eff_s}-n_{eff_a} \approx 8 \cdot 10^{-5}$ à la longueur d'onde de Bragg pour le mode antisymétrique de $\lambda_B=1545$ nm. Dans ce cas, $L_c \approx 19,3$ mm et nous posons $\eta=0,7$.

Nous faisons de plus l'hypothèse que les coefficients de couplage C entre les supermodes symétrique et anti-symétrique aller et retour, c'est à dire $C_{s+,s-}$ et $C_{a+,a-}$ sont égaux. En effet, dans ce cas, chaque supermode est renvoyé par le réseau de Bragg avec la même amplitude. Plus le recouvrement entre les supermodes et les réseaux de Bragg est important et plus la différence entre les coefficients de couplage sera réduite. Ainsi, dans le cas idéal où le réseau est inscrit dans toute la section du coupleur, $\eta=1$.

Pour deux valeurs de la modulation d'indice donnée, $\Delta n=1 \cdot 10^{-4}$, $\Delta n=1 \cdot 10^{-3}$, nous avons reporté sur la figure IV.19 la valeur de l'isolation de $I_{D/A}$ en fonction de la position normalisée z_r/L_c , c'est à dire en fonction de la position de l'extrémité du réseau dans la zone de couplage.

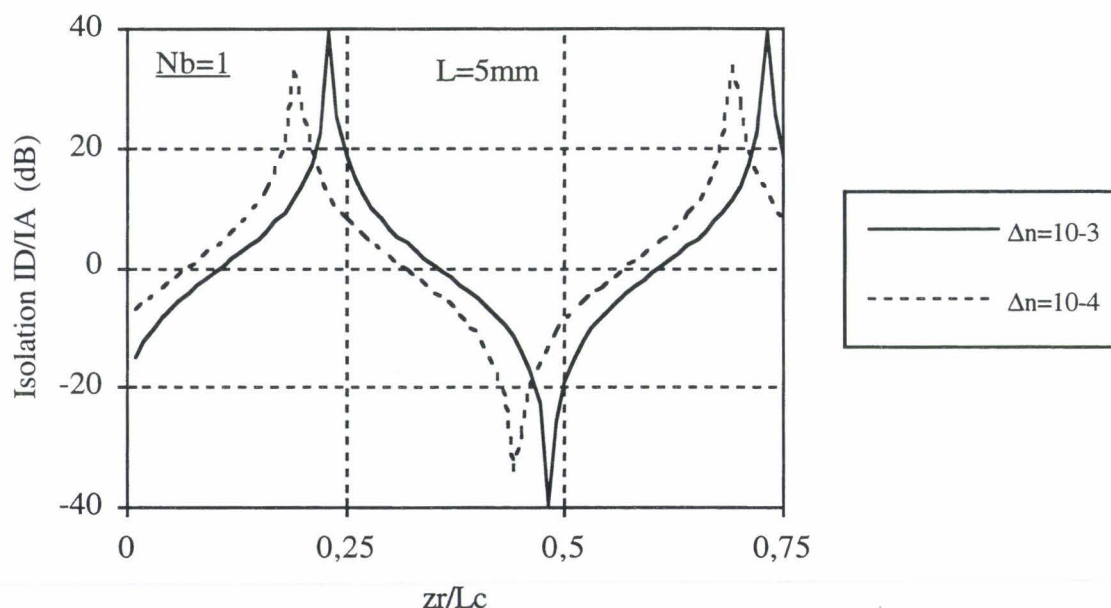


Figure IV.19: Isolation entre la puissance transmise dans le port D et celle transmise dans le port A pour $\Delta n=10^{-3}$ et $\Delta n=10^{-4}$, en fonction de la position du réseau le long du coupleur $N_b=1$.

L'isolation maximale n'est pas obtenue lorsque l'extrémité z_r du réseau se situe à la position $P(\pi/2)$ où la phase accumulée par les supermodes est de $\pi/2$ s'il n'y avait pas le réseau ($z_p=Lc/4$), mais lorsque cette extrémité est située avant ce point afin de tenir compte de la différence de phase introduite par le réseau de Bragg.

Si pour de faibles modulations d'indices ($\Delta n=10^{-4}$) la position idéale de l'extrémité du réseau est éloignée de $P(\pi/2)$ et elle tend à s'en rapprocher lorsque Δn augmente. Notons que lorsque l'isolation est négative, la fonction du multiplexeur est inversée, c'est à dire que le signal est majoritairement renvoyé dans le port d'entrée Port A au lieu d'être extrait.

Pour le coupleur $N_b=1/2$, nous avons aussi calculé la valeur de l'isolation entre les ports A et D (Figure IV.20).

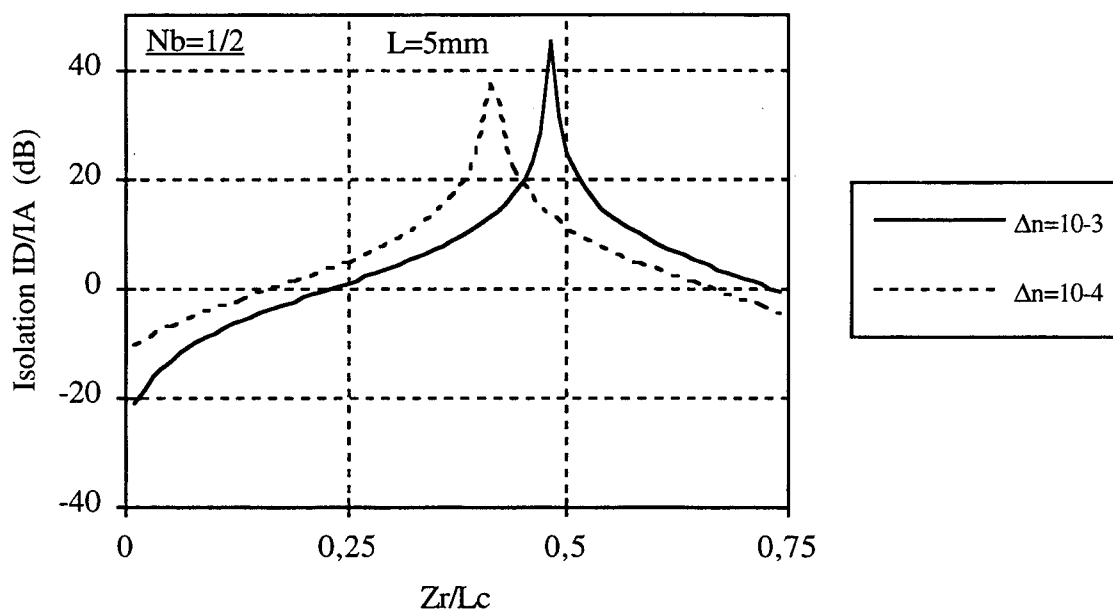


Figure IV.20: Isolation entre la puissance transmise dans le port D et celle transmise dans le port A pour $\Delta n=10^{-3}$ et $\Delta n=10^{-4}$ en fonction de la position du réseau le long du coupleur $N_b=1/2$.

Pour le cas du coupleur $N_b=1$ et $N_b=1/2$, nous avons reporté sur les figures IV.21 et IV.22 l'évolution de la position idéale de l'extrémité z_r du réseau en fonction de l'amplitude de modulation dans le cas d'un réseau de longueur $L=5\text{mm}$ afin d'obtenir l'extraction du signal avec une isolation maximale.

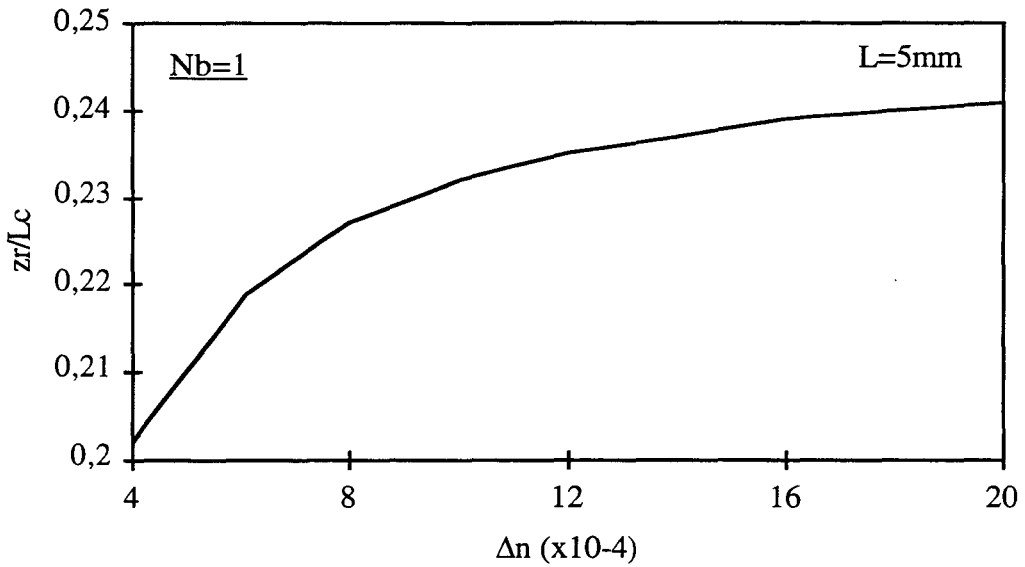


Figure IV.21 : Coupleur $N_b=1$: position idéale de l'extrémité du réseau pour l'obtention de l'isolation maximale $I_{A/D}$ en fonction de Δn .

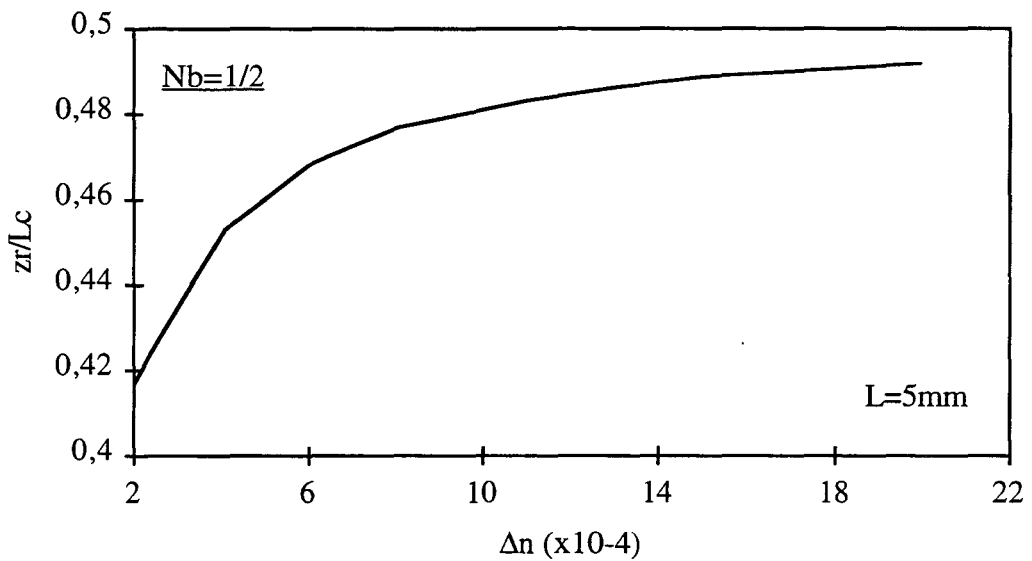


Figure IV.22: Coupleur $N_b=1/2$: position idéale de l'extrémité du réseau pour l'obtention de l'isolation maximale $I_{A/D}$ en fonction de Δn .

On peut conclure de ces courbes que la position de l'extrémité du réseau dans le coupleur doit être précisément choisie afin de maximiser l'isolation entre le port d'extraction Port D et le port d'entrée Port A. Cette position optimale doit être déterminée en fonction de l'amplitude de modulation Δn envisagée pour l'inscription du réseau de longueur L car, pour une position z_r donnée, l'isolation résultante entre les Port A et D dépend de Δn .

δ : Notion de profondeur de pénétration d'une onde dans un réseau de Bragg

L'évolution de la différence de phase introduite par le réseau de Bragg en fonction de la modulation d'indice peut être interprétée en considérant que le réseau de longueur L renvoie le mode en un point virtuel dont la position dépend de la modulation d'indice Δn et de L . En effet, prenons l'exemple d'un réseau de Bragg de longueur $L=5$ mm, $\lambda_B=1549$ nm inscrit dans une fibre standard. Nous avons reporté sur la figure IV.23, l'amplitude normalisée du mode aller en fonction de l'abscisse z le long du réseau pour quatre valeurs de l'amplitude de modulation d'indice $\Delta n=4 \cdot 10^{-4}$, $\Delta n=6 \cdot 10^{-4}$, $\Delta n=1 \cdot 10^{-3}$ et $\Delta n=2 \cdot 10^{-3}$ à la longueur d'onde de Bragg λ_B .

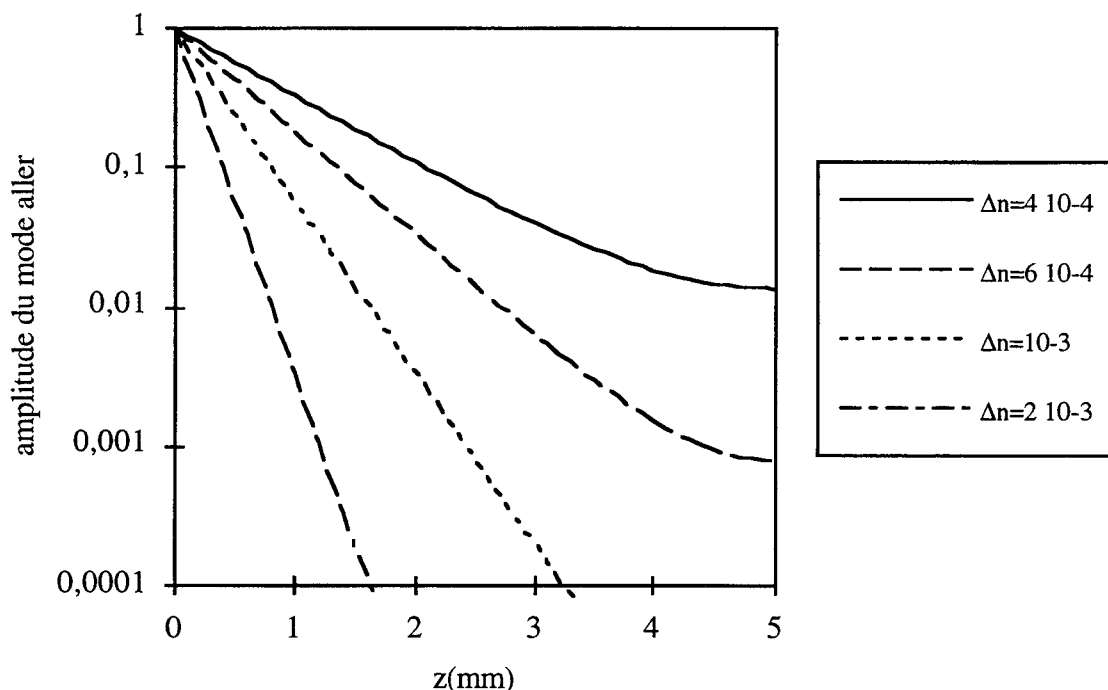


Figure IV.23: Amplitude normalisée du mode aller en fonction de z le long du réseau de Bragg de longueur $L=5$ mm pour différentes valeurs de Δn .

On constate qu'en échelle logarithmique, la décroissance de l'amplitude normalisée du mode aller est quasiment linéaire avec la position z le long du réseau de Bragg pour $\Delta n \cdot L > 2 \cdot 10^{-7}$. On peut alors faire l'approximation selon laquelle l'amplitude du mode aller est une fonction exponentielle de la position z le long du réseau telle que:

$$A(z) = \exp(-2Cz) \quad (33)$$

Lorsque le réseau est très réflecteur, on peut faire intervenir la notion de profondeur de pénétration z_p du mode dans le réseau de Bragg. Par analogie avec d'autres phénomènes physique, la profondeur de pénétration ou profondeur de peau, dépend des caractéristiques du réseau de Bragg. Ainsi, nous proposons z_p comme étant la distance pour laquelle l'amplitude normalisée $A(z)$ vaut $1/e$. Dans ces conditions, z_p s'écrit:

$$z_p = \frac{\lambda_B}{2\pi \eta \Delta n} \quad (34)$$

La profondeur de pénétration de l'onde à la longueur d'onde de Bragg dans le réseau de longueur L dépend donc de la modulation d'indice Δn . Lorsque Δn augmente, le réseau devient de plus en plus réflecteur et la profondeur de pénétration diminue (figure IV.24).

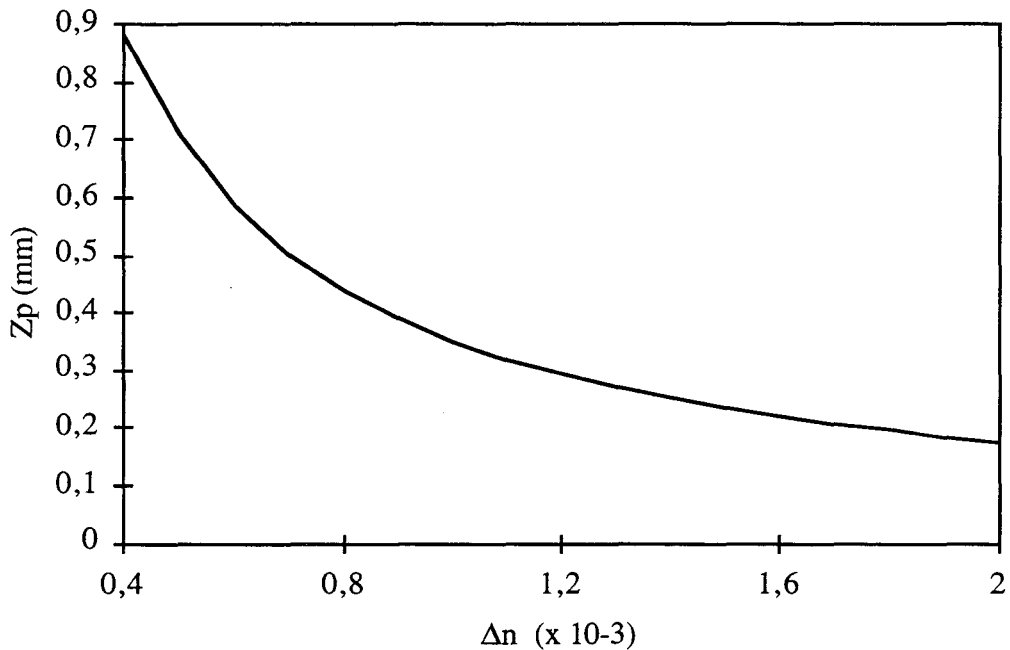


Figure IV.24: Profondeur de pénétration z_p de l'onde dans le réseau de Bragg de longueur $L=5$ mm en fonction de Δn à la longueur d'onde de Bragg.

Nous avons montré par la relation IV.27 que la différence de phase introduite par le réseau de Bragg entre l'onde retour à la longueur d'onde de Bragg λ_B et l'onde retour à la longueur d'onde λ dépendait de L et Δn . Les ordres de grandeurs obtenus pour la profondeur de pénétration dans le réseau sont alors comparables aux valeurs des distances [$z_r: P(\pi/2)$] obtenues sur la figure IV.19. Ainsi pour $L=5$ mm et $\Delta n=10^{-3}$, $z_p \approx 0,35$ mm et [$z_r: P(\pi/2)$] $\approx 0,33$ mm.

IV.1.3.c Position optimale du réseau de Bragg dans la zone de couplage du coupleur à fibre

En tenant compte de la différence de phase introduite par le réseau de Bragg, nous pouvons schématiser la position idéale des extrémités du réseau de longueur L dans la zone de couplage de longueur L_c du coupleur afin d'obtenir une extraction de signal optimale.

Cas du coupleur $N_b=1/2$:

Lorsque la longueur d'onde à extraire est injectée par le port A, l'extraction ne peut être optimale dans le port D qu'en configuration asymétrique, c'est à dire lorsque l'une des extrémités z_r du réseau se situe près du centre du coupleur, $P(\pi/2)$ comme montré sur la figure IV.25 . D'après les courbes d'isolation $I_{D/A}$ montrées sur la figure IV.20, l'extrémité z_r se situe avant le point $P(\pi/2)$ et la distance $[z_r : P(\pi/2)]$ dépend de L et Δn .

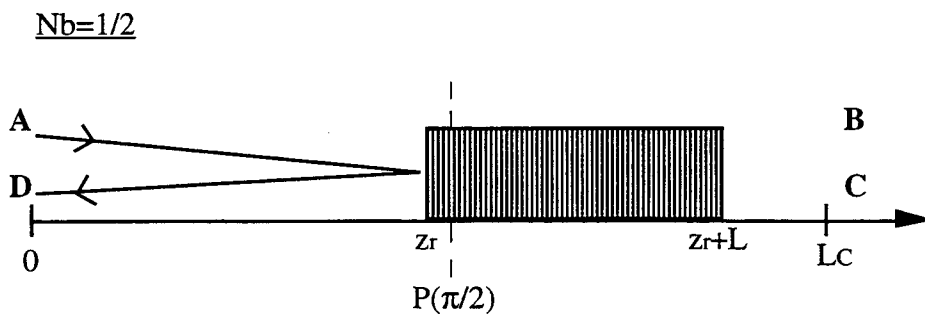


Figure IV.25: Position du réseau de Bragg dans la zone de couplage du coupleur $N_b=1/2$ en configuration d'extraction optimale dans un seul des ports du coupleur.

Dans ce cas, l'isolation $I_{D/A}$ est maximale. Lorsque l'injection se fait par le port B, une grande partie du signal sera renvoyé dans le port B, l'isolation $I_{C/B}$ ne sera pas bonne et dépendra de la distance $[z_r+L : L_c]$ ainsi que de L et Δn (figure IV.25).

Cependant, l'extraction du signal des deux côtés du coupleur (respectivement au port D et port C) lorsque le signal à extraire est injecté par le port A ou port B, est possible en configuration non optimisée, c'est à dire avec des isolations $I_{D/A}=I_{C/B}$ qui ne sont pas maximales. Cette configuration est décrite sur la figure IV.26.

Dans ce cas, il faut que les extrémités du réseau, z_r et z_r+L , ne soient pas situées en dehors du segment constitué par les points $P(\pi/4)$ et $P(3\pi/4)$ dans quel cas l'inversion de l'isolation $I_{A/D}$ (resp. $I_{B/C}$) apparaît.

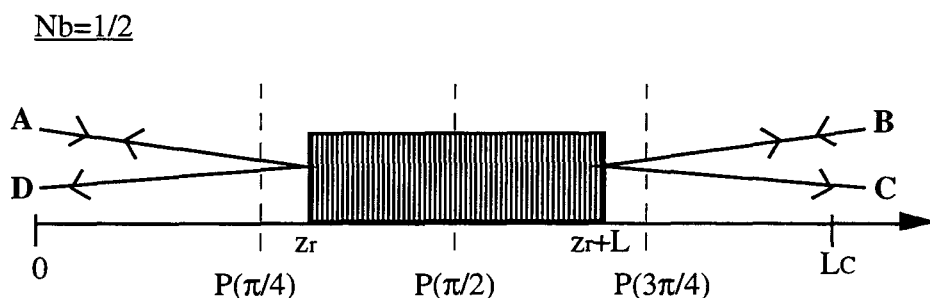


Figure IV.26: Position du réseau de Bragg dans la zone de couplage du coupleur Nb=1/2 en configuration d'extraction non optimale dans les deux ports D et C.

Cas du coupleur Nb=1:

La position des extrémités z_r et z_r+L du réseaux de Bragg se situe au voisinage des points $P(\pi/2)$ et $P(3\pi/2)$. Lorsque le signal à extraire est injecté en A (resp. B), l'extraction est optimale avec une forte isolation dans le port D (resp.C) (figure IV.27). Le fonctionnement optimal est obtenu de façon symétrique.

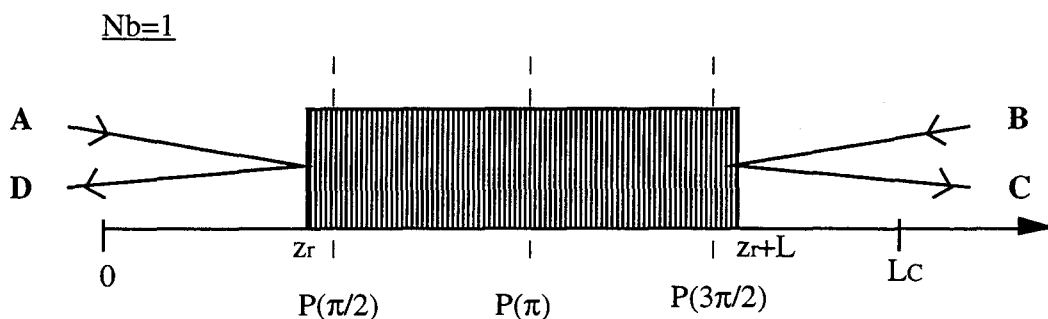


Figure IV.27: Position du réseau de Bragg dans la zone de couplage du coupleur Nb=1 en configuration d'extraction optimale des deux côtés D et C.

Les distances $[z_r : P(\pi/2)]$ et $[z_r+L : P(3\pi/2)]$ optimales dépendent de L et Δn et déterminent les taux d'isolation $I_{A/D}$ et $I_{B/C}$.

IV.1.4. Conclusion sur la partie IV.1

Nous avons décrit les configurations proposées pour la réalisation d'un Multiplexeur d'Insertion/Extraction de longueur d'onde basé sur l'association d'un réseau de Bragg et de deux circulateurs optiques, et basé sur l'inscription de deux réseaux de Bragg identiques dans les bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder à fibre.

Une nouvelle configuration basée sur l'inscription d'un réseau de Bragg dans la région de couplage d'un coupleur à fibre a été proposée.

Le coupleur à fibre est un composant symétrique comportant deux ports d'entrée et deux ports de sortie. En insérant un réseau de Bragg au centre du coupleur, on réalise un multiplexeur insertion/extraction de longueur d'onde. Ce multiplexeur ne fonctionne en configuration insertion et extraction que si l'extraction de l'onde à la longueur d'onde de Bragg est possible quel que soit le port d'entrée d'un signal optique dans le coupleur. Les performances du multiplexeur sont optimales lorsque l'isolation optique entre le port d'entrée et le port d'extraction de l'onde est maximale.

Nous avons montré que le fonctionnement du multiplexeur est optimal lorsque les deux supermodes se propageant dans le coupleur et réfléchis par le réseau de Bragg, ont accumulé une différence de phase de π (ou $2p+1$) π lors de leur trajet aller-retour entre l'entrée du coupleur et le réseau de Bragg. Cette différence de phase accumulée dépend fortement de la position des extrémités du réseau de Bragg dans le coupleur. En effet, elle dépend de la distance parcourue par les deux modes entre l'entrée du coupleur et le réseau, ainsi que de la différence de phase introduite par le réseau de Bragg et qui dépend elle-même de la longueur L et de l'amplitude de modulation d'indice Δn .

Dans cette partie, nous avons simplifié la nouvelle configuration en faisant l'hypothèse que la partie effilée du coupleur était uniforme et que l'évolution de la phase accumulée φ par les supermodes lors de la propagation dans le coupleur était linéaire avec la distance parcourue, variant de 0 à π pour le coupleur 100% et de 0 à 2π pour le coupleur 0%. Or, la réalité de la fabrication expérimentale des coupleurs montre que ce n'est pas encore le cas au moment de la rédaction de ce mémoire, et qu'il faut tenir compte de la géométrie du coupleur pour la détermination des caractéristiques du réseau de Bragg à inscrire. Ce sont ces conditions expérimentales que nous décrivons dans la partie suivante.

IV.2. MISE EN PLACE EXPERIMENTALE POUR LA REALISATION DU MULTIPLEXEUR BASE SUR L'INSCRIPTION D'UN RESEAU DE BRAGG DANS UN COUPLEUR

L'inscription d'un réseau de Bragg dans la zone de couplage d'un coupleur nécessite la résolution de plusieurs problèmes technologiques.

En effet, réalisé par la méthode de fusion et étirage, le coupleur directionnel à fibre est constitué d'une zone effilée dans laquelle le diamètre des deux fibres est réduit. Classiquement, la valeur du diamètre final varie entre 0,1 et 0,3 fois celle du diamètre initial, et le coeur de la fibre qui n'est presque plus guidant, devient négligeable. Par conséquent, les supermodes se propageant dans le coupleur sont étendus sur tout le guide d'onde que constituent la gaine optique et le reste du coeur. Afin de réfléchir les supermodes à la longueur d'onde de Bragg λ_B , il est nécessaire d'inscrire le réseau de Bragg sur une grande partie de la section du coupleur. La réalisation d'une fibre adaptée à gaine photosensible

est alors imposée. Dans cette partie, nous détaillons la mise en place expérimentale pour la réalisation du multiplexeur basé sur l'insertion d'un réseau de Bragg dans un coupleur à fibre.

Pour la réalisation des coupleurs par la méthode de fusion et étirage, nous avons entrepris une collaboration avec le Laboratoire des Fibres Optiques de l'Ecole Polytechnique de Montréal, dont les chercheurs sont spécialistes du domaine. De plus, ils ont mis au point les programmes de calcul [Gonthier 1993] [Daxhelet 1996] de la propagation des ondes dans les coupleurs quelle que soit leur géométrie et ont calculé à notre demande les réponses des multiplexeurs étudiés dans la suite de cette thèse.

IV.2.1 Réalisation de coupleurs à fibre par le procédé de fusion et étirage

La réalisation des coupleurs directionnels 0% et 100% est basée sur la méthode de la fusion et de l'étirage de deux fibres optiques adjacentes. En effet, la fusion² des deux fibres permet de favoriser un rapprochement donné entre les deux coeurs et l'étirage permet l'effilement de la structure fusionnée et ainsi le couplage. Sur la figure IV.28 le principe de la fusion des deux fibres est décrit.

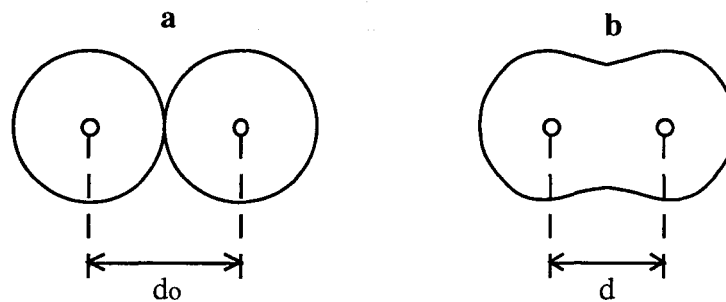


Figure IV.28: Profil transversal du centre du coupleur avant "fusion" (a) et après "fusion" (b).

Lorsque les deux fibres sont maintenues tangentes, la distance entre deux coeurs des fibres est égale à " d_0 ". Lorsque les deux fibres sont fusionnées, la distance " d " entre les deux coeurs est inférieure à d_0 . Les tensions superficielles agissant sur la matière fondue tendent à rendre cylindrique l'ensemble des deux fibres. Cette répartition de matière donne une forme en "huit" au profil transversal du coupleur. On introduit alors un paramètre qui caractérise cette fusion: c'est le degré de fusion " f " [Gonthier 1993].

² Nous utilisons le terme de fusion pour décrire un phénomène qui en réalité se situe à une température en dessous de la température de fusion de la silice. En effet, la fibre n'est pas conduite à son état liquide mais dans un état de ramollissement.

Avant la fusion, $f = 0$ et lorsque les deux fibres sont complètement fusionnées et donnent une forme de gaine parfaitement cylindrique, $f = 1$. On réalise généralement des coupleurs avec des paramètres de fusion compris entre 0.1 et 0.9.

Une fois les deux fibres soudées sur une longueur L , la structure est étirée, c'est à dire qu' on lui fait subir un effilement homothétique (figure IV.29). C'est l'effilement de la structure fusionnée qui permet de coupler le mode guidé en deux supermodes.

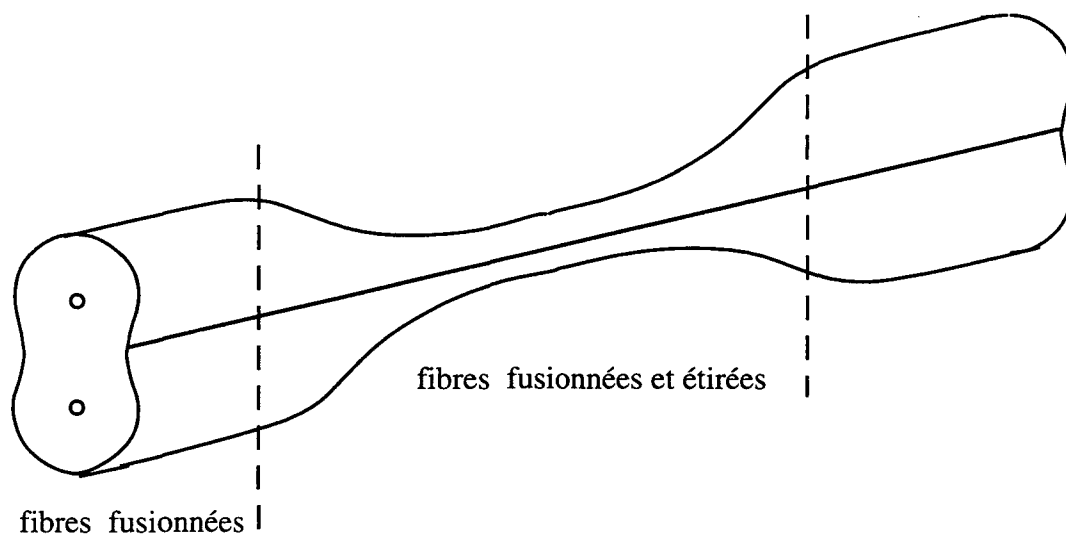


Figure IV.29: Profil longitudinal du coupleur fusionné et étiré.

Un schéma simplifié du dispositif expérimental de réalisation est présenté sur la figure IV.30. Les deux fibres à coupler sont dénudées de leur revêtement plastique et maintenues tangentes sur deux plateaux portés par deux platines de translation commandées par un ordinateur. Entre les deux plateaux, un espace de quelques centimètres est conservé afin de pouvoir approcher et déplacer une micro-torche de propane/oxygène chauffant les fibres entre 1000°C et 1200°C. Cette même micro-torche est maintenue sur une platine de translation afin de permettre son déplacement rapide sur plusieurs millimètres le long de l'axe des fibres.

Lors de la fusion, les deux platines de translation qui maintiennent les deux plateaux sont à l'arrêt. La flamme fournie par la micro-torche est déplacée le long des fibres afin d'obtenir la fusion de celles-ci. Lorsque le profil de fusion désiré est atteint, la flamme est retirée. L'estimation du degré de fusion se fait au travers d'un microscope binoculaire positionné au dessus du montage expérimental. Lors de l'étirage, les deux platines motorisées sont actionnées et vont tirer en sens opposés alors que la flamme balaye la partie préalablement "fusionnée".

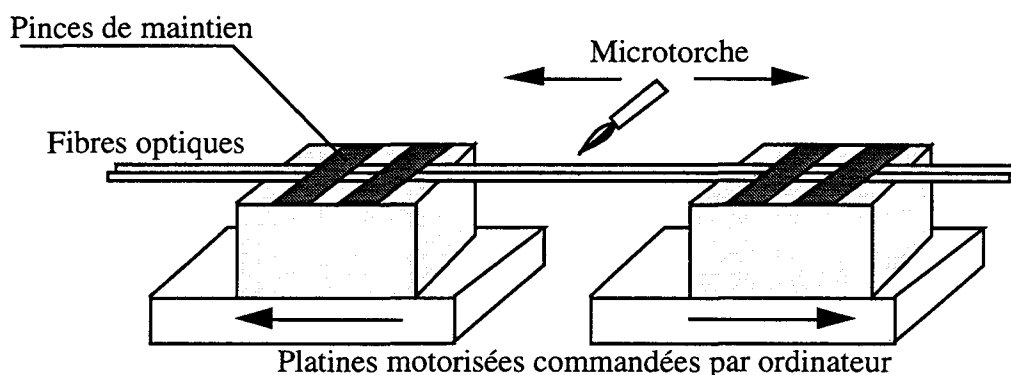


Figure IV.30: Schéma de réalisation expérimentale de coupleurs par la méthode de fusion et étirage.

Le contrôle des caractéristiques du coupleur durant la réalisation se fait en injectant dans une des fibres un signal lumineux à une longueur d'onde (typiquement 1552 nm) émis par une diode et en mesurant l'intensité de ce signal en sortie de cette même fibre ainsi qu'en sortie de la seconde fibre avec un détecteur optique.

Nous avons monté dans nos laboratoires un tel dispositif. Cependant, nous l'avons exclusivement dédié à la réalisation de fibres effilées. Les coupleurs ont été réalisés à l'École Polytechnique de Montréal dont les chercheurs ont mis au point un dispositif élaboré de fabrication (micro-torches spéciales, maintien des fibres optimisé).

IV.2.2 Nécessité de réaliser une fibre à gaine photosensible

La réalisation de coupleurs directionnels à fibre est basée sur la fusion des deux fibres et l'étirage de la structure obtenue. Lors de l'étirage à lieu l'excitation des supermodes. C'est pourquoi, afin de permettre l'échange d'énergie entre les deux coeurs des deux fibres, une fibre de type standard à trois échelons d'indice, la coeur, la gaine optique et le milieu extérieur est préférable. Cette structure permet ainsi de minimiser les pertes lors de la réalisation. En effet, la présence de toute gaine optique supplémentaire est susceptible de créer une barrière empêchant cet échange de puissance. Le profil d'indice du coupleur idéal est présenté sur la figure IV.31.

Généralement, les fibres standards en échelon type SMF28 de Corning contiennent du germanium dans le coeur et ont une gaine optique en silice. Or, pour l'inscription de réseaux de Bragg dans la zone effilée du coupleur, il est nécessaire d'utiliser une fibre en échelon, possédant une gaine optique photosensible.

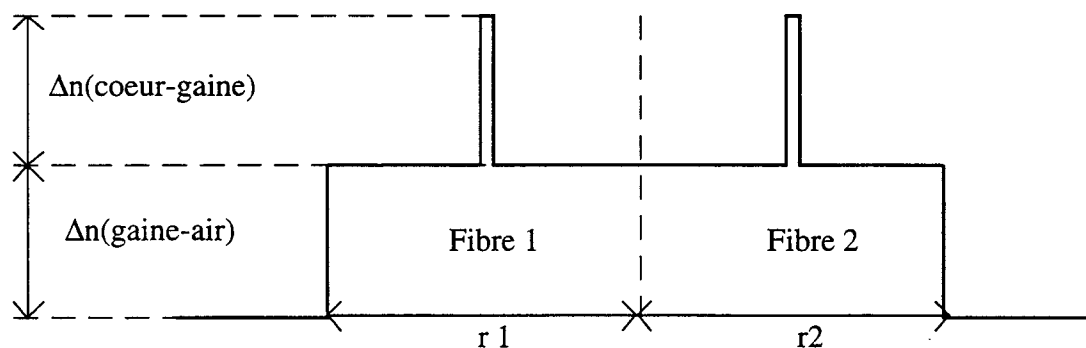


Figure IV.31: Profil d'indice idéal du coupleur à fibre

Nous avons réalisé une telle fibre à gaine optique photosensible. La méthode de réalisation des fibres optiques au sein de notre laboratoire est basée sur la MCVD (Modified Chemical Vapour Deposition). La préforme dopée donnant la base du coeur de la fibre et de sa gaine optique est obtenue par le dépôt de dopants en phase vapeur dans un tube de silice. La présence du tube dans la préforme apporte un échelon supplémentaire dans le profil d'indice de la fibre (figure IV.32).

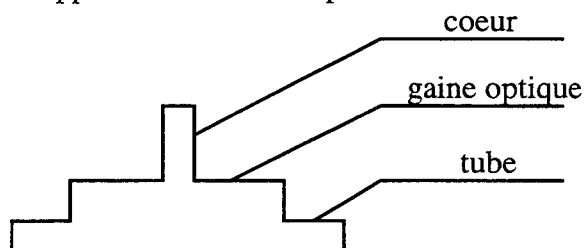


Figure IV.32: Profil d'indice d'une fibre contenant un tube de silice en périphérie.

Afin de réaliser une fibre en échelon du type fibre standard, comportant une gaine photosensible, il est nécessaire de doper la gaine optique avec du germanium et de compenser l'augmentation de l'indice de réfraction de cette même gaine optique par rapport à l'indice du tube par un dopage au fluor ou au bore par exemple (figure IV.33). Ces dopants ont la propriété de diminuer l'indice de réfraction de la matrice de silice. Nous utilisons le fluor pour ces expériences.

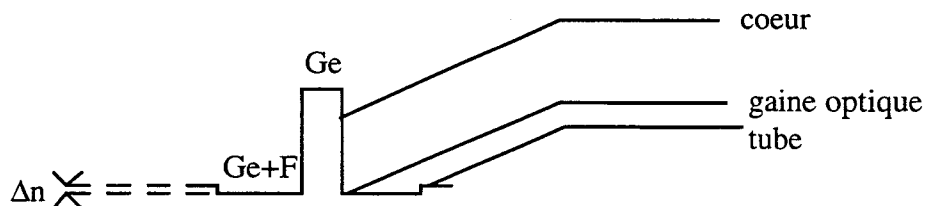


Figure IV.33: Schéma du profil d'indice d'une fibre dont la gaine optique est dopée au Germanium pour la rendre photosensible et au Fluor afin d'égaliser son indice avec celui du tube.

L'égalisation parfaite des indices de réfraction de la gaine optique et du tube est impossible à obtenir et il subsiste un léger saut d'indice Δn comme présenté sur la figure IV.33. Il faut de plus tenir compte d'un accroissement de l'indice de la silice dopée après le fibrage.

Cependant, nous avons pu réaliser avec succès des fibres optiques dont l'écart Δn est minimisé. A titre d'exemple, le profil d'indice d'une telle fibre Alcatel 2795A est présenté sur la figure IV.34.

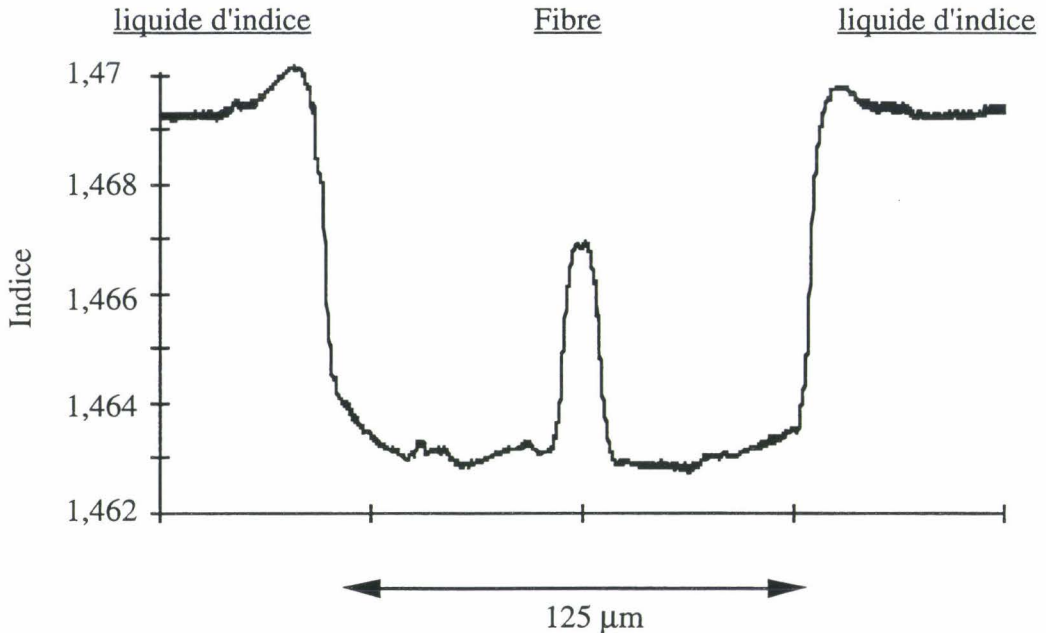


Figure IV.34: Profil d'indice de la fibre 2795A mesuré par la méthode de champ proche réfracté (mesures réalisées à L'École Polytechnique de Montréal :EPM).

Le liquide d'indice utilisé est du glycérol. Dans la préforme correspondante, le coeur contient 5,5 % de germanium et les sauts d'indice entre le coeur et la gaine optique et entre la gaine et le tube sont présentées dans le tableau Tab.IV.2.

Préforme	Δn (coeur-gaine)	$\approx 6 \cdot 10^{-3}$
2795A	Δn (gaine-tube)	$\approx 0,2 \cdot 10^{-3}$

Tab.IV.2: Sauts d'indices de la préforme 2795A.

Ce sont les coupleurs $N_b=1$ et $N_b=1/2$ réalisés dans cette fibre qui ont été majoritairement utilisés pour l'étude des multiplexeurs insertion/extraction de longueur d'onde

IV.2.3 Un problème rencontré lors de la réalisation du coupleur: la modification du profil radial de l'indice de réfraction

La fibre que nous utilisons pour la réalisation du coupleur possède une gaine dopée au germanium et au fluor. Si le fluor est utile pour ajuster l'indice de la gaine avec celui de tube, en revanche il perturbe la réalisation du coupleur à cause de sa diffusion. En effet, aux températures de

fusion et d'étirage ($1000^{\circ}\text{C} < T < 1200^{\circ}\text{C}$), le fluor diffuse beaucoup plus vite que le germanium. Par conséquent, il va se déplacer et bouleverser le profil d'indice des fibres: le profil en échelon typique obtenu d'une fibre standard SMF28 va être déformé. Il présente alors deux barrières d'indice de part et d'autre du coeur. Si l'on considère de plus le phénomène de relâchement des contraintes lors du chauffage, l'étude de l'évolution du profil d'indice de la fibre lors du chauffage s'avère important pour la mise au point d'un protocole de réalisation des coupleurs dans ce type de fibres.

Afin de mettre en évidence la modification du profil d'indice, la fibre est chauffée durant plusieurs minutes. Le protocole de chauffage consiste à déplacer rapidement la flamme en mouvement d'aller-retour sur 2 à 3 cm de telle sorte que la fibre soit balayée. Nous avons alors comparé le comportement de la fibre 2795A avec celui de la fibre standard SMF28.

Sur la fibre SMF28 de Corning, nous avons demandé aux chercheurs du Laboratoire de Fibres Optiques de l'Ecole Polytechnique de Montréal de chauffer des portions de fibre dans les mêmes conditions expérimentales que lors de la réalisation de coupleurs. Les profils d'indices sont ensuite mesurés par la méthode de champ proche réfracté avant chauffage et après 1000, 2000 et 4000 secondes de chauffage. Ces profils d'indice sont présentés respectivement sur les figures IV.35, IV.36, IV.37 et IV.38.

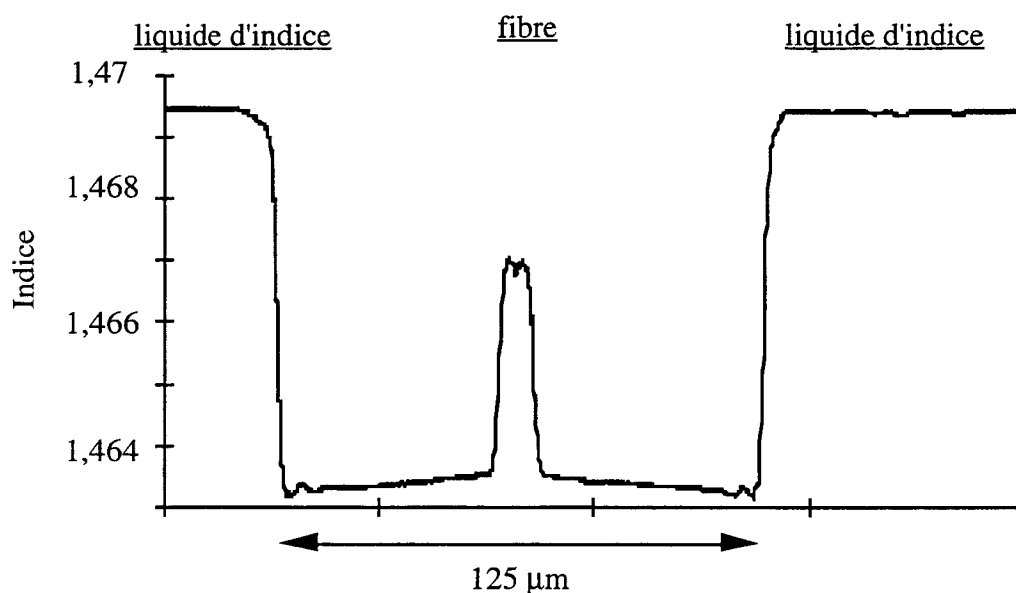


Figure IV.35: Profil d'indice de la fibre SMF28 avant chauffage (mesuré par EPM).

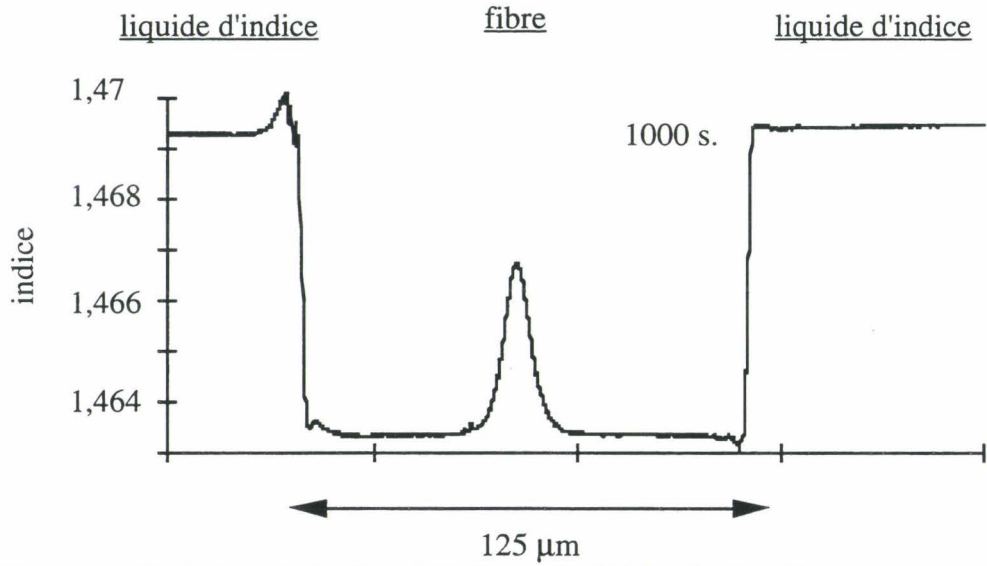


Figure IV.36: Profil d'indice de la fibre SMF28 après 1000 s de chauffage (mesuré par EPM).

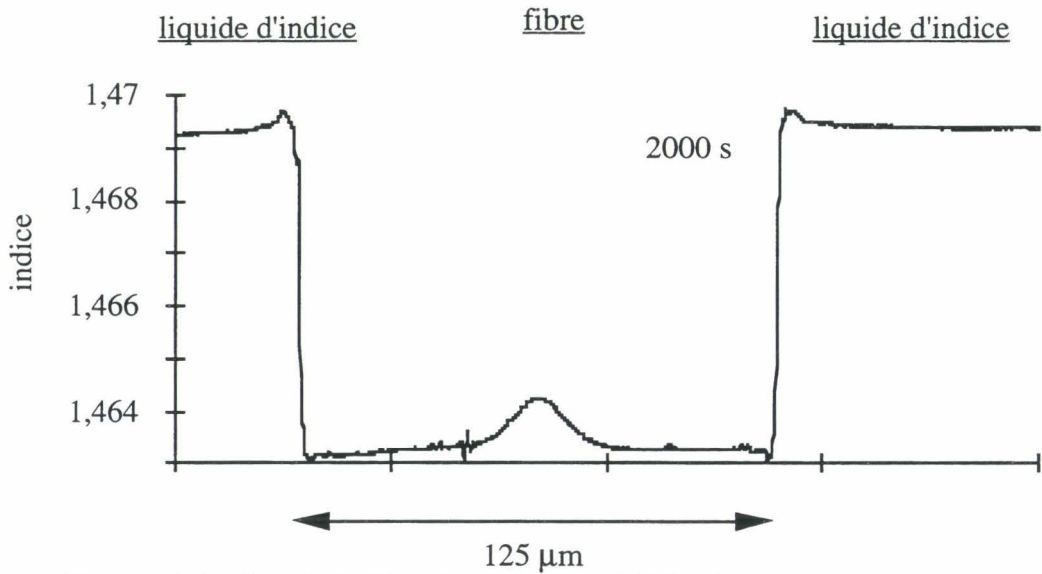


Figure IV.37: Profil d'indice de la fibre SMF28 après 2000 s de chauffage (mesuré par EPM).

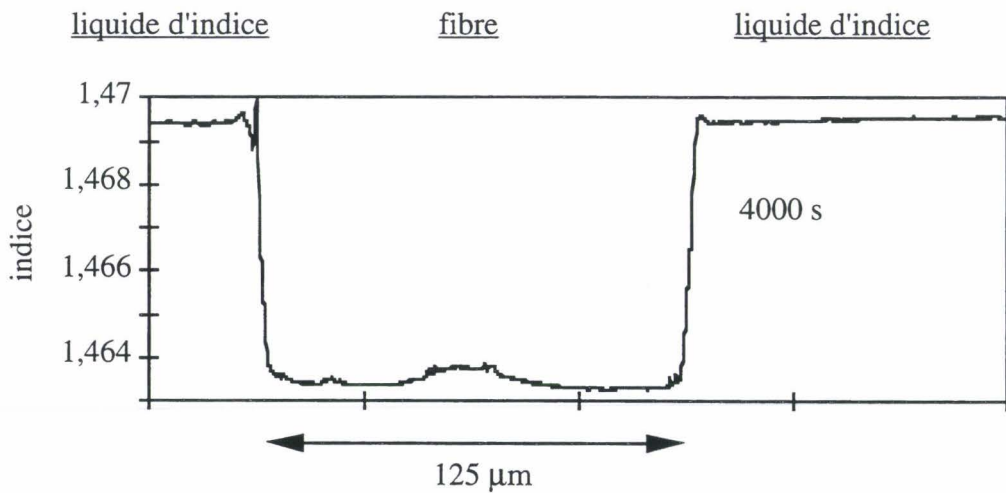


Figure IV.38: Profil d'indice de la fibre SMF28 après 4000s de chauffage (mesuré par EPM).

On constate qu'après 1 heure de chauffage, le germanium a complètement diffusé dans la fibre et le coeur est quasiment absent. Ce phénomène avait été mis en évidence par [McLandrich 1988]. Cependant, dans cette fibre standard, le guidage dans le coeur reste possible même après plusieurs dizaines de minutes de chauffage dans la mesure où le coeur, bien qu'écrasé, peut encore guider la lumière alors que la gaine optique, qui n'est pas dopée, reste quasiment inchangée.

Sur la fibre 2795A, nous avons pu constater que le profil d'indice était rapidement modifié après 350s de chauffage (figure IV.39). Dans ce cas, il y a une remontée d'indice dans la gaine qui est attribuée en particulier à la diffusion des dopants de la gaine. Ces remontées créent des barrières au couplage et induisent des fortes pertes.

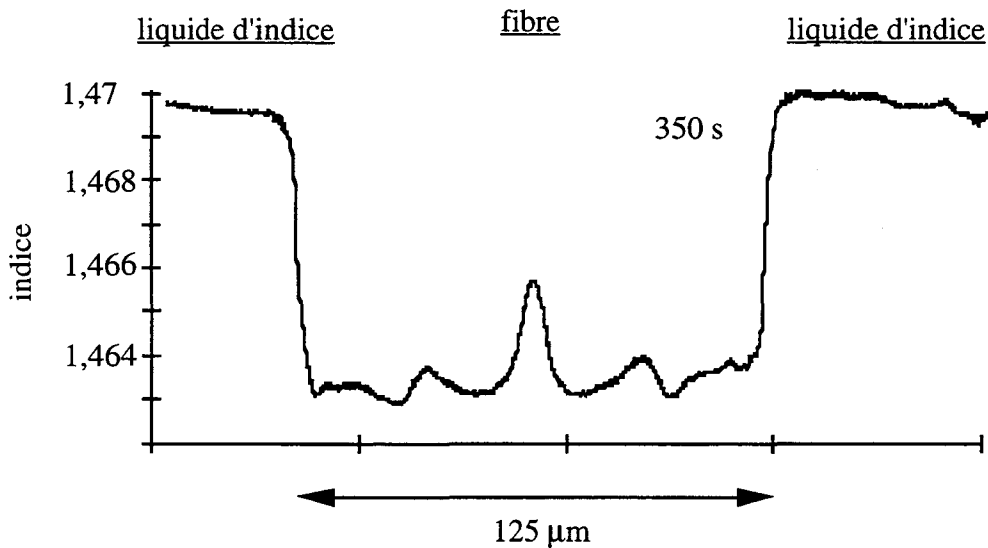


Figure IV.39: Profil d'indice de la préforme 2795A après 350 s de chauffage (mesuré par EPM).

La réalisation de coupleurs 100% et 0% dans ce type de fibre requiert donc la mise au point d'une méthodologie expérimentale adaptée qui tienne compte de la diffusion des dopants. En effet, la température de fusion, comprise entre 1000 et 1200°C, dépend du dopage de la gaine. Plus la gaine est dopée et plus la température de fusion est à basse température. Lors de la réalisation des coupleurs, durant l'étape de fusion, la diffusion des dopants risque d'être asymétrique si le chauffage des fibres se fait de façon latérale, alors qu'elle est symétrique si le chauffage se fait perpendiculairement au plan constitué par les deux fibres côte à côte. Dans le cas d'une asymétrie, des pertes de puissance sont enregistrées et correspondent à la présence d'autres supermodes générés, le critère d'adiabaticité n'étant pas respecté [Gonthier 1993].

Ainsi, pour la fibre 2795A, le degré de fusion des fibres est minimisée ($f < 0,2$) et cette fusion continuera légèrement durant l'étirage. La fibre est alors balayée sur une longue distance (≈ 12 mm) par la micro-torche. Les caractéristiques des coupleurs obtenus avec cette fibre sont comparables à celles obtenues avec la fibre standard: de faibles pertes d'insertion mesurées ($< 0,1$ dB) et une isolation de 25 dB obtenue pour un coupleur $N=1/2$ [Martineau 1997].

IV.3. REALISATION DE MULTIPLEXEURS BASES SUR L'INSCRIPTION D'UN RESEAU DE BRAGG DANS LA ZONE DE COUPLAGE D'UN COUPLEUR.

Nous avons détaillé le principe de fonctionnement des multiplexeurs réalisés et la nécessité de tenir compte de la phase accumulée par les supermodes lors de la propagation dans la zone de couplage, ainsi que la mise en place expérimentale de réalisation des coupleurs et l'inscription des réseaux de Bragg.

Le lecteur se reportera à la figure IV.13 pour la description des noms caractérisant chaque voie du coupleur. Pour l'inscription des réseaux de Bragg, nous avons utilisé la méthode de l'inscription à l'aide d'un masque de phase. Deux laser UV à 240 nm ont été utilisés: le laser à colorant doublé en fréquence pompé par un laser pulsé à excimère à 308nm (fréquence d'irradiation de 10 Hz), et le laser pulsé à excimère KrF (fréquence d'irradiation de 20 Hz). Dans chaque expérience présentée, la densité d'énergie reçue par la fibre sera spécifiée. Les réponses spectrales des composants ont été caractérisées à l'aide d'un analyseur de spectre optique et d'une source large bande lors de l'inscription du réseau, et à l'aide d'une source accordable et d'un détecteur optique après inscription: ces dispositifs de mesures sont reportés dans l'annexe C. Enfin, tous les composants ont été préalablement chargés en hydrogène à température ambiante et à haute pression (≈ 160 bar) afin d'accroître leur photosensibilité.

Notons que l'étude de la photosensibilité des fibres chauffées à haute température, non étirées et étirées, constitue un travail de recherche important. Elle nécessite l'étude des dynamiques d'inscription et de vieillissement pour des fibres présentant différents taux de dopage. Dans le cadre de cette thèse, nous n'avons pas mené ce travail d'investigation.

Dans cette partie, nous abordons la réalisation des multiplexeurs insertion/extraction de longueur d'onde.

IV.3.1 Résultats obtenus avec des coupleurs 100% réalisés dans la fibre standard

La photosensibilité des fibres est liée à la concentration en germanium présent dans la zone d'inscription. Lors de la réalisation des coupleurs dans la fibre standard, le diamètre de la structure fusionnée a subi une réduction variant de 1/3 à 1/4 de sa valeur initiale. A cause de la diffusion de germanium à haute température, la quantité de germanium dans le coeur est nettement réduite et répartie dans le coeur résiduel et la gaine optique. Par conséquent, la photosensibilité de la zone effilée irradiée à 240nm est réduite si on la compare avec celle de la fibre standard initiale non étirée.

Bien que nous ayons chargé en hydrogène le coupleur, la photosensibilité résultante n'est pas suffisante pour l'obtention de modulation d'indice de l'ordre de 10^{-3} .

Nous avons inscrit un réseau dans la zone de couplage d'un coupleur réalisé avec de la fibre standard. Les paramètres de ce réseau sont décrits dans le tableau tab.IV.3.

Période	Longueur	Densité d'énergie	(r/ro) min
532,5 nm	3.1 mm	100mJ/cm ²	0.3

Tab.IV.3: Caractéristiques des réseaux inscrits dans la zone de couplage du coupleur réalisé dans la fibre standard.

Sur les figures IV.40, et IV.41 sont représentées les réponses spectrales résultantes de l'inscription du réseau lorsque le signal est injecté par le port A. La photosensibilité étant réduite, des réseaux avec des isolations de seulement 0,5 dB sont obtenus. Dans ce cas, si on tient compte des pertes de soudures, le coupleur est dit 100% mais on constate que l'isolation entre les ports de sortie Port B et Port C est seulement de 8 dB et celle entre les port D et port A de 12 dB. Cette isolation est liée comme nous l'avons vu précédemment à la position de l'extrémité du réseau dans la zone de couplage.

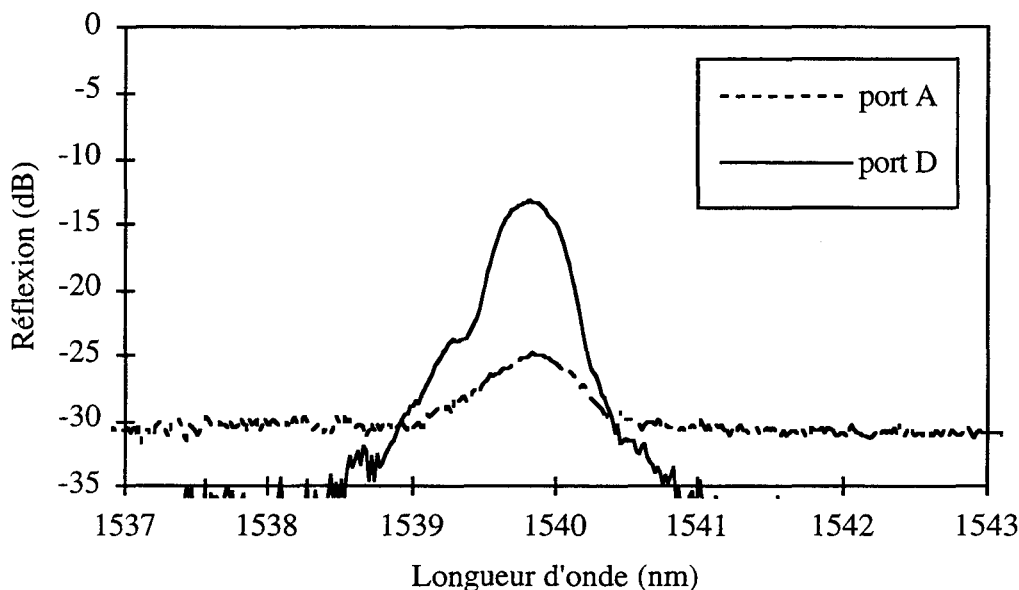


Figure IV.40: Inscription d'un réseau de Bragg dans la zone de couplage du coupleur 100% réalisé dans la fibre SMF28 : transmission dans les Ports A et D lorsque le signal est injecté par le Port A.

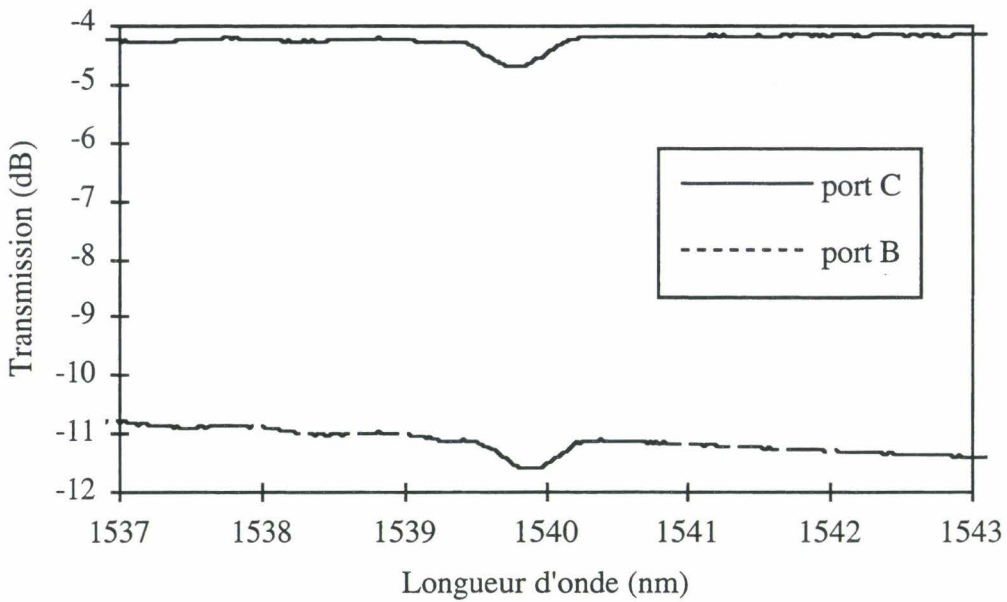


Figure IV.41: Inscription d'un réseau de Bragg dans la zone de couplage du coupleur 100% réalisé dans la fibre SMF28 : transmission dans les Ports B et C lorsque le signal est injecté par le Port A.

Les caractéristiques du coupleur à fibre réalisé dans cette fibre dépendent de la longueur d'onde. Lors de l'irradiation UV, l'indice de réfraction de la zone irradiée du coupleur est modifié localement. Les conditions de phase ne sont plus les mêmes et la longueur d'onde pour laquelle le coupleur a été optimisé va évoluer avec le temps d'irradiation [Orazi 1997] [Ashby 1997].

Sur la figure IV.42 nous avons reporté la caractérisation du coupleur en lumière "blanche", c'est à dire pour un spectre étendu de longueurs d'onde. On constate qu'à la fabrication, le coupleur est 100% à la longueur d'onde de ≈ 1553 nm pour laquelle une isolation de 37 dB est obtenue.

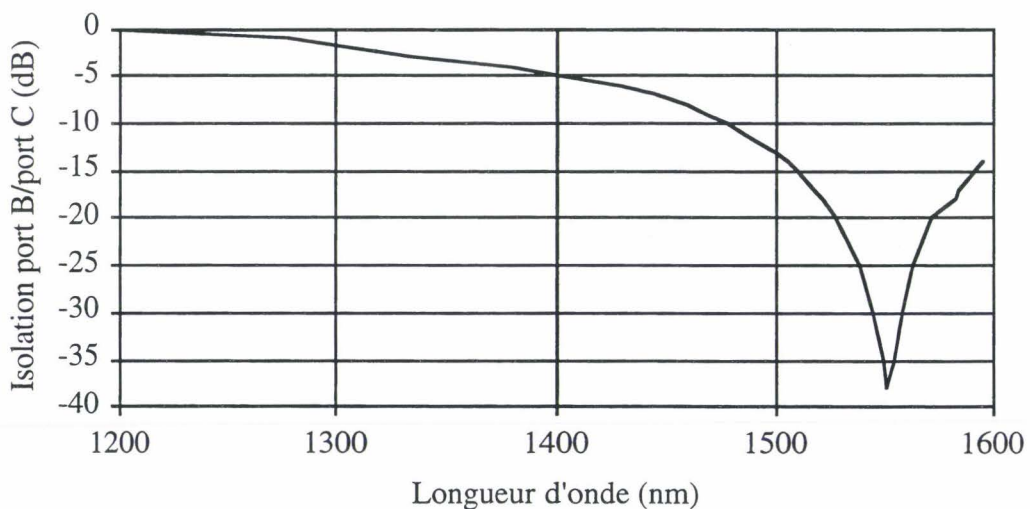


Figure IV.42: Réponse en longueur d'onde du coupleur avant inscription UV.

Au cours de l'irradiation, nous avons suivi pour la longueur d'onde 1553nm l'évolution de l'isolation entre les ports de sortie B et C. Après 50 mn d'irradiation à la densité d'énergie 100 mJ/cm^2 , l'isolation entre le port B et le port C a évolué de 22 dB à 13 dB, ce qui correspond d'après la courbe de la figure IV.40 à un décalage d'environ 30 nm du spectre vers les hautes longueurs d'ondes. Ce décalage est inhérent à la modification de la différence de phase entre les supermodes dans la zone de couplage. Comme nous ne travaillons pas à forte densité d'énergie, ce n'est pas a priori une destruction à l'interface coeur-gaine (voir chapitre I) qui induit ces changements. Afin que ce décalage ne détériore pas l'isolation finale attendue, nous utiliserons des coupleurs dont la réponse spectrale est suffisamment constante sur plusieurs dizaines de nanomètres autour de la longueur d'onde 1550nm.

IV.3.2 Géométrie et propriétés des coupleurs utilisés et réalisés dans la fibre à gaine photosensible

Des coupleurs $N_b=1/2$ et $N_b=1$ ont été réalisés dans la fibre à gaine photosensible 2795A. Pour deux d'entre eux, notés C15 ($N_b=1/2$) et C46 ($N_b=1$) nous avons mesuré le profil de la partie effilée du coupleur et qui constitue la zone de couplage. Ces mesures ont été réalisées à l'aide d'un microscope optique Nachet avec un grossissement de l'objectif de 80 et une incertitude de mesure évaluée à 5%. Ces profils sont présentés sur la figure IV.43 et IV.44.

Le degré de fusion de ces coupleurs est faible ($f < 0,2$). Le profil mesuré est centré par rapport au centre estimé à la réalisation et basé sur la position centrale de balayage de la microtorche lors de l'étirage.

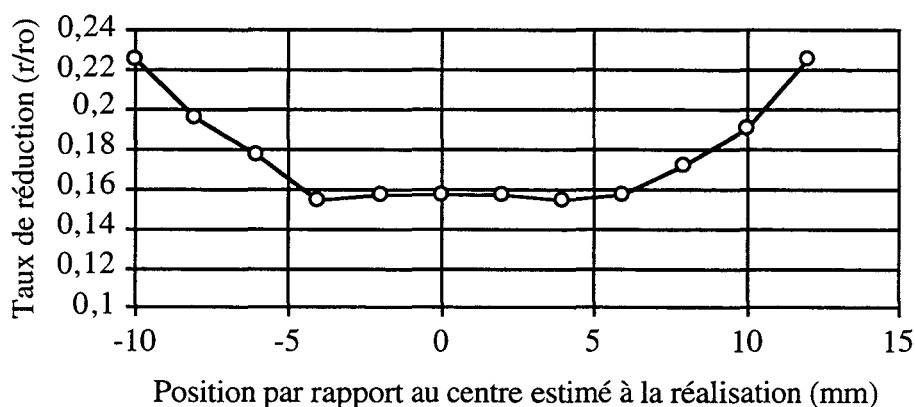


Figure IV.43: Profil mesuré au microscope de la partie effilée du coupleur C15 ($N_b=1/2$).

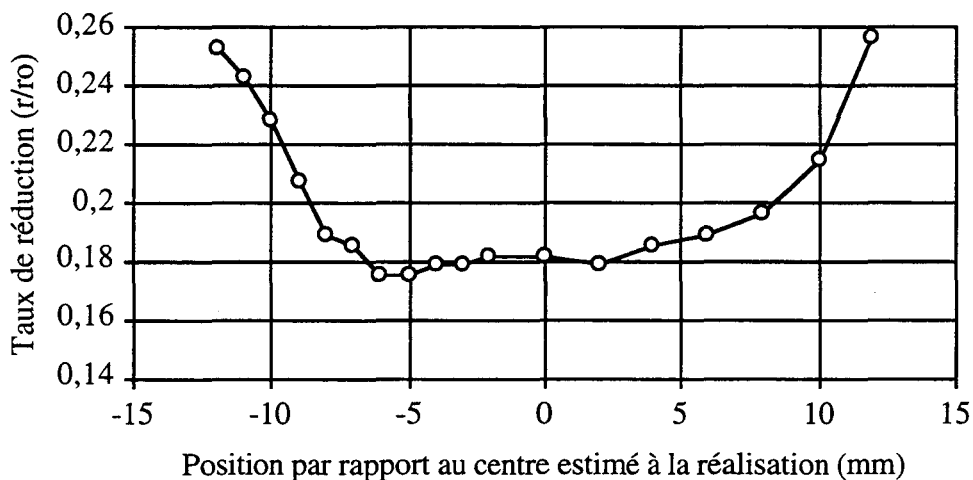


Figure IV.44: Profil mesuré au microscope de la partie effilée du coupleur C46 ($N_b=1$).

Cas du coupleur $N_b=1/2$ (C15):

Nous constatons que le profil est légèrement dissymétrique, probablement à cause de l'arrêt de la flamme en bout de course lorsque celle-ci balaye la structure et d'une éventuelle différence d'étirement des deux plateaux supportant les fibres.

En son centre, la forme du coupleur est quasiment uniforme sur 8-10 millimètres. En inscrivant un réseau de Bragg dans cette région, la période résultante du réseau ne sera pas variable. En effet, lorsque la section du coupleur évolue à l'endroit où est inscrit le réseau de Bragg, les indices effectifs des supermodes évoluent et par conséquent le réseau devient à pas effectif variable.

Cas du coupleur $N_b=1$ (C46):

La dissymétrie de ce coupleur est plus accentuée que pour le précédent, avec d'un côté une décroissance rapide du taux de réduction r/r_0 puis une partie plus constante au centre et enfin une remontée plus lente vers l'autre extrémité. Les conséquences de ces fortes dissymétries se retrouvent sur la différence de phase accumulée par les supermodes. En effet, nous avons considéré dans la première partie du chapitre que le coupleur était idéal avec une zone de couplage homogène et constante telle que la différence de phase ϕ accumulée par les supermodes évoluait linéairement le long du coupleur.

Dans le cas d'un coupleur à forte dissymétrie comme le coupleur C46, la différence de phase ϕ n'évolue pas linéairement de 0 à $\approx 2\pi$. Lorsque les pentes sont abruptes ($-10 \text{ mm} < z < -5 \text{ mm}$) l'évolution de ϕ sera rapide et lorsque la pente est moins marquée ($0 < z < 10 \text{ mm}$) l'évolution de ϕ sera plus lente.

Si l'on considère que la longueur de battement Z_b vaut environ 20 mm, après 10 mm de propagation, on peut considérer que les supermodes auront probablement accumulé une différence de phase $\varphi \approx 1,5 \pi$ plutôt que $\varphi \approx \pi$ comme nous l'avions prévu théoriquement..

L'obtention de coupleurs avec une zone de couplage homogène constitue alors une priorité expérimentale.

IV.3.3 Résultats obtenus avec des coupleurs 100% réalisés dans la fibre à gaine photosensible

L'utilisation de coupleurs réalisés dans la fibre à gaine photosensible 2795A a permis l'inscription de réseaux de Bragg plus réflecteurs. Nous avons décrit dans la première partie de ce chapitre la nécessité de bien positionner le réseau de Bragg dans la zone de couplage. Avec le coupleur 100%, les fonctions insertion et extraction non optimisées sont permises lorsque le réseau est bien centré par rapport à la position $P(\pi/2)$ et suffisamment court pour renvoyer une grande partie du signal à la longueur d'onde de Bragg dans le port d'extraction (respectivement Port D ou Port C). Lorsque seule l'une des extrémités est positionnée près de $P(\pi/2)$, le multiplexeur ne fonctionne qu'en extraction. C'est l'illustration de ces deux cas que nous détaillons ici.

IV.3.3.a Coupleur 100% ne fonctionnant qu'en extraction de longueur d'onde

Considérons le coupleur noté C15 que nous avons décrit plus haut. Dans ce coupleur, l'isolation entre les deux ports de sortie B et C varie entre -12 dB pour une longueur d'onde proche de 1450 nm et 1600nm et de -16 dB entre [1500 nm:1560 nm] [Daxhelet 1997]. Cette faible isolation pourrait être due à une sensibilité à la polarisation car les taux de fusion des coupleurs sont faibles. Des mesures à ce sujet seront présentées plus loin.

Dans le coupleur C15, nous avons photo-inscrit un réseau de Bragg dont les caractéristiques sont reportées dans le tableau Tab. IV.4.

Période	Longueur	Energie	r/ro min
535 nm	4 mm	50 mJ/cm ²	0.16

Tab.IV.4: Caractéristiques du réseau inscrit dans la zone de couplage du coupleur C15.

Les réponses spectrales expérimentales sont reportées sur les figures IV.45 et IV.46 lorsque l'injection du signal se fait respectivement dans le port A et le port B.

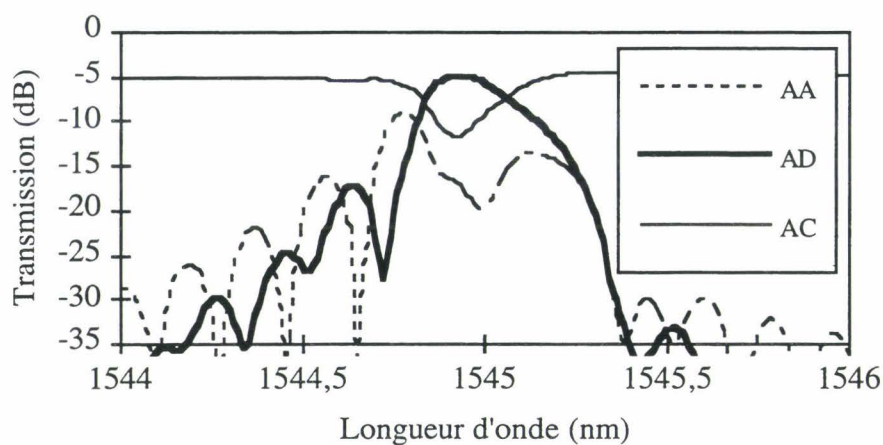


Figure IV.45: Réponse spectrale expérimentale lorsque le signal est injecté en A (C15).

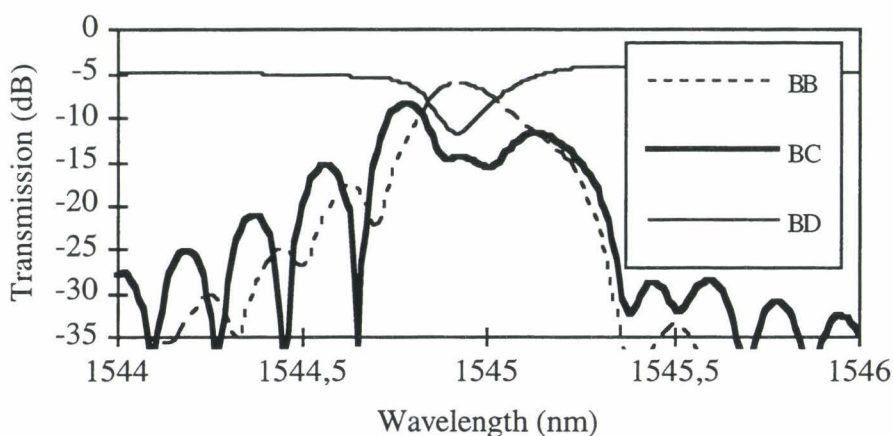


Figure IV.46: Réponse spectrale expérimentale lorsque le signal est injecté en B (C15).

Un réseau de 7 dB d'isolation est inscrit avec une modulation d'indice estimée de $\Delta n_{\text{mod}} = 6 \cdot 10^{-4}$.

On constate que l'extraction du signal à la longueur d'onde de Bragg n'est possible que lorsque l'injection se fait en A où un taux d'isolation I_D/A est de l'ordre de 15 dB. Lorsque l'injection se fait en B, il y a inversion d'isolation de -8 dB et le signal est majoritairement renvoyé en B.

Afin d'expliquer cette inversion d'isolation, nous avons calculé la réponse spectrale d'un coupleur dans lequel est inscrit le réseau dont les caractéristiques sont reportées dans le tableau IV.4. Le calcul est fait en considérant un coupleur avec un degré de fusion de 1. Le taux de réduction résultant est plus élevé que celui obtenu expérimentalement ainsi que la longueur de couplage un peu plus faible. Cependant, la configuration résultante (évolution de la phase) se rapproche de la configuration effectivement étudiée. Dans le calcul, la gaine est considérée comme étant entièrement photosensible. En réalité, elle n'est photosensible que sur $\approx 2/3$ du rayon de la fibre. Ainsi, le calcul

des recouvrements et par conséquent des coefficients de couplage donnent théoriquement des réseaux plus réflecteurs que ceux obtenus expérimentalement.

Sur la figure IV.47 est reportée l'évolution de la phase ϕ dans la zone de couplage ainsi que la position du réseau dans le coupleur.

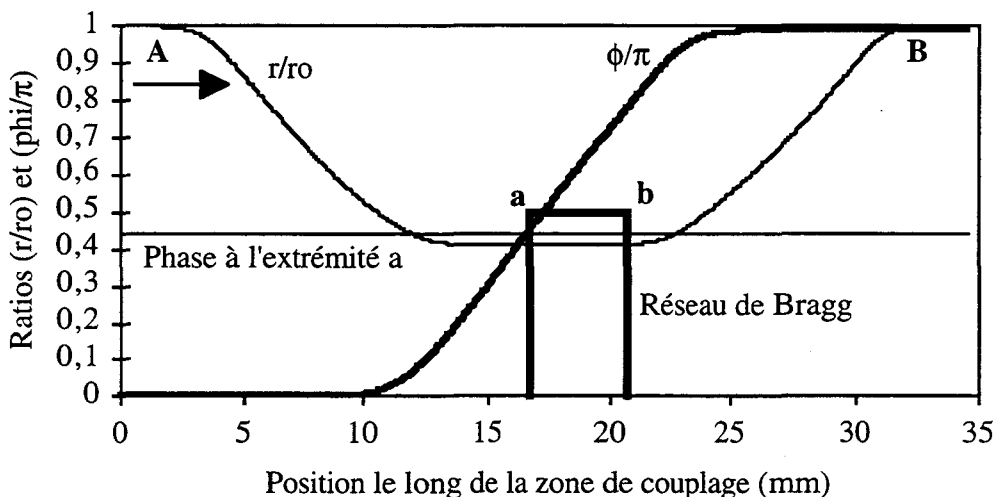


Figure IV.47: Evolution de la phase le long du coupleur et position du réseau lorsque le signal est injecté en A (C15).

Dans ce cas, l'extrémité "a" du réseau est située dans la zone de couplage à la position telle que ϕ_{A-a} la phase accumulée lors de la propagation entre A et "a" soit $\phi_{A-a} \approx 0,45 \pi$. A celle-ci s'ajoute la différence de phase introduite par le réseau de Bragg. La réponse spectrale obtenue est présentée sur la figure IV.48. La réflectivité de 15dB et une isolation de 20dB sont obtenues. La modulation d'indice de forme gaussienne explique bien les rebonds obtenus expérimentalement aux courtes longueurs d'ondes et provenant du self-chirp (voir Chapitre II).

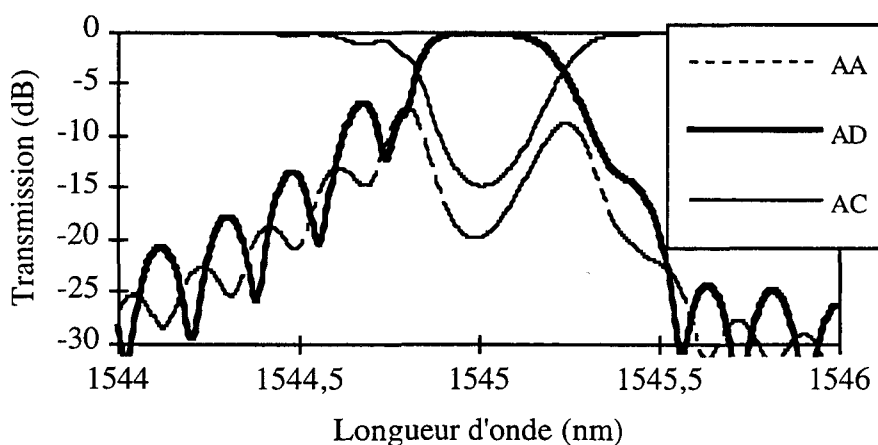


Figure IV.48: Réponse spectrale calculée lorsque le signal est injecté en A (C15).

L'extrémité "b" du réseau est positionnée de telle sorte que la différence de phase accumulée

$\phi_{B-b} \approx 0,2 \pi$. Là encore, lors de la propagation des supermodes, la phase introduite par le réseau va s'ajouter et déterminer l'isolation.

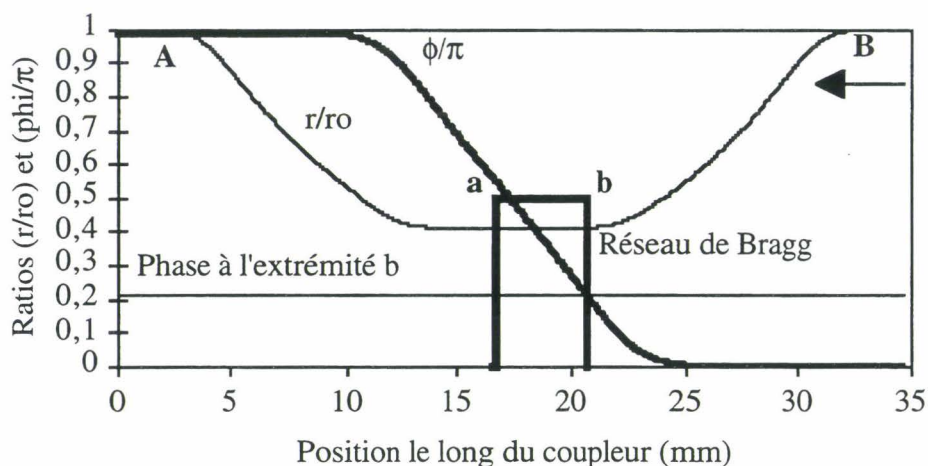


Figure IV.49: Evolution de la phase le long du coupleur et position du réseau lorsque le signal est injecté en B (C15).

La réponse spectrale obtenue est présentée sur la figure IV.50. Une inversion d'isolation est observée.

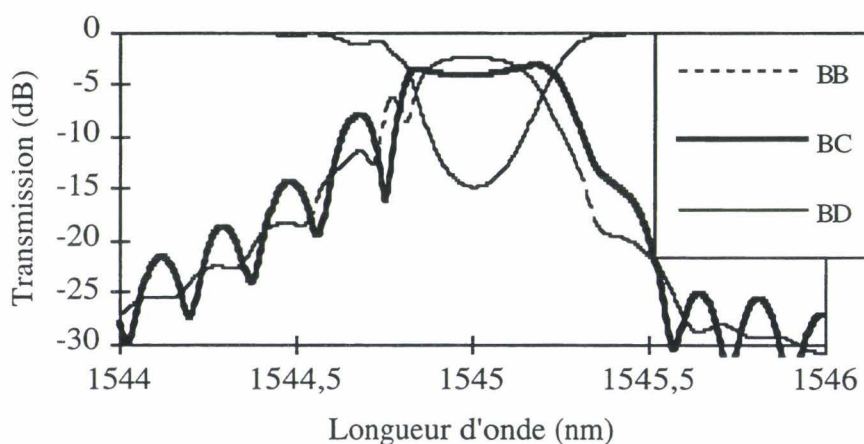


Figure IV.50: Réponse spectrale calculée lorsque le signal est injecté en B (C15).

Ces calculs permettent d'interpréter les résultats expérimentaux obtenus dans le coupleur C15. Cependant, ils sont basés sur un coupleur permettant de forts taux d'isolation. En réalité, jusqu'à présent, les coupleurs utilisés n'ont pas une isolation supérieure à 30 dB comme dans le cas des coupleurs réalisés dans la fibre SMF28, mais présentent des isolations plus faibles de l'ordre de 16 à 26 dB. Ces faibles isolations proviennent des difficultés de réalisation [Martineau 1997].

IV.3.3.b Coupleur 100% fonctionnant en insertion et extraction de longueur d'onde

Dans un coupleur 100% noté C19, un réseau de Bragg dont les caractéristiques sont reportées dans le tableau IV.5 a été photo-inscrit en position centrée par rapport au centre du coupleur.

Période	Longueur	Densité d'énergie	(r/ro) min
535 nm	4,5 mm	50 mJ/cm ²	0,2

Tab.IV.5: Caractéristiques du réseau inscrit dans la zone de couplage du coupleur C19.

Les réponses expérimentales sont présentées sur les figures IV.51 et IV.52.

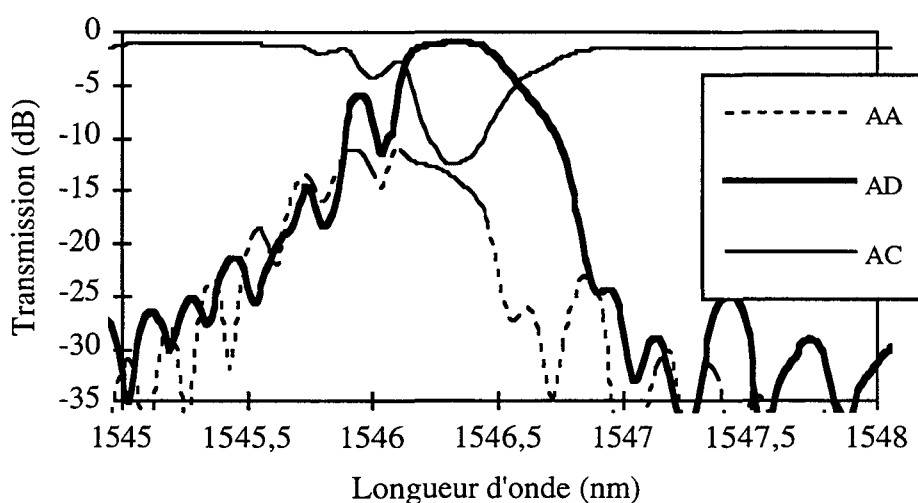


Figure IV.51: Réponse spectrale expérimentale mesurée du coupleur lorsque le signal est injecté en A (C19).

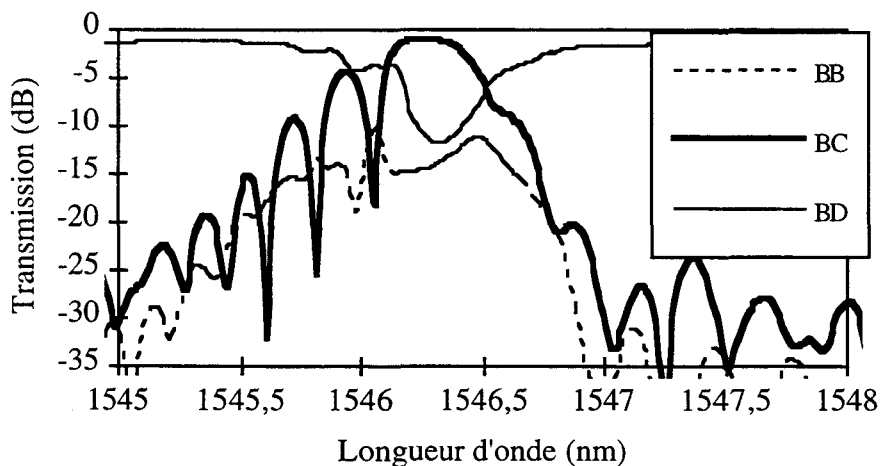


Figure IV.52: Réponse spectrale expérimentale mesurée du coupleur lorsque le signal est injecté en B (C19).

Un réseau de 12 dB d'isolation a été inscrit. On constate que l'extraction du signal est permise lorsque l'injection se fait par le port A ou le port B. Par conséquent, le composant fonctionne en insertion et extraction de longueur d'onde. Nous avons mesuré une perte d'insertion de la longueur d'onde d'extraction de 1 dB. Une isolation de 8 dB entre les ports B et C ainsi qu'une isolation de 12 à 15 dB entre les ports A et D sont obtenues.

Nous avons estimé la dépendance à la polarisation du composant. Cette mesure est réalisée en utilisant des boucles de Lefèvre qui permettent la polarisation du signal incident dans le coupleur. En manipulant ces boucles, on repère deux positions pour lesquelles la transmission à la longueur d'onde de Bragg dans le port d'extraction (port D) est minimale puis maximale: la différence entre les deux transmissions donne une estimation de la dépendance à la polarisation. Nous avons mesuré $P^+ - P^- = 0,25$ dB. En général, dans les réseaux de Bragg, cette dépendance est inférieure à 0,2 dB.

Nous avons interprété ces résultats en considérant que la zone de couplage est constante sur la section du coupleur où est inscrit le réseau et que l'évolution de la différence de phase accumulée par les supermodes se fait presque linéairement le long du coupleur. Nous avons positionné le réseau de Bragg dans la zone de couplage (figure IV.53) de telle sorte que les réponses spectrales soient symétriques lorsque l'insertion se fait en A ou en B avec $\phi_{A-a} = \phi_{B-b} \approx 0,35 \pi$.

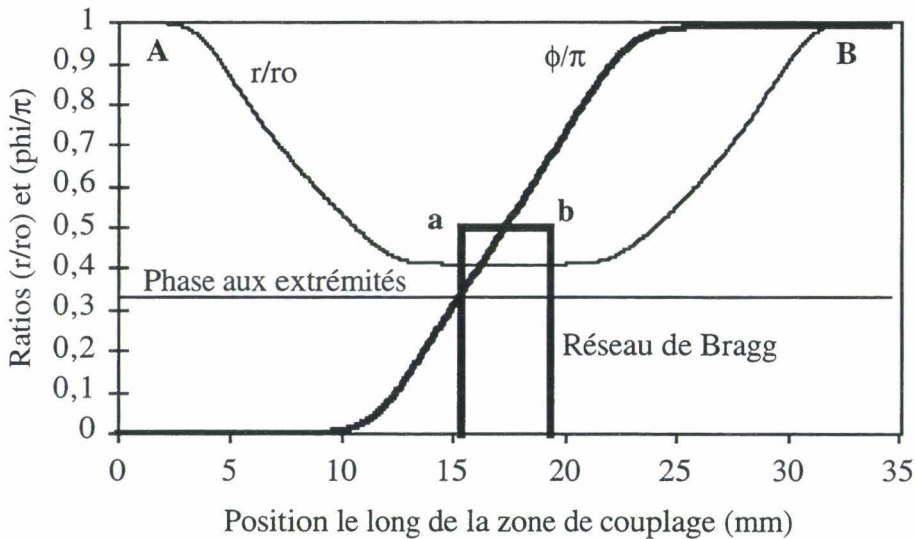


Figure IV.53: Evolution de la phase le long du coupleur et position du réseau (C19).

Dans ce cas, l'ordre de grandeur des isolations obtenues illustre bien les observations expérimentales.

IV.3.4 Résultats obtenus avec des coupleurs 0% réalisés dans la fibre à gaine photosensible

Ne pouvant réaliser des coupleurs avec des zones de couplage très longues, nous avons entrepris l'inscription de réseaux de Bragg dans des coupleurs 0%. En effet, ceux ci devaient permettre l'inscription de réseaux longs dans la zone de couplage ainsi que l'obtention de fort taux d'isolation entre le port d'injection et le port d'extraction.

Dû au protocole de réalisation des coupleurs, la zone de couplage est dissymétrique. De ce fait, à droite et à gauche de son centre, la phase n'évoluera pas de la même manière. Pour le coupleur noté C41, la mesure du profil de la zone effilée est présenté sur la figure IV.54.

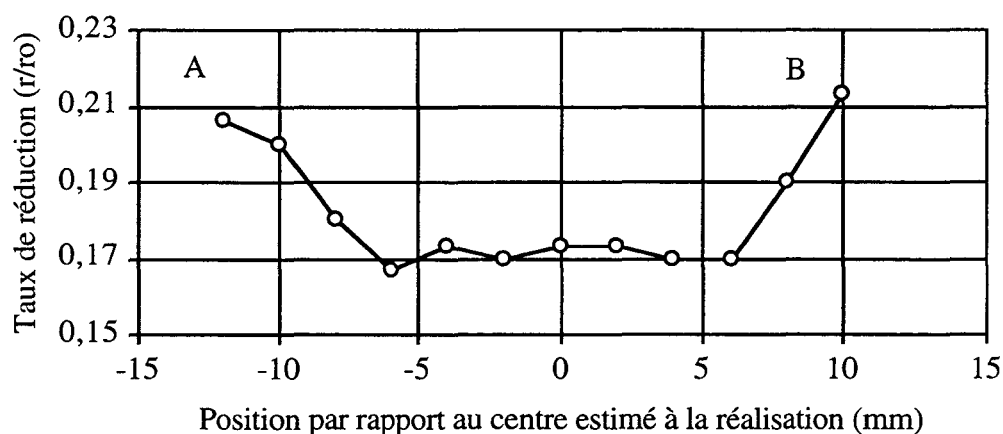


Figure IV.54: Profil longitudinal du coupleur mesuré au microscope (C41).

Ainsi, l'évolution de la phase le long du coupleur ne se fera pas linéairement mais de façon asymétrique selon la rapidité de la pente. Sur la figure IV.55, l'évolution de la phase accumulée le long du coupleur est estimée pour ce profil asymétrique. On constate que d'un côté (B) la position de la phase $\pi/2$ est obtenue à 2mm du minimum géométrique du coupleur alors que de l'autre côté (A), il se situe à 4mm. Il faut donc tenir compte de ces conditions lors de l'inscription dans la zone de couplage. En effet, pour plusieurs composants, et en particulier C41, nous avons inscrit des réseaux centrés autour du centre du coupleur estimé à la réalisation. Leurs extrémités ne se trouvaient donc pas près de $P(\pi/2)$ et $P(3\pi/2)$ et souvent, seule l'extraction était rendue possible.

En ce qui concerne le coupleur C41, les caractéristiques du réseau inscrit ainsi qu'une estimation de sa position dans le coupleur sont décrites respectivement dans le tableau Tab.IV.6 et la figure IV.55.

	période	longueur	Densité d'énergie	r/ro min
C41	535 nm	6 mm	120 mJ/cm ²	0,16

Tab.IV.6: Caractéristiques du réseau inscrit dans la zone de couplage du coupleur C41.

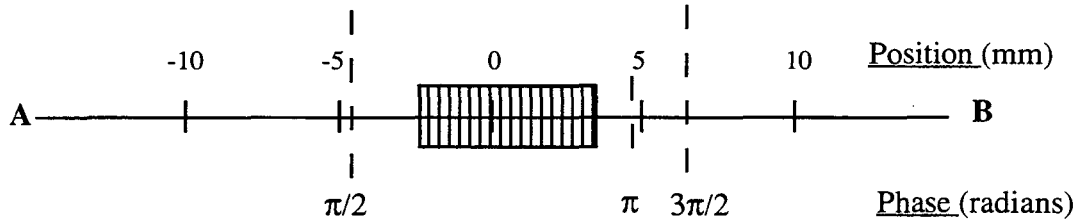


Figure IV. 55: Schéma de la position du réseau de Bragg dans le coupleur C41.

L'accumulation de la différence de phase entre les deux supermodes évolue rapidement du côté de la zone effilée à profil abrupt (B) et plus lentement du côté A. C'est pourquoi, nous pouvons dire d'après la figure d'interprétation IV.55 que le centre du coupleur estimé à la réalisation se situe plus du côté de P(3π/2) que de P(π).

Par conséquent, lors de l'injection du signal par le port A, la différence de phase accumulée par les supermodes lors du trajet aller-retour entre l'entrée A et le réseau de Bragg sera comprise entre π et 1,5 π. L'extraction du signal dans le port D est alors possible mais avec une isolation qui n'est pas optimisée. Lors de l'injection du signal par le port B, la différence de phase accumulée est comprise entre 2π et 2π+π/2. L'extraction ne peut se faire dans le port C, et une inversion d'isolation est observée.

Lorsque l'injection du signal est faite par le Port A., les réponses spectrales sont présentées sur les figures IV.56 et IV.57.

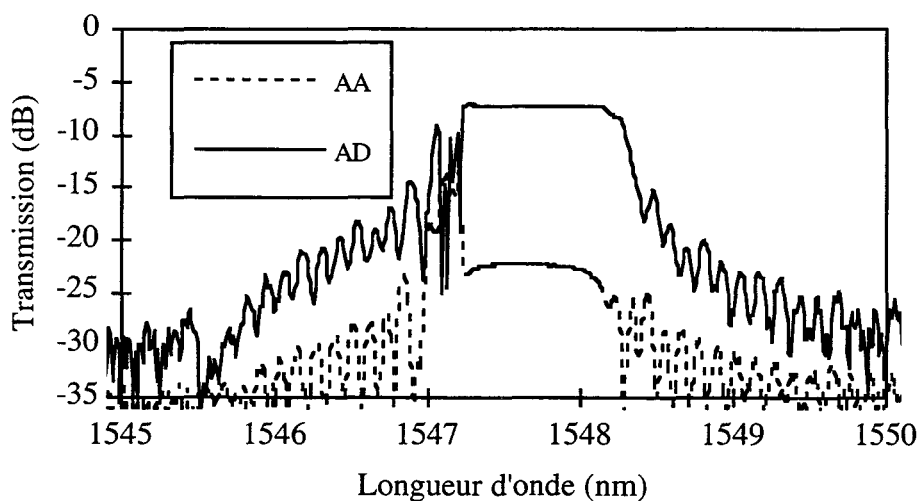


Figure IV. 56: Réponse spectrale du coupleur lorsque l'injection est faite en A: comparaison du signal réfléchi dans le port A et extrait dans le port D (C41).

A la longueur d'onde de Bragg, $\lambda_B=1547,6$ nm, l'isolation entre le port A et le port D est de 15,7 dB. La largeur à -3 dB du maximum est de 1,2 nm et celle à -20 dB de 0,9 nm.

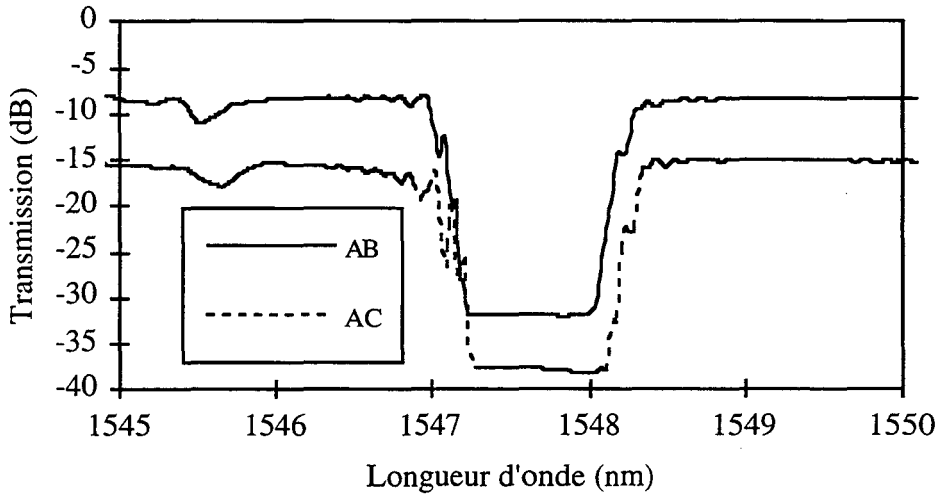


Figure IV. 57: Réponse spectrale du signal transmis dans le port B et C (C41).

Sur la figure IV.57, on constate que la réponse spectrale présente un fond plat alors que l'on s'attend logiquement à une forme en V. Ceci est attribué à la légère non-adiabaticité de la partie effilée du coupleur lorsqu'apparaît une pente abrupte dans son profil. Ainsi, au niveau de la zone effilée, un faible couplage avec d'autres supermodes qui ne sont pas réfléchis à la longueur d'onde de Bragg apparaît. Ce couplage implique une fuite des supermodes à la longueur d'onde de Bragg ce qui limite le taux d'isolation et explique le fond plat du spectre obtenu. Cette non-adiabaticité est confirmée par l'apparition des pics aux courtes longueurs d'ondes.

IV.3.5 Améliorations en cours

Nous avons pu constater au cours de ce chapitre que la position des extrémités du réseau était déterminante pour le fonctionnement optimal du multiplexeur associant le réseau de Bragg et le coupleur à fibre. Nous avons mis en évidence la nécessité de réaliser un coupleur dont la zone de couplage devait être la plus homogène et la plus longue possible. A l'heure actuelle, de nouvelles fibres à gaine photosensibles ont été mises au point et des efforts concluants sur la géométrie de la zone de couplage nous permettent d'envisager l'aboutissement du multiplexeur insertion et extraction de longueur d'onde dans les prochaines semaines.

Comme tout composant, la période de recherche a permis de concevoir et de modéliser le coupleur et les méthodes d'inscription. La période de développement concernera l'obtention des caractéristiques précisées par les transmissions optiques.

Conclusion du Chapitre IV

Nous avons décrit dans ce chapitre la réalisation d'un nouveau multiplexeur insertion et extraction de longueur d'onde. En collaboration avec le laboratoire des fibres optiques de l'Ecole Polytechnique de Montréal, nous avons pu progresser tant dans la réalisation des coupleurs à fibres avec l'étude de la diffusion des dopants lors du chauffage, que dans la réalisation de fibres à gaine photosensible sans saut d'indice ainsi que dans l'analyse des réponses spectrales obtenues. Cette collaboration en tout point réciproque nous a permis de concevoir un composant original et prometteur qui devrait aboutir dans les prochains mois.

Bibliographie du Chapitre IV

[Archambault 1994]: J.L. Archambault, P. St. J. Russel, S. Barcelos, P. Hua, L. Reekie: "Novel Channel-dropping filter by grating-frustrated coupling in single mode optical fiber", *OFC'94*, OSA conference proceedings, paper TuL5, 1994.

[Ashby 1997]: S.J. Ashby, R.B. Charters, J.D. Love, F. Ladouceur, M.C. Elias: "Large wavelength shifts in UV-exposed 3dB and WDM fused taper fibre couplers", *Electron. Lett.*, Vol.33, N°20, pp. 1696-1697, 1997.

[Bakhti 1997]: F. Bakhti, P. Sansonetti, C. Sinet, L. Gasca, L. Martineau, S. Lacroix, X. Daxhelet, F. Gonthier: "Optical add/drop multiplexer based on UV-written Bragg grating in a fused 100% coupler", *Electron. Lett.*, Vol.33, N°9, pp. 803-804, 1997.

[Bakhti 1998]: F. Bakhti, X. Daxhelet, P. Sansonetti, S. Lacroix: "Influence of Bragg grating location in fused 100% coupler for both add and drop multiplexer realization", accepted for publication at OFC'98, OSA conference, 1998.

[Baumann 1996]: I. Baumann, J. Siegert, W. Nowak, M. Sauer: "Compact all-fiber fiber add-drop multiplexers using fiber Bragg gratings", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, Vol. 8, n°8, pp. 1331-1333, 1996.

[Bilodeau 1995]: F. Bilodeau, B. Malo D. C. Johnson, J. Albert, S. Thériault, K.O. Hill: "High performances wavelength division-multiplexing/demultiplexing device using an all fiber Mach-Zehnder interferometer and photo-induced Bragg grating", *OFC'95*, OSA conference proceedings, paper W11, 1995.

[Bilodeau 1996]: F. Bilodeau, K.O. Hill, S. Thériault, B. Malo, J. Albert: "Broadband wavelength-selective tap using an all fiber Mach-Zehnder interferometer and chirped photo-induced Bragg gratings", *OFC'96*, OSA conference proceedings, paper WF5, 1996.

[Bruyère 1997]: F. Bruyère: compte rendu d'expériences sur les composants OADM, projet Européen ACTS-PHOTOS, meeting de Milan, 1997.

[Cullen 1994]: T. J. Cullen, H. N. Rourke, C. P. Chew, S. R. Baker, T. Bricheno, K. C. Byron, A. Fielding: "Compact all-fiber wavelength drop and insert filter", *Electron. Lett.*, Vol.30, N°25, pp. 2160-2161, 1994.

[Daxhelet 1996]: X. Daxhelet: "Etude des interféromètres tout-fibre: Application à la stabilisation en fréquence des lasers semi-conducteurs", Thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique, Université de Montréal, Montréal, 1996.

[Daxhelet 1997]: X. Daxhelet, S. Lacroix, L. Martineau, D. Ricard: Rapport privé de l'Ecole Polytechnique de Montréal pour Alcatel Alsthom Recherche sur l'étude de la diffusion de dopants dans les fibres, 1997.

[Dorf 1997]: R. C. Dorf, Editor in Chef: "The Electrical Engineering Handbook", CRC Press-IEEE Press, second edition, 1997.

[Gonthier 1991]: F. Gonthier, D. Ricard, S. Lacroix, J. Bures: "Wavelength-flattened 2x2 splitters made of identical single-mode fibres", *Optics Lett.*, n°16, pp. 1201-1203, 1991.

[Gonthier 1993]: F. Gonthier: "Conception et réalisation de coupleurs multi-fibres intégrés à des fibres optiques unimodales", Thèse de Doctorat, Université de Montréal, Août 1993.

[Johnson 1987]: D.C. Johnson, K.O. Hill, F. Bilodeau, S. Faucher: "New design concept for a narrowband wavelength-selective optical tap and combiner", *Elect. Lett.*, Vol.23, N°13, pp. 668-669, 1987.

[Kewitsch 1997]: A.S. Kewitsch, G.A. Rakuljic, P.A. Willems, A. Yariv: "An all-fiber, zero insertion loss, add/drop filter for wavelength division multiplexing", *BGPP*, OSA Conference proceedings, paper BTuA2, 1997.

[McLandrich 1988]: M.N. McLandrich: "Core dopant profiles in weakly fused single-mode fibres", *Electron. Lett.*, Vol.24, N°1, pp. 8-10, 1988.

[Martineau 1997]: L. Martineau, S. Lacroix: "Fabrication of highly Ge-doped fibers couplers by fusion-tapering technique", *Electron. Lett.*, Vol.33, N°9, pp. 798-799, 1997.

[Orazi 1997]: R.J. Orazi, S.D. Russell, T.T. Vu, P.K.L. Yu: "UV fine tuning of narrow channel fused fibre wavelength division multiplexing couplers", *Electron. Lett.*, Vol.33, N°2, pp. 154-155, 1997.

[Strasser 1996]: T.A. Strasser, P.J. Chardonnet, J. DeMarco, C.E. Soccolich, J.R. Pedrazzani, M.J. Andrejco, D. S. Shenk: "UV-induced Fiber Grating OADM Devices for efficient Bandwidth utilization", *OFC'96*, OSA conference proceedings, paper PD8, 1996.

[Yariv 1973]: A. Yariv: "Coupled-Mode Theory for Guided-Wave Optics", *IEEE J. of Quant. Elect.*, Vol. QE-9, N°9, 1973.

CHAPITRE V:

Réseaux à longs pas pour l'égalisation du gain des amplificateurs

Sommaire du Chapitre V

Introduction du Chapitre V.....	V.4
V.1 MODELISATION DES RESEAUX A LONGS PAS DANS LA FIBRE STANDARD.....	V.5
V.1.1 Choix de la fibre.....	V.5
V.1.2 Choix de la période du réseau d'indice.....	V.6
V.1.3 Modulations d'indice Δn_{mod} et Δn_{moy}	V.10
V.1.4 Choix de la longueur du réseau d'indice	V.15
V.1.5 Conclusion de la partie V.I	V.15
V.2 REALISATION DES RESEAUX DANS LA FIBRE STANDARD HYDROGENEE.....	V.15
V.2.1 Dynamique de croissance des réseaux à longs pas.....	V.15
V.2.2 Reproductibilité de l'inscription de réseaux à longs pas dans la fibre standard hydrogénée.....	V.18
V.2.2.a La non-homogénéité intrinsèque de la fibre optique utilisée.....	V.18
V.2.2.b Mise en évidence expérimentale de l'influence de la diffusion de l'hydrogène dans la fibre sur la longueur d'onde d'apparition du réseau à longs pas.....	V.19
V.2.2.c Calcul de la diffusion de l'hydrogène dans la fibre optique et de son influence . sur la réalisation de réseaux à longs pas.....	V.21
V.2.2.d Variation de la longueur d'onde centrale d'apparition du réseau longs pas lors de l'inscription dans la fibre hydrogénée.....	V.28
V.2.2.e Variation durant l'inscription de la longueur d'onde centrale du réseau à longs pas inscrit dans la fibre hydrogénée.....	V.29
V.2.2.f Discussion	V.33

V.2.3 Etude de la stabilité thermique des réseaux à longs pas photo-inscrits dans une fibre standard hydrogénée.....	V.33
V.2.3.a Protocole de mesure.....	V.34
V.2.3.b Traitement thermique à 110°C.....	V.34
V.2.3.c Traitement thermique à 160°C, 200°C et 250°C.....	V.41
V.2.3.d Discussion et conclusion.....	V.46
V.2.5 Réalisation de fonctions passe-bande par l'insertion de sauts de phases de π.....	V.46
V.2.6 Influence de la température sur la longueur d'onde centrale du réseau à longs pas.....	V.51
V.2.7 Egalisation du gain d'un amplificateur à Erbium.....	V.52
Conclusion du chapitre V.....	V.55
Bibliographie du chapitre V.....	V.56

Introduction du Chapitre V

Les transmissions optiques sur longues distances ont connu à la fin des années 80 une avancée spectaculaire grâce à l'apparition des amplificateurs optiques tout fibre en particulier des amplificateurs à fibre optique dopée à l'erbium [Desurvire 1997]. Lors de leur passage dans l'amplificateur, les ondes des longueurs d'onde situées à 1550nm propagées et atténuées au cours de la transmission optique, vont voir leur puissance amplifiée par émission stimulée provenant des atomes d'erbium contenus dans la fibre amplificatrice et excités par une diode de pompe. La facilité de soudure de ces amplificateurs aux fibres de lignes avec de faibles pertes, leur fort gain et faible bruit, ainsi que la largeur de bande d'amplification donnent à cet amplificateur tout fibre des qualités essentielles justifiant leur utilisation dans les transmissions à longue distance. Cependant, le multiplexage en longueur d'onde, solution retenue pour augmenter le débit des transmissions, nécessite une bande d'amplification la plus plate possible afin que toutes les ondes transmises soient amplifiées de manière égale.

Les réseaux d'indice sont des candidats idéaux pour l'égalisation spectrale du gain de ces amplificateurs et sont positionnés au sein ou en sortie de l'amplificateur.

Par exemple, l'insertion dans les amplificateurs de réseaux de Bragg de large réponse spectrale a permis de démontrer la faisabilité d'une transmission de 8 canaux à 2,5 Gbs/s sur 6000km [Gautheron 1997].

Une autre solution consiste à utiliser des réseaux de Bragg inscrits en angle par rapport à l'axe de la fibre [Kashyap 1993]. Cette configuration permet le couplage du mode fondamental avec les modes rayonnants et donne un spectre d'atténuation dont les caractéristiques permettent d'égaliser le gain des amplificateurs.

Une autre solution a été proposée par le groupe de Vengsarkar *et al.* [Vengsarkar 1995]; elle consiste à utiliser des réseaux à longs pas pour l'égalisation du gain des amplificateurs. Basés sur le couplage codirectionnel du mode fondamental et des modes de gaine, les réseaux à longs pas ne sont pas réflecteurs et permettent l'obtention de fortes atténuations sur des grandes largeurs spectrales.

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude et la réalisation des réseaux à longs pas. La première partie est consacrée à la modélisation. La deuxième partie traite de l'inscription et de la stabilité de ces réseaux. La troisième partie décrit des tests menés sur les amplificateurs avec les réseaux réalisés. Nous mettons également en évidence la possibilité de réaliser des fonctions passe-bande avec ce type de réseaux que nous détaillons dans la quatrième partie.

V.1 MODELISATION DES RESEAUX A LONGS PAS DANS LA FIBRE STANDARD

Nous avons abordé dans le chapitre II la modélisation des réseaux à longs pas. La réalisation de ce type de réseaux d'indice couplant le mode fondamental de la fibre avec les modes de gaine de même symétrie, nécessite le choix d'une fibre adaptée ainsi que celui de la période du réseau d'indice. Ce choix s'opère à partir de la connaissance approfondie du profil d'indice de la fibre optique. En effet, outre son type de photosensibilité, la connaissance des paramètres opto-géométriques de la fibre permet de connaître la forme des modes de gaine. Ainsi, les conditions d'accord de phase pour un couplage entre le mode fondamental LP01 et les autres modes sont déterminées. Chaque couplage va donner lieu à un pic d'atténuation (chapitre II). La position spectrale, la profondeur d'atténuation ainsi que de la distance spectrale entre deux pics vont dépendre de la période, de la longueur, et de la modulation d'indice du réseau. C'est ce que nous décrivons dans cette partie.

V.1.1 Le choix de la fibre pour la réalisation de réseaux à longs pas

Les fibres optiques que nous utilisons généralement dans notre laboratoire ont un profil d'indice qui varie en échelon. C'est pourquoi nous nous limiterons à cette catégorie de fibre dans tout notre exposé. Globalement, on peut affirmer que deux familles de fibres optiques vont nous intéresser pour cette application: la catégorie des fibres à trois échelons d'indice, coeur-gaine optique-milieu extérieur, (figure V.1.a) et la catégorie de fibres comportant une gaine semi-enterrée entre le coeur et la gaine extérieure (figure V.1.b).

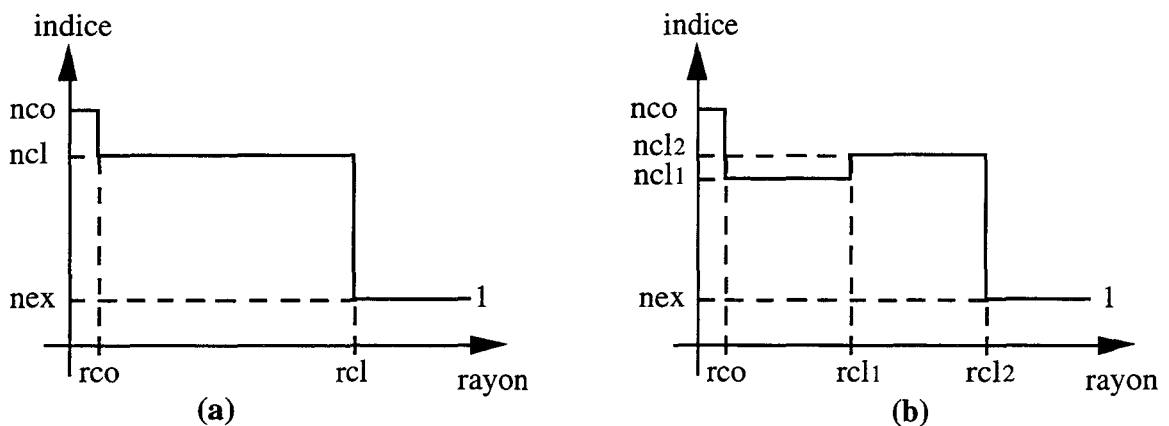


Figure V.1: Profil d'indice d'une fibre en échelon standard (a) et à gaine semi-enterrée (b).

Le profil en échelon classique correspond en particulier à la fibre standard de Corning SMF28 et la fibre à gaine semi-enterrée aux fibres fabriquées dans nos laboratoires, la présence de la gaine extérieure représentant la présence du saut d'indice créé par le tube de silice. Ces fibres étant unimodales, seul le mode fondamental LP01 va se propager dans le coeur de la fibre.

Dans le cas de la fibre constituée d'une seule gaine optique entourée par le milieu extérieur (chapitre II), les modes de gaine susceptibles de se coupler avec le mode fondamental par l'intermédiaire du réseau d'indice, sont les modes de gaine de même symétrie LP_{0m}. Dans le cas de la fibre à gaine enterrée, la description des modes de gaines est nécessairement plus complexe.

Nous choisissons donc d'utiliser dans un premier temps la fibre standard de ligne SMF28 que nous chargerons en hydrogène afin de la rendre plus photosensible.

V.1.2 Choix de la période du réseau d'indice pour la réalisation de réseaux à longs pas

Dans le cas de la fibre à une seule gaine optique, nous avons représenté comme dans le chapitre II l'évolution des indices effectifs n_{effm} des modes LP_{0m} considérés sur la plage de longueur d'onde 1400-1600 nm (figure V.2). On constate que cette évolution n'est pas la même pour tous les modes et que plus l'indice m du mode augmente et plus la variation de cet indice effectif est importante.

En présence d'une modulation d'indice de période Λ , le couplage entre LP₀₁ et LP_{0m} intervient à la longueur d'onde λ_m telle que:

$$\lambda_m = \Lambda (n_{eff1} - n_{effm}) \quad (V.1)$$

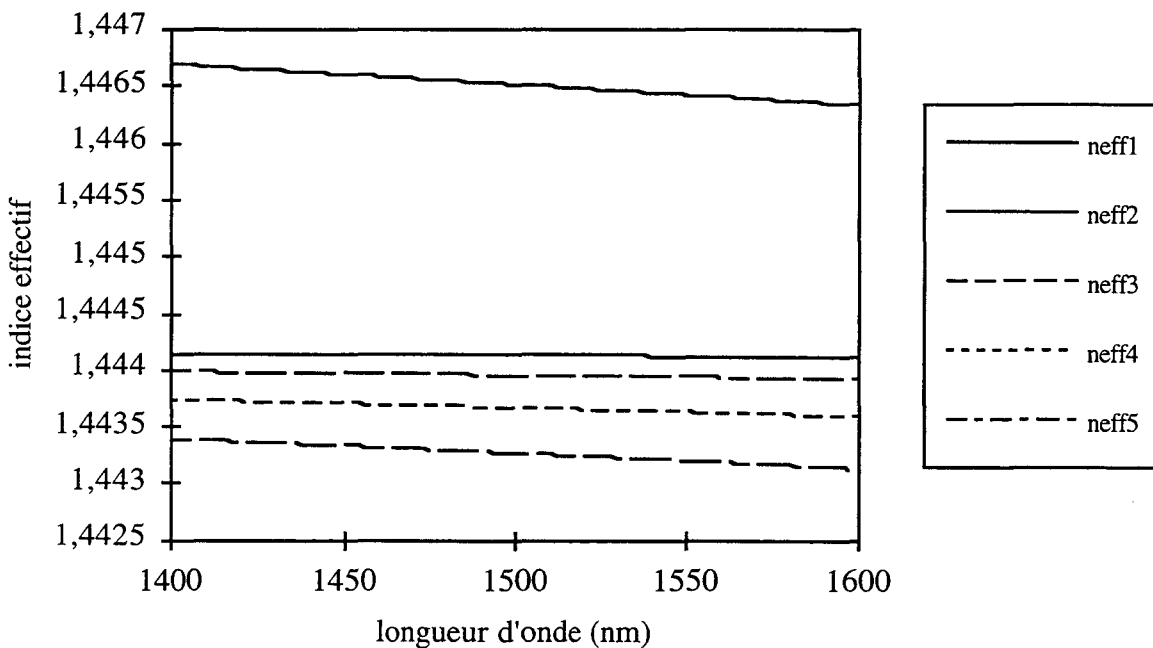


Figure V.2: Calcul de l'évolution des indices effectifs des modes considérés en fonction de la longueur d'onde.

Par conséquent, en fonction de la longueur d'onde, on peut calculer pour chaque couplage LP01-LP0m, la période du réseau susceptible d'être obtenue en reportant la valeur $\Lambda(\lambda)$ (figure V.3 et figure V.4).

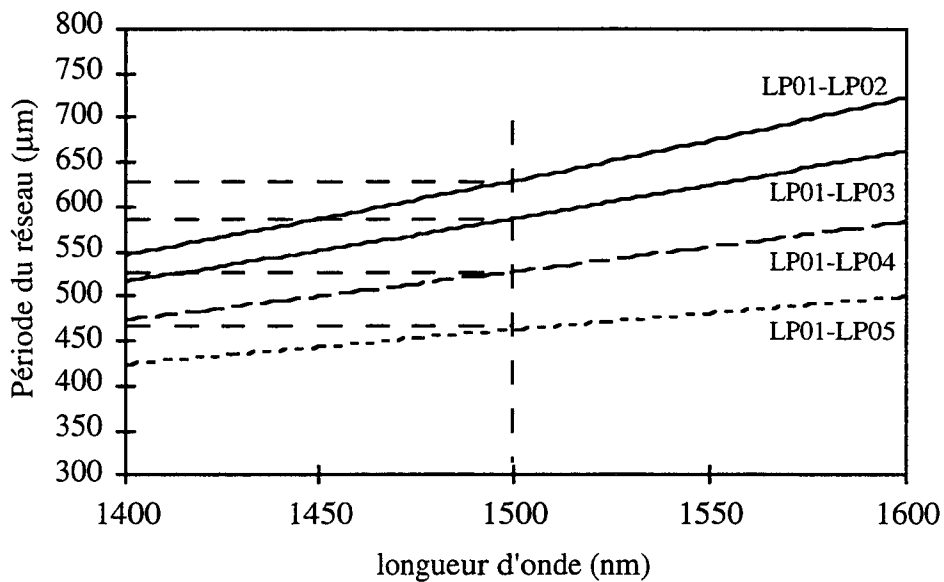


Figure V.3: Calcul de la période du réseau permettant l'accord de phase lors du couplage entre les modes LP01-LP0m en fonction de la longueur d'onde.

La figure V.3 permet de comprendre la méthode de détermination de la période Λ_m du réseau afin d'obtenir le couplage entre le mode LP01 et le mode de gaine LP0m à la longueur d'onde désirée λ_0 .

A une longueur d'onde donnée λ_0 , l'accord de phase entre les deux modes considérés, LP01 et LP0m, n'est réalisé que pour une période Λ_m . Dans ce cas, plus m augmente et plus la période Λ_m diminue. Dans l'exemple présenté sur la figure V.3, à la longueur d'onde centrale de couplage $\lambda_0=1500\text{nm}$, le pic d'atténuation correspond au couplage entre LP01 et LP02 (noté LP01-LP02) lorsque la période choisie $\Lambda_1 = 629 \mu\text{m}$, au couplage LP01-LP03 lorsque $\Lambda_2 = 587 \mu\text{m}$, au couplage LP01-LP04 lorsque $\Lambda_3 = 528 \mu\text{m}$ et enfin au couplage LP01-LP05 lorsque $\Lambda_2 = 463 \mu\text{m}$. Bien sûr, nous avons arrêté notre description à $m=5$ mais le raisonnement est valable pour $m>5$.

La figure V.4 décrit la méthode de détermination de la distance spectrale entre les différents pics centrés aux longueurs d'ondes λ_m et correspondant au couplage entre LP01 et LP0m lorsque la période du réseau Λ_0 est déterminée.

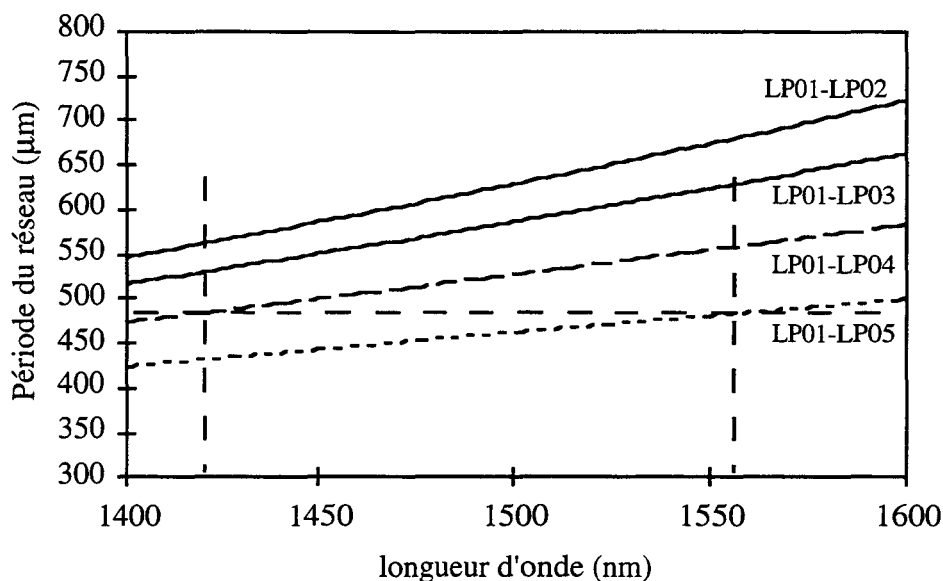


Figure IV.4: Calcul de la période du réseau permettant l'accord de phase lors du couplage entre les modes LP01-LP0m en fonction de la longueur d'onde.

Dans cet exemple, pour une période choisie de 484 μm, sur la fenêtre [1400nm-1600nm], seuls deux pics d'atténuation vont être présents et correspondent au couplage entre LP01 et LP04 à la longueur d'onde de 1419 nm, et au couplage entre LP01 et LP05 à la longueur d'onde de 1556 nm.

L'étude des réseaux à longs pas que nous présentons ici a été entreprise en vue d'une application précise: égaliser le gain de l'amplificateur à fibre dopée Erbium en atténuant les ondes aux alentours de la longueur d'onde de 1550nm, sans pour autant atténuer la transmission aux longueurs d'ondes des lasers de pompe, 1480 nm ou 980 nm. Nous ne désirions pas non plus la présence d'autres pics dans la fenêtre de transmission optique [1550 nm: 1600nm]. C'est pourquoi nous avons choisi de nous focaliser sur le couplage entre le mode LP01 et LP05: le pic correspondant est distant de plus de 150 nm de ses plus proches voisins, les pics LP01-LP04 et LP01-LP06 pour des périodes de l'ordre de 450 μm. Bien évidemment, nous rappelons que ce choix correspond à la fibre standard de ligne SMF28 dont les paramètres opto-géométriques sont présentés dans le Chapitre II.

V.1.3 Modulations d'indice Δn_{mod} et Δn_{moy}

On peut déterminer la valeur de l'amplitude de modulation d'indice du réseau à longs pas Δn_{mod} à partir de la valeur du minimum de transmission tel que:

$$T_{\text{LP01}} = \cos^2(CL) \quad (\text{V.2})$$

L'expression du coefficient de couplage C est décrite par la relation II.21. A la longueur d'onde de 1550 nm, pour une modulation d'indice $\Delta n=10^{-4}$, nous avons obtenu par le calcul de C le paramètre

$C(\lambda=1550\text{nm}, \Delta n=10^{-4})= C_0$ qui prend la valeur $\approx 41 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. A partir de la valeur de la transmission à λ_c du réseau à longs pas, on calcule Δn_{mod} par la relation IV.9 transformée:

$$\Delta n_{\text{mod}} = 10^{-4} \frac{\cos^{-1}(\sqrt{T_{\text{LP01}}})}{C_0 L} \quad (\text{V.3})$$

Ainsi, le minimum de transmission va diminuer avec l'augmentation de Δn_{mod} jusqu'à la transmission nulle puis, si l'on poursuit l'inscription, réaugmenter.

Il est aussi possible de déterminer la variation d'indice Δn_{moy} à partir de la variation de la longueur d'onde centrale qui dépend en réalité de la valeur des indices effectifs n_{eff1} et n_{eff5} au travers de la relation V.1. La modification d'indice se faisant dans le coeur de la fibre, on suppose alors que l'indice n_{eff5} est constant et que la variation de λ_c est liée à la variation photo-induite de n_{eff1} . Dans ce cas, nous avons décrit au chapitre II un calcul approché de n_{eff1} par :

$$n_{\text{eff1}} = n_{c0} - n_{c0} \Delta \left(\frac{u}{V}\right)^2 \quad (\text{V.4})$$

-> Une première approche consiste à considérer que la modification d'indice photo-induite augmente l'indice de réfraction du coeur de Δn_{moy} et par conséquent l'indice effectif du mode. Dans ce cas on considère que :

$$n_{\text{eff1}} = (n_{\text{eff1}})_0 + \Delta n \quad (\text{V.5})$$

Et donc que :

$$\Delta n_{\text{moy}} = n_{\text{eff1}} - (n_{\text{eff1}})_0$$

-> Une seconde approche consiste à dire que la variation photo-induite de l'indice effectif du mode est faible devant sa valeur initiale. Dans ces conditions, on peut écrire:

$$n_{\text{eff1}}^2 = (n_{\text{eff1}})_0^2 + \partial(n_{\text{eff1}})^2 \quad (\text{V.6})$$

La variation d'indice effectif peut être considérée comme une perturbation [Vassallo 1985] et $\partial(n_{\text{eff1}})^2$ s'écrit alors:

$$\partial(n_{\text{eff1}})^2 = \frac{\iint \partial(n)^2 |\Psi_1|^2 dA}{\iint |\Psi_1|^2 dA} \quad (\text{V.7})$$

avec dA l'unité de surface

∂n la variation de l'indice de réfraction telle que:

$$\partial(n)^2 = n^2 - n_0^2 \approx 2 n_0 \Delta n$$

$$\partial(\text{neff}1)^2 = \text{neff}1^2 - \text{neff}1_0^2 \approx 2 \text{neff}1_0 \Delta \text{neff}1$$

Ainsi, la variation d'indice effectif s'écrit:

$$\Delta \text{neff}1 \approx \Delta n \frac{\int_0^{\text{rc0}} \Psi_1^2 \text{rdr}}{\int_0^{\infty} \Psi_1^2 \text{rdr}} \approx \eta \Delta n_{\text{moy}} \quad (\text{V.8})$$

Ainsi, la valeur de la variation de l'indice effectif est proportionnelle à la valeur du coefficient de confinement du mode fondamental dans le coeur. Par conséquent, compte tenu de ces approximations, la variation de la longueur d'onde centrale du filtre, λ_c peut s'écrire:

$$\frac{\Delta \lambda_c}{\lambda_c} \approx \frac{\eta \delta(\Delta n_{\text{moy}})}{\text{neff}1 - \text{neff}5} \quad (\text{V.9})$$

En reportant par la suite l'évolution de la différence d'indice $\Delta(\Delta \text{neff})$ égale à $(\text{neff}1 - \text{neff}5) - (\text{neff}1 - \text{neff}5)_0$, c'est une approximation de la variation de la modification d'indice moyenne Δn_{moy} que nous exprimerons.

V.1.4 Choix de la longueur du réseau d'indice

La largeur spectrale du réseau à longs pas va dépendre de sa longueur L et de la modulation d'indice appliquée Δn pour l'obtenir. Nous avons vu au chapitre II que la transmission du mode fondamental après couplage avec les modes de gaine au travers du réseau s'écrit:

$$T_{\text{LP01}} = 1 - \frac{1}{1 + \frac{\Delta \beta^2}{C^2}} \sin^2 \left(CL \sqrt{1 + \frac{\Delta \beta^2}{C^2}} \right) \quad (\text{V.10})$$

avec:

C: le coefficient de couplage entre le mode fondamental LP01 et le mode de gaine LP0m

L: la longueur du réseau

Λ : la période ou pas du réseau

$\Delta \beta$: le désaccord de phase tel que

$$\Delta \beta = \frac{\pi}{\lambda} (\text{neff}_1 - \text{neff}_m) - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (\text{V.11})$$

Nous pouvons donner une approximation de la largeur spectrale à mi-hauteur du réseau.

En effet, à la longueur d'onde centrale du réseau λ_c , l'accord de phase est obtenu et $\Delta\beta=0$. Par conséquent, en considérant que le couplage se fait presque totalement et qu'à λ_c le minimum de transmission du mode fondamental vaut ≈ 0 , on déduit de l'équation V.2 que le produit CL est presque égal à $\pi/2$. En tenant compte de ces approximations, on recherche alors la longueur d'onde $\lambda_{mi-hauteur}$ pour laquelle la transmission du mode est égale à 0,5. Ainsi, calculer la différence $\lambda_c - \lambda_{mi-hauteur}$ revient à chercher la demi-largeur à mi-hauteur du filtre [Vengsarkar 1996].

A la longueur d'onde $\lambda_{mi-hauteur}$, la puissance du mode fondamental s'écrit:

$$T_{LP01}(\lambda_{mi-hauteur}) = \frac{1}{2} \approx 1 - \frac{(\frac{\pi}{2})^2}{(\frac{\pi}{2})^2 (1 + \frac{\Delta\beta^2}{C^2})} \sin^2(\frac{\pi}{2} \sqrt{1 + \frac{\Delta\beta^2}{C^2}}) \quad (V.12)$$

En posant:

$$x = \frac{\pi}{2} \sqrt{1 + \frac{\Delta\beta^2}{C^2}} \quad (V.13)$$

Résoudre l'équation V.9 revient à résoudre l'équation V.11 suivante:

$$\frac{\sin x}{x} \approx 0.45 \quad (V.14)$$

On en déduit alors que $x \approx 2$. De plus, comme la longueur d'onde λ_c satisfait l'accord de phase, on peut décrire d'après V.1 que:

$$\frac{\pi}{\lambda_c} (\text{neff}_1 - \text{neff}_m) = \frac{\pi}{\Lambda} \quad (V.15)$$

En faisant l'hypothèse que la différence d'indice effectif entre les deux modes couplés est constante autour de la longueur d'onde centrale et en remplaçant la valeur trouvée pour x dans l'équation V.7 et en résolvant les calculs on en déduit pour la demi-largeur à mi-hauteur :

$$\lambda_c - \lambda_{mi-hauteur} \approx \frac{0.4 \lambda^2}{L (\text{neff}_1 - \text{neff}_m)} \quad (V.16)$$

Considérons un réseau à longs pas, de longueur L et de période 482 μm permettant le couplage entre les modes LP01-LP05 à la longueur d'onde centrale $\lambda_c = 1550\text{nm}$. L'amplitude de modulation d'indice du réseau, Δn_{mod} , est telle qu'à cette longueur d'onde centrale, la transmission du mode fondamental est proche de zéro. Nous avons représenté sur la figure V.5 la largeur à mi-

hauteur du filtre obtenu en fonction de la longueur du réseau. De même, lorsque la longueur d'onde centrale se situe aux longueurs d'ondes $\lambda_c = 1450\text{nm}$, 1500 nm , 1600 nm , nous avons représenté cette largeur à mi-hauteur.

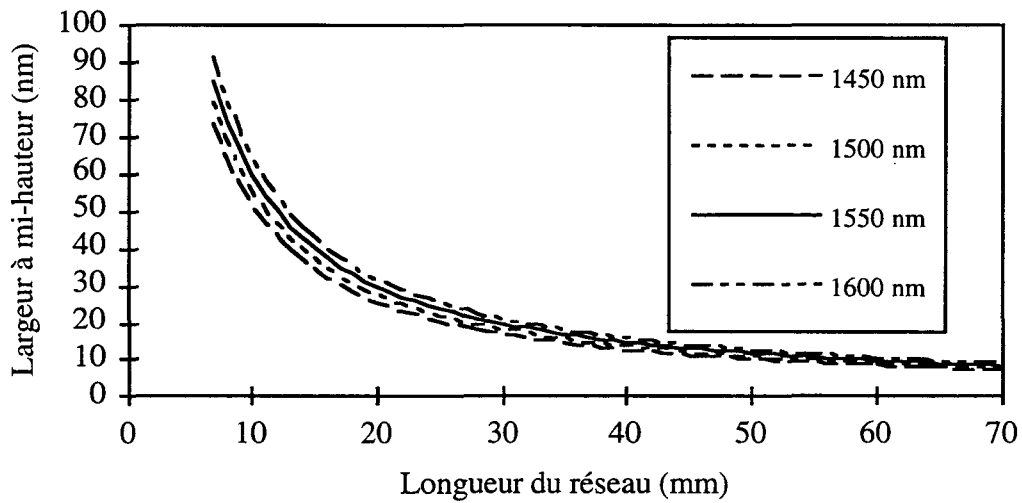


Figure V.5: Calcul de la largeur à mi-hauteur du réseau à longs pas en fonction de sa longueur L pour une longueur d'onde donnée et en considérant $CL=\pi/2$.

On constate dans ces conditions que pour des longueurs de 1 à 5 mm, cette largeur à mi-hauteur atteint des valeurs bien supérieures à 100nm. Tous ces calculs ont été réalisés en tenant compte de l'hypothèse selon laquelle le couplage était presque total, c'est à dire que $CL \approx \pi/2$. Ces conditions correspondent à des modulations d'indices que nous reportons sur la figure V.6 et V.7.

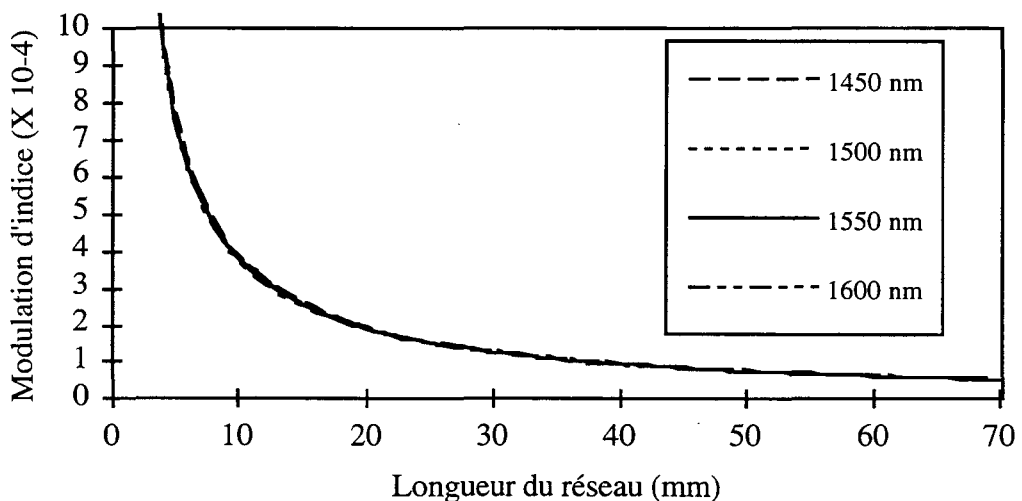


Figure V.6: Amplitude de modulation d'indice correspondant à la condition $CL=\pi/2$

Dans le cas des réseaux très courts, de 1 à 5 mm, les modulations d'indices à atteindre avec la fibre SMF28 sont très importantes, de l'ordre de $4 \cdot 10^{-3}$ (figure V.7.a). Ces considérations d'ordre expérimental ainsi que le but appliqué recherché nous conduisent à étudier des réseaux longs pas de longueur au moins égale à 30 mm. Les amplitudes de modulation d'indice nécessaires sont alors toujours inférieures à $1.3 \cdot 10^{-4}$ (figures V.7.b).

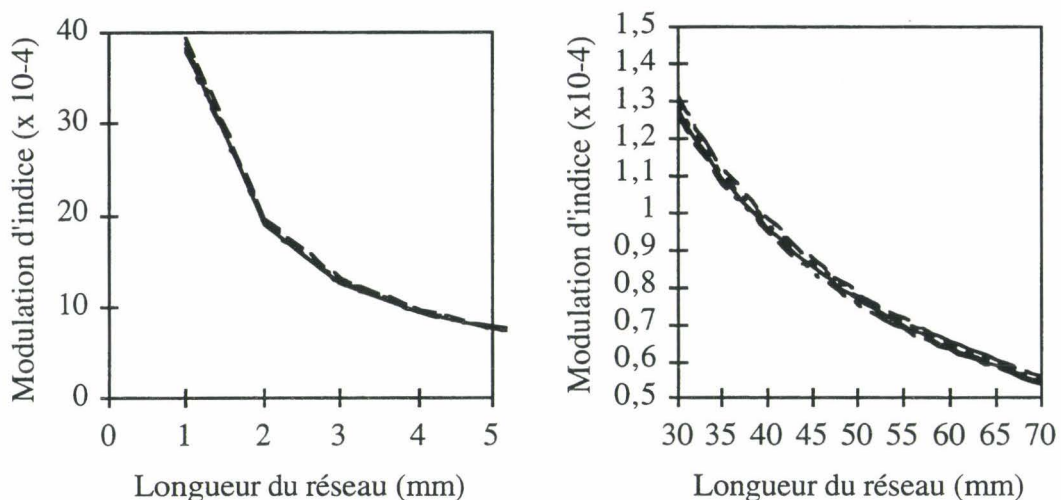


Figure V.7.: Amplitude de modulation d'indice correspondant à la condition $CL=\pi/2$. En (a), pour de faibles longueurs de réseaux, en (b) pour des longueurs classiquement utilisées.

Durant l'inscription, la forme du spectre et la longueur d'onde centrale du réseau évoluent en fonction de la modification de l'indice photo-induite. La figure V.8 montre l'évolution calculée du spectre pour un réseau photo-inscrit de longueur $L=63,4$ mm et de période $\Lambda=480$ μm en fonction de la valeur du produit CL .

Avec l'augmentation de la modification d'indice photo-induite Δn (Δn_{moy} et Δn_{mod}), le minimum de transmission du filtre diminue et la longueur d'onde centrale augmente. Le minimum de transmission étant exprimé par une fonction en cosinus carré (relation V.2), il diminue puis réaugmente alors que Δn augmente. Sur la figure V.9 sont représentés les spectres pour des valeurs de $CL > \pi/2$.

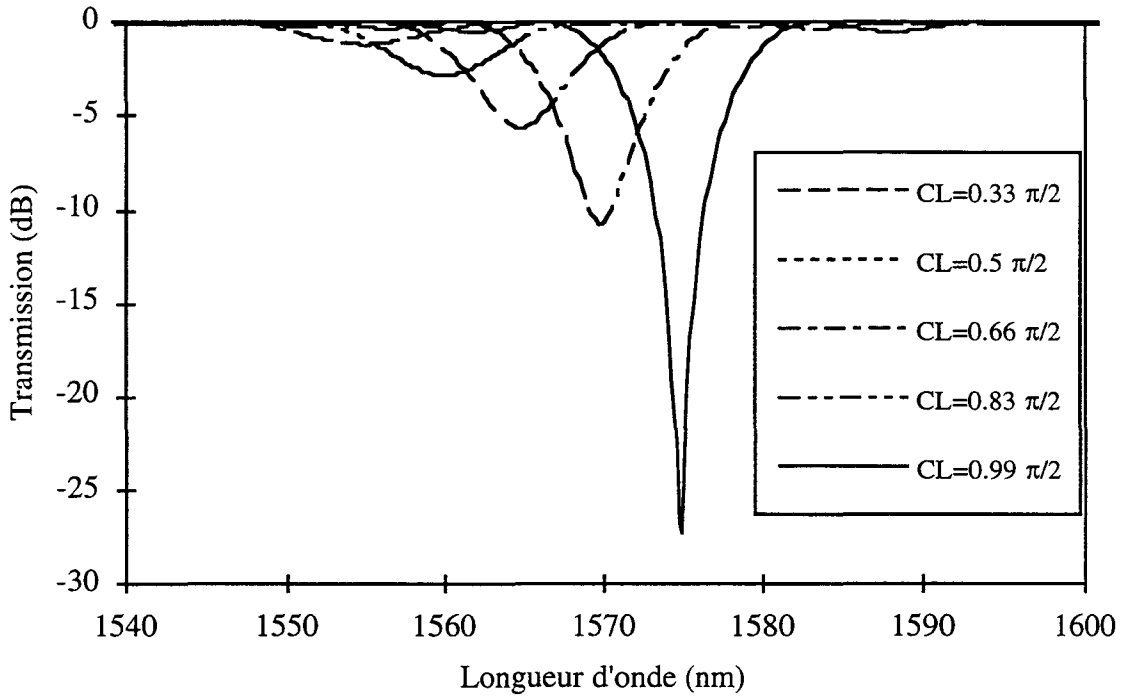


Figure V.8: Calcul de l'évolution de la réponse spectrale du réseau longs pas couplant LP01-LP05 en fonction du produit CL .

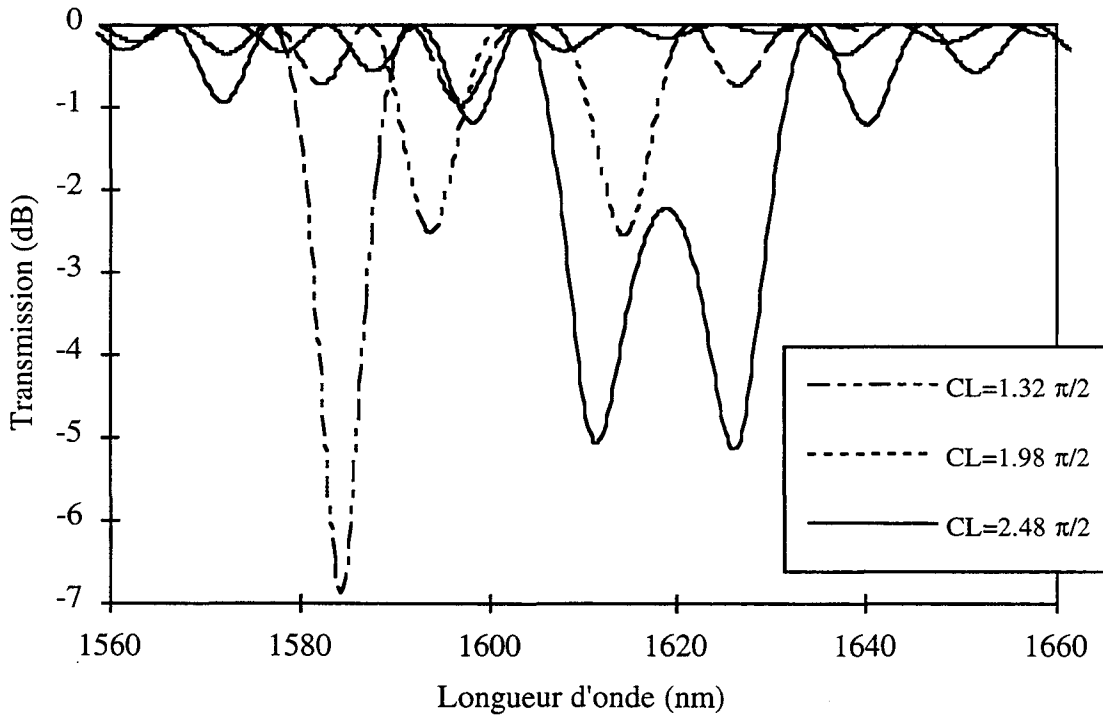


Figure V.9: Calcul de l'évolution du spectre du réseau longs pas couplant LP01-LP05 pour des valeurs du produit $CL > \pi/2$.

On constate alors l'apparition de deux minimums de transmission dans le spectre à des longueurs d'onde voisines ainsi que les lobes latéraux deviennent de plus en plus importants. Il est donc conseillé de travailler avec des valeurs $CL < \pi$ afin de minimiser l'importance de ces lobes.

V.1.4 Conclusion de la partie V.1

Nous avons décrit certains critères de choix des paramètres du réseau (longueur, période) afin d'obtenir la réponse spectrale désirée.

Tout au long de cet exposé, nous nous limiterons à l'étude d'un pic, en l'occurrence celui correspondant au couplage LP01-LP05. Nous étudions maintenant la croissance et la stabilité de ce type de réseau.

V.2 REALISATION DES RESEAUX DANS LA FIBRE STANDARD HYDROGENEE.

La fibre standard de ligne que nous utilisons est préalablement chargée en hydrogène dans une enceinte à haute pression d'hydrogène (≈ 150 bar) et à température ambiante durant au moins deux semaines.

Nous avons choisi pour l'inscription des réseaux la méthode utilisant un masque d'amplitude décrite dans le chapitre I. Cette méthode permet d'inscrire des réseaux à longs pas en utilisant toujours rigoureusement la même période de réseau. Les longueurs de réseaux étant supérieure à 25 mm, nous avons déplacé l'ensemble fibre et masque devant le faisceau afin d'atteindre ces longueurs. Les réponses spectrales des filtres sont mesurées à l'inscription au moyen d'un analyseur de spectre optique et après réalisation au moyen d'une cavité laser accordable et d'un détecteur (voir Annexe C).

Dans cette partie, nous traitons de la croissance et de la stabilité des réseaux à long pas photo-inscrits dans la fibre standard de ligne. Nous étudions en particulier l'influence de la diffusion de l'hydrogène sur les paramètres d'inscription des réseaux.

V.2.1 Dynamique de croissance des réseaux à longs pas

Nous reportons ici la dynamique de croissance d'un réseau à longs pas photo-inscrit dans la fibre standard hydrogénée. Les caractéristiques de l'inscription sont reportées dans le tableau Tab. V.1

Longueur	Période	Densité d'énergie	Fibre
69,3 mm	463 μm	49 mJ/cm^2	H ₂ SMF28

Tab. IV.1: Paramètres du réseaux à longs pas RLP211

Lors de l'inscription, la fibre est déplacée devant le faisceau UV de longueur 2 mm en une séquence d'allers-retours. La vitesse de déplacement est de 0,5mm/s et l'accélération de 1,3mm/s². A chaque changement de direction, le faisceau n'irradie plus la fibre qui est masquée afin d'éviter une modulation d'indice plus importante aux extrémités. Dans ces conditions, le temps total pour un passage aller ou retour est de 2 mn. Ainsi, chaque partie de réseau reçoit 40 impulsions par passage. L'évolution du spectre du réseau en fonction du temps d'inscription est reportée sur la figure V.10.

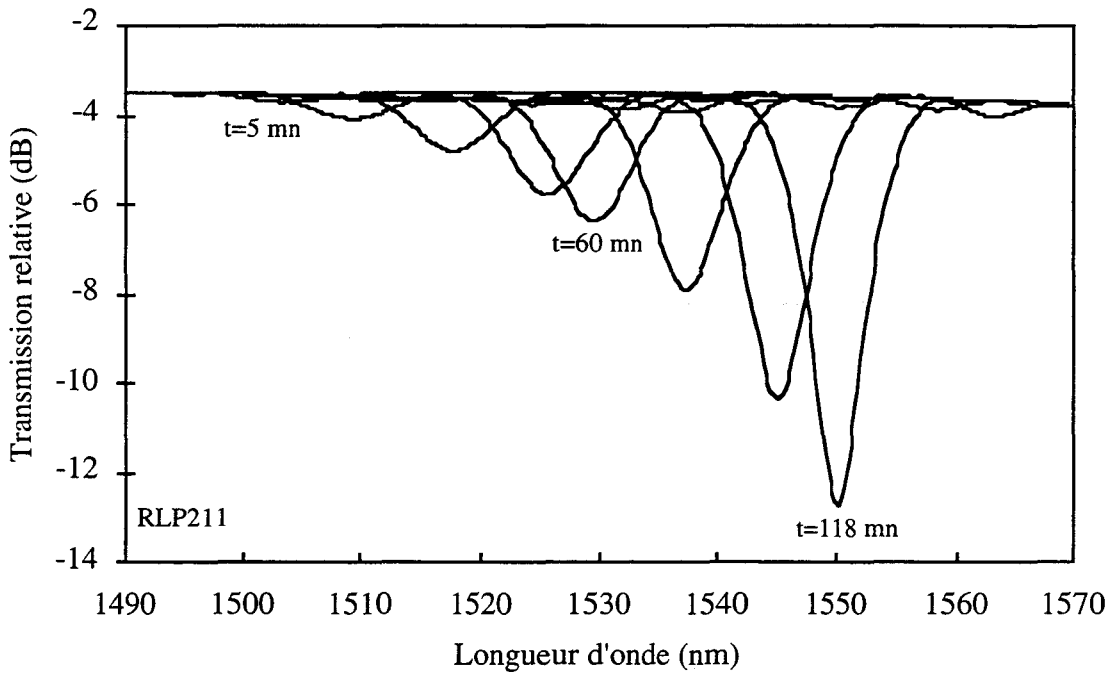


Figure V.10: Evolution du spectre du réseau à longs pas lors de l'inscription.

Le minimum de transmission atteint est égal à -11,6 dB, la largeur à mi-hauteur mesurée est égale à 7,6 nm. Cela veut donc dire que $CL \approx 0,41 \pi$. On se rapproche de $CL = 0,5\pi$ pour lequel nous avons estimé une largeur à mi-hauteur (voir figure IV.5) de 8,5 nm.

Nous avons reporté sur la figure V.10.a l'évolution de la longueur d'onde centrale du réseau et du minimum de transmission à cette longueur d'onde.

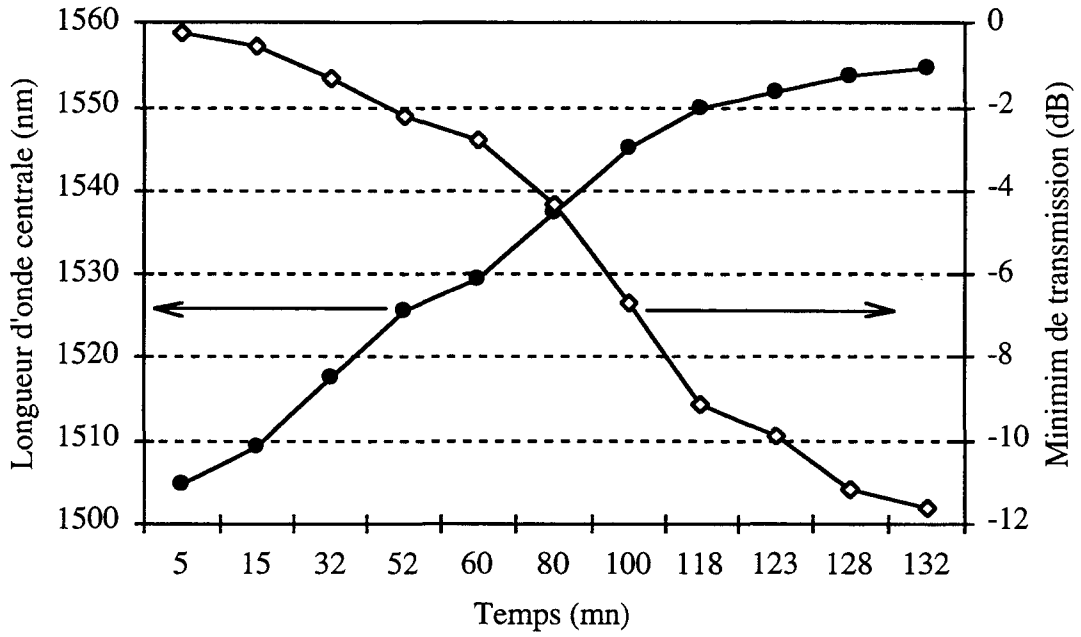


Figure V.11.a: dynamique de croissance du réseau à longs pas: évolution de la longueur d'onde centrale et du minimum de transmission en fonction du temps d'inscription.

On constate que le minimum de transmission diminue avec l'augmentation du temps d'inscription t_{inSC} et que la longueur d'onde centrale du filtre augmente au cours de t_{inSC} d'environ 50 nm.

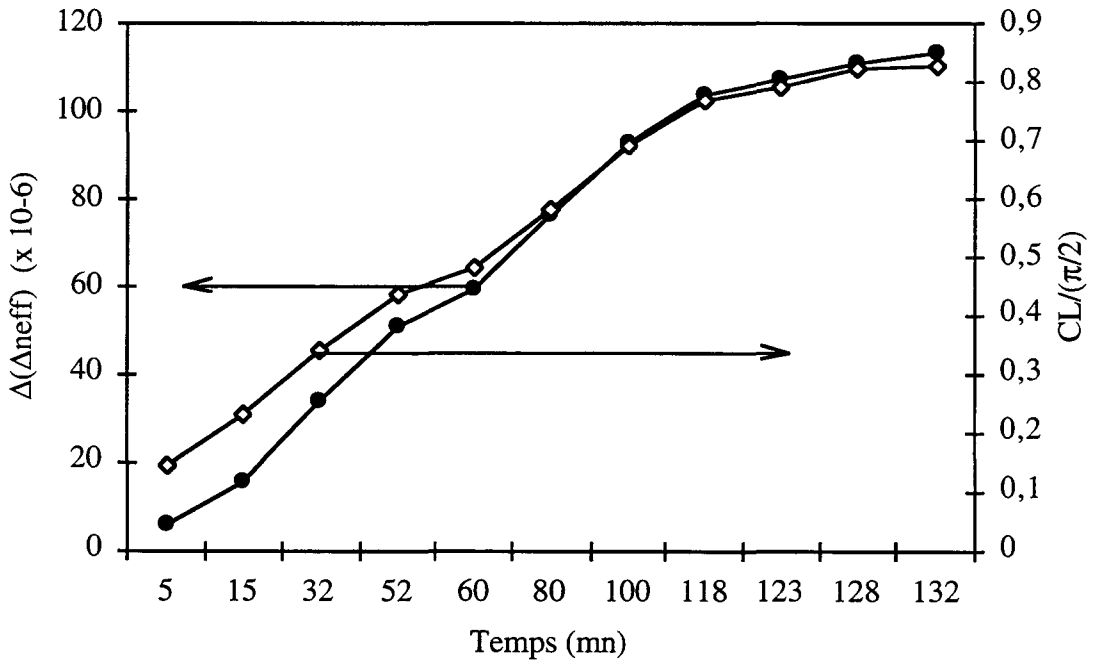


Figure V.11.b: Evolution de $\Delta(\Delta n_{\text{eff}})$ et du produit CL durant l'inscription.

Si on reporte l'évolution de la différence d'indice effectif $\Delta(\Delta_{\text{neff}})$ ainsi que l'évolution du produit CL, respectivement proportionnels à Δn_{moy} et Δn_{mod} , (figure V.11.b), on constate une même dynamique d'évolution au cours de l'irradiation. L'amplitude de modulation Δn_{mod} finale est de l'ordre de $0,5 \cdot 10^{-4}$. On applique la formule V.6 pour le calcul de Δn_{moy} et on trouve $\Delta n_{\text{moy}} \approx 1,5 \cdot 10^{-4}$. Cependant, ce calcul de Δn_{moy} est faussé par la diffusion de l'hydrogène qui, sur une longue période de temps, provoque l'augmentation de Δ_{neff} .

V.2.2 Reproductibilité de l'inscription de réseaux à longs pas dans la fibre standard hydrogénée.

C'est la différence des indices effectifs ($n_{\text{eff}1} - n_{\text{eff}5}$) qui caractérise la longueur d'onde centrale du réseau longs pas photo-inscrit. Or, cette différence ($n_{\text{eff}1} - n_{\text{eff}5}$) est très sensible à toute perturbation de la gaine et des paramètres de la fibre. C'est pourquoi, la reproductibilité d'inscription des réseaux à longs pas dans la fibre standard hydrogénée, au sens de la reproductibilité de la longueur d'onde centrale initiale d'inscription, va dépendre de l'homogénéité de la fibre et de l'état de diffusion de l'hydrogène dans la fibre lors de l'inscription.

V.2.2.a La non-homogénéité intrinsèque de la fibre optique utilisée

Il est difficile pour les fabricants de fibres optiques de certifier l'homogénéité de l'indice du coeur de la fibre sur des longueurs de plusieurs kilomètres extraits d'une même préforme. Ainsi, et concrètement, si le manipulateur mesure d'indice du coeur sur des échantillons de fibres, il mesurera des variations de 10^{-6} à 10^{-4} . C'est la non-homogénéité intrinsèque de la fibre.

Les conséquences de cette non-homogénéité peut se traduire en reprenant l'équation V.1.

$$\frac{\partial \lambda_c}{\lambda_c} = \frac{\partial (n_{\text{eff}1} - n_{\text{eff}m})}{(n_{\text{eff}1} - n_{\text{eff}m})} \quad (\text{V.17})$$

Ainsi, si l'indice effectif $n_{\text{eff}1}$ varie de $1 \cdot 10^{-6}$, et si de plus on considère que $n_{\text{eff}5}$ n'est pas affecté, dans ce cas la longueur d'onde centrale va varier de :

$$\partial \lambda_c \approx \lambda_c \frac{10^{-6}}{0,0032} \quad (\text{V.18})$$

Pour une longueur d'onde de 1515 nm, la variation de λ_c est $\approx 0,5$ nm. Ce calcul nous montre donc que pour l'inscription de réseaux à longs pas, la longueur d'onde initiale ne peut être déterminée à 0,5 nm près.

V.2.2.b Mise en évidence expérimentale de l'influence de la diffusion de l'hydrogène sur la longueur d'onde d'apparition du réseau à longs pas.

Afin d'atteindre des modulations d'indice de l'ordre de 10^{-4} , nous avons choisi de charger en hydrogène les fibres standards afin d'augmenter leur photosensibilité. Cependant, si cette solution ne semblait pas apporter le moindre problème quant à la réalisation de ces réseaux, il nous est apparu en cours d'étude que la diffusion de l'hydrogène constituait un facteur très important d'évolution de la longueur d'onde d'inscription du réseau.

Lorsque nous avons débuté l'étude des réseaux à longs pas, nous avons agité expérimentalement comme nous le faisons dans le cas de l'inscription de réseaux de Bragg classiques. En effet, le jour de la réalisation des réseaux, nous sortions la fibre de la chambre d'hydrogénation à température ambiante et haute pression d'hydrogène. Nous placions la quantité de fibre extraite dans un congélateur dont la température moyenne est de -15°C . Ainsi, la diffusion de l'hydrogène vers l'extérieur de la fibre était ralentie. La quantité de fibre extraite ($\approx 50\text{m}$) était suffisante pour réaliser un nombre important de réseaux. Si cette quantité n'était pas utilisée le jour même, la fibre était conservée dans ce congélateur et utilisée durant plusieurs jours. Dans notre protocole, la fibre est stockée dans le congélateur et la période de pérennité de l'hydrogène est par conséquent augmentée d'un facteur 10 (voir paragraphe V.2.2.c). Après 1 mois passé dans le congélateur, nous avons pu inscrire des réseaux de Bragg à fort Δn_{mod} dans cette même fibre.

Toujours en utilisant ce protocole, durant plusieurs jours, nous avons inscrit des réseaux à longs pas dans la fibre hydrogénée, stockée dans le congélateur. Sur la figure V.12 nous avons reporté la valeur de Δn_{eff} pour chaque réseau inscrit dans le temps. Comme ces réseaux n'ont pas forcément été réalisés avec la même période (mais tout de même avec des périodes proches à quelques microns près), reporter Δn_{eff} au début de l'inscription permet de les comparer.

D'après la figure V.12, on constate que la différence des indices effectifs ($n_{\text{eff}1} - n_{\text{eff}5}$) varie de plus de $150 \cdot 10^{-6}$ après un temps de 200 h passé au congélateur. Cette variation de Δn_{eff} correspond à une variation de 71 nm de la longueur d'onde initiale d'inscription. Rappelons que nous estimons à 0,5 nm au moins la variation due à la non-homogénéité intrinsèque de la fibre. Cette variation est attribuable à la diffusion de l'hydrogène dans le temps comme nous allons le voir.

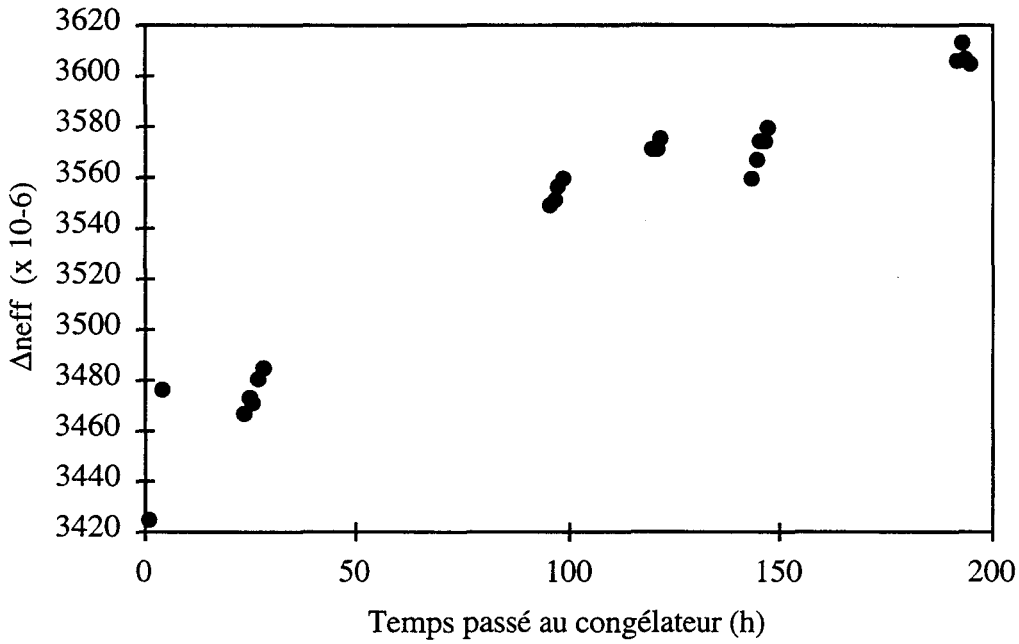


Figure V.12: Influence de la diffusion de l'hydrogène lorsque la fibre est stockée plusieurs jours dans le congélateur.

Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons sorti chaque jour la fibre de la chambre à hydrogène et nous l'avons conservée ensuite dans le congélateur. Sur la figure V.13, nous reportons les valeurs de Δn_{eff} obtenues. On constate que l'amplitude de la variation de Δn_{eff} a diminué à $40 \cdot 10^{-6}$. Cette variation est liée au stockage de la fibre durant une journée à -13°C .

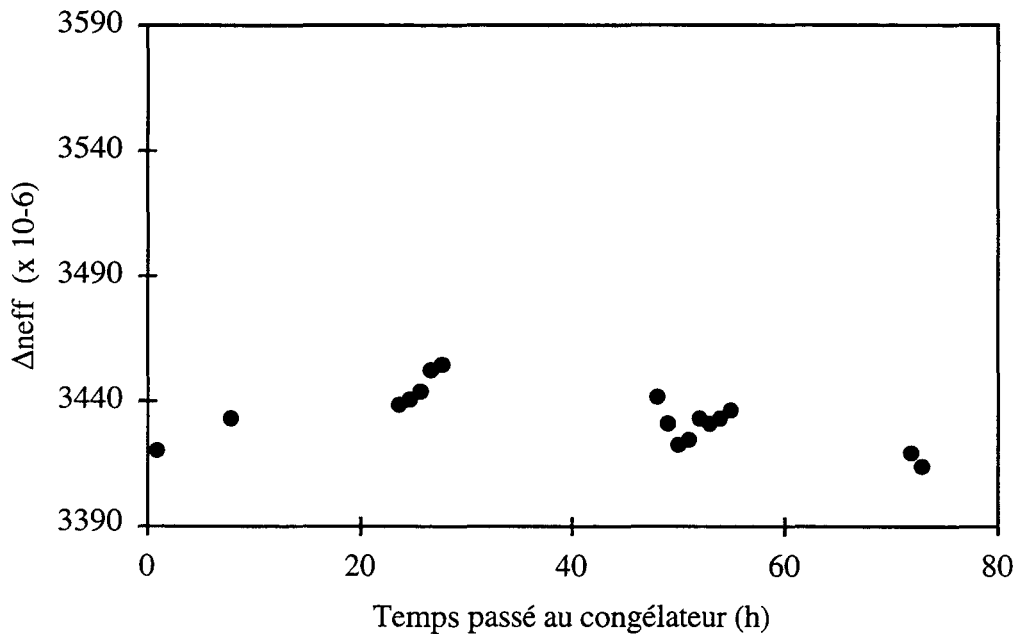


Figure V.13: Influence de la diffusion de l'hydrogène lorsque la fibre est sortie de l'enceinte d'hydrogène chaque jour et stockée dans le congélateur durant la journée.

A ce niveau d'analyse, il faut noter une incertitude de lecture de la longueur d'onde initiale, à cause de la largeur du spectre (plusieurs dizaines de nanomètres) et du faible contraste. On peut estimer à 2 nm l'incertitude sur la longueur d'onde initiale, c'est à dire que l'incertitude sur $\Delta n_{\text{eff initial}}$ est $\approx 5 \cdot 10^{-6}$.

A l'issu de ces constatations expérimentales, nous avons entrepris la modélisation du phénomène de diffusion de l'hydrogène hors de la fibre.

V.2.2.c Calcul de la diffusion de l'hydrogène dans la fibre optique et de son influence sur la réalisation de réseaux à longs pas

Si les calculs réalisés pour l'étude de la diffusion de l'hydrogène dans la fibre en ne tenant compte que de sa concentration dans le coeur sont suffisants pour l'étude des réseaux de Bragg classiques [Boj 1995] [Taunay 1997], en revanche ils demeurent incomplets pour l'étude des réseaux à longs pas photo-inscrits dans la fibre hydrogénée. C'est pourquoi, nous avons calculé la dynamique de diffusion de l'hydrogène moléculaire dans le coeur et la gaine de la fibre en fonction du temps.

En considérant la fibre comme un cylindre parfait de rayon R et en faisant l'hypothèse que la diffusion de l'hydrogène se fait dans le coeur et dans la gaine avec le même coefficient de diffusion D, l'équation de diffusion de Fick de la concentration d'hydrogène C(r,t) normalisée dans la fibre est décrite par l'équation V.16.

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D^2 \left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C}{\partial r} \right) \quad (\text{V.19})$$

Avec t, le temps et r la coordonnée radiale le long du rayon de la fibre. La solution à l'équation [Koshlyakov 1964] est donnée par:

$$C(r,t) = \frac{2}{C_0 R^2} \sum_1^\infty \left[\frac{J_0(\mu_n \frac{r}{R})}{J_1^2(\mu_n \frac{r}{R})} \exp(-D(\frac{\mu_n}{R})^2 t) \int_0^R r \varphi(r) J_0(\mu_n \frac{r}{R}) dr \right] \quad (\text{V.20})$$

avec: J_0 et J_1 les fonctions de Bessel
 μ_n les racines de la fonction $J_0(x)=0$
 D le coefficient de diffusion de l'hydrogène dans la fibre
 R le rayon extérieur de la fibre ($R=62,5 \mu\text{m}$).

$\varphi(r)$ décrit les conditions initiales de la diffusion.

->Lorsque l'hydrogène diffuse dans la fibre, la source extérieure d'hydrogène est infinie et

$$\varphi(r,t=0)=1$$

->Lorsque l'hydrogène diffuse hors de la fibre à partir d'un profil de saturation,

$$\varphi(r,t=0)=-1$$

La valeur du coefficient D le plus probable est donnée dans [Lemaire 1991] par la relation:

$$D = 2.83 \cdot 10^{-4} \exp\left(\frac{-40.19 \text{ kJ / mol}}{R T}\right) \text{ cm}^2 / \text{s} \quad (\text{V.21})$$

$R=8,314 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$, T exprimée en Kelvin.

Si le coefficient de diffusion D de l'hydrogène ne dépend pas de la pression, en revanche, la quantité d'hydrogène moléculaire introduite va en dépendre [Lemaire 1991].

A partir de la valeur de D, nous avons calculé l'évolution de la concentration normalisée C(r,t) de l'hydrogène dans la fibre lors du chargement à haute pression (140 bars) et à température ambiante (23°C). La figure V.14 montre les résultats obtenus et nous pouvons remarquer en particulier qu'après 400h, le coeur de la fibre est pratiquement saturée en hydrogène moléculaire.

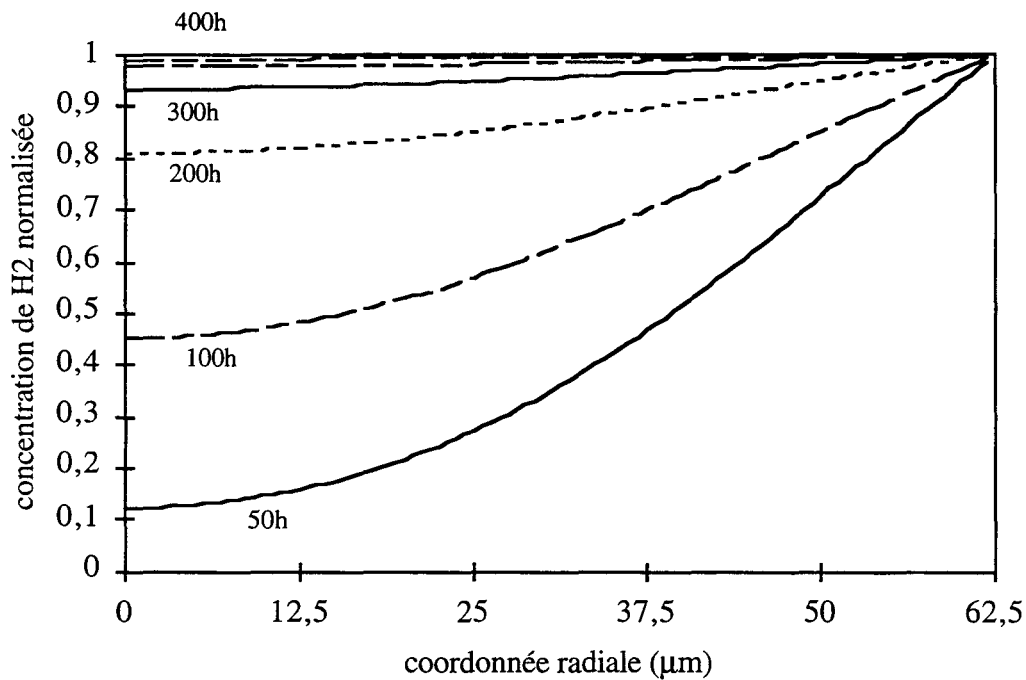


Figure V.14: Diffusion de l'hydrogène dans la fibre de rayon 62,5 μm à haute pression et température ambiante.

Lorsque la fibre, saturée en hydrogène est placée hors de l'enceinte à température ambiante, nous présentons sur la figure V.15 la diffusion de l'hydrogène hors de la fibre en fonction du temps. Après 250h, la concentration d'hydrogène dans la fibre est presque nulle (figure V.15).

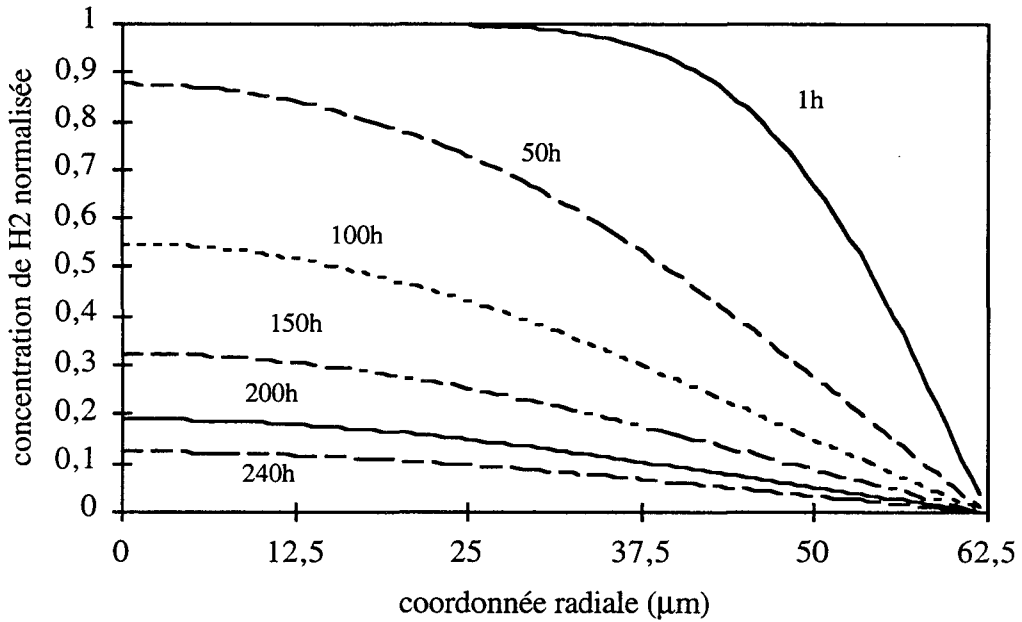


Figure V.15: Déchargement de l'hydrogène dans la fibre à température ambiante.

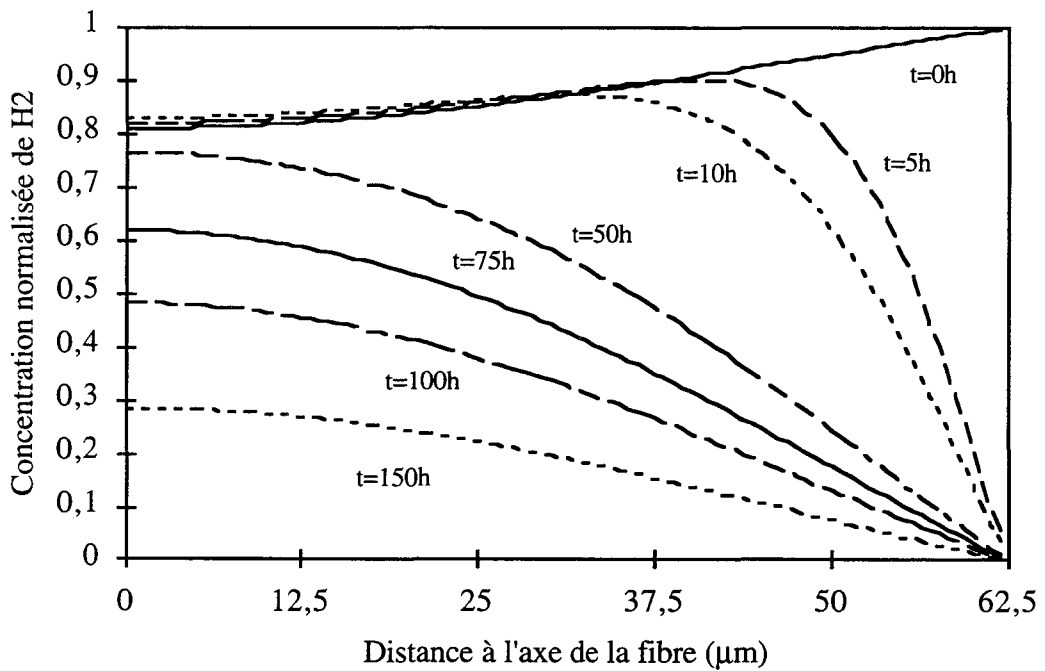


Figure V.16: Déchargement de l'hydrogène dans la fibre à température ambiante lorsque le chargement s'est fait durant 200 h.

On peut observer que la diffusion de l'hydrogène fait d'abord baisser la concentration $C(r,t)$ dans la gaine alors que dans le coeur, cette concentration reste maximale après 25h. Sur la figure V.16 est représenté le déchargement de la fibre en hydrogène lorsque le temps de chargement est seulement de 200h.

Le chargement de la fibre en hydrogène moléculaire va modifier l'indice de la silice d'une valeur Δn_{H2} . Lors d'une étude de l'inscription de réseaux de Bragg dans une fibre hydrogénée à des longueurs d'onde voisinent de 1550 nm, Malo *et al.* [Malo 1994] ont quantifié l'influence de la présence de l'hydrogène sur la valeur de longueur d'onde de Bragg en fonction de la pression d'hydrogène de chargement et ont mesuré une valeur qui reflète bien les observations expérimentales. En effet, ils montrent que la variation de λ_B est linéaire et vaut $\approx 7\text{pm/atm}$.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, l'indice effectif des modes de gaine dépend majoritairement de l'indice de réfraction de la gaine alors que l'indice effectif du mode fondamental, confiné au voisinage immédiat du coeur, dépend de l'indice de réfraction du coeur.

Considérons tout d'abord le cas de la fibre saturée en hydrogène et placée à température et pression ambiante, et étudions l'effet de la diffusion en particulier durant les 25 premières heures. Dans ce cas, la concentration d'hydrogène dans le coeur reste presque inchangée alors que la gaine s'est partiellement déchargée de son hydrogène et cette diffusion va avoir une incidence considérable sur la longueur d'onde centrale du réseau à longs pas.

En effet, durant cette diffusion, l'indice de réfraction de la gaine optique est modifié selon le profil de diffusion de l'hydrogène par la quantité $C(r,t)*\Delta n_{H2}$.

Deux possibilités s'offraient à nous pour modéliser l'influence de l'hydrogène sur l'indice effectif du mode fondamental et des modes de gaine. La première consistait à intégrer dans la résolution des équations aux valeurs propres pour la propagation dans une fibre optique (voir Chapitre II) la variation des indices de réfraction du coeur et de la gaine due à l'hydrogène. La deuxième solution consistait à considérer que la variation de l'indice effectif due à hydrogène est faible devant la valeur de l'indice effectif. Par conséquent, par une approche de calcul de perturbations, on peut calculer la variation de l'indice effectif. C'est cette solution que nous avons retenu pour modéliser le phénomène.

L'influence de l'hydrogène sur l'indice de réfraction de la fibre peut être considérée comme une perturbation directe d'un mode guidé [Vassallo 1985] et être exprimé, comme nous l'avons vu dans la partie V.1.3, par la relation V.6:

$$n_{\text{eff}_m}^2 = n_{\text{eff}_{m0}}^2 + \partial(n_{\text{eff}_m})^2 \quad (\text{V.22})$$

la perturbation $\partial(n_{\text{eff}})^2$ s'écrit alors:

$$\partial n_{\text{eff}_m} = \frac{\iint \partial n |\Psi_m|^2 dA}{\iint |\Psi_m|^2 dA} \quad (\text{V.23})$$

avec ∂n la variation de l'indice de réfraction causée par l'hydrogène
 dA l'unité de surface
 m l'indice du mode LP_{0m}

Nous partons du principe qu'à une longueur d'onde donnée, 1550 nm, nous connaissons la valeur des champs du mode fondamental et des modes de gaine en fonction de la position radiale r .

Nous faisons l'hypothèse que l'hydrogène provoque l'augmentation de l'indice de réfraction du coeur et de la gaine de la même manière. La répartition de l'hydrogène est une fonction de la coordonnée radiale r , par conséquent la modification d'indice δn associée sera aussi dépendante de r . Par l'influence de l'hydrogène, la perturbation s'écrit alors:

$$\partial n_{\text{eff}} \approx \frac{\int_0^\infty \partial n(r,t) |\Psi|^2 r dr}{\int_0^\infty |\Psi|^2 r dr} \quad (\text{V.24})$$

Il faut donc évaluer $\partial n(r,t)$ afin de pouvoir mener le calcul. Considérons une répartition radiale de la concentration normalisée en hydrogène au temps t_0 , $C(r, t_0)$. Lorsque la concentration normalisée en hydrogène est égale à $C(r, t_0)=1$ alors l'influence de l'hydrogène est maximale et réciproquement, lorsque cette concentration est égale à $C(r, t_0)=0$, l'influence est nulle et $n=n_0$. La quantité d'hydrogène introduite dans la fibre dépend de la pression extérieure de l'hydrogène et va déterminer l'augmentation de l'indice de réfraction par conséquent celle de l'indice effectif du mode fondamental. D'après Malo *et al.*, on peut exprimer cette variation par:

$$\frac{\partial n_{\text{eff}}}{n_{\text{eff}}} = \frac{0,00691 P_{\text{bar}}}{1533,8} \quad (\text{V.25})$$

Pour une pression de 140 Bar, classiquement utilisés, $\partial n_{\text{eff}} \approx 0,00063 n_{\text{eff}}$.

En tenant compte de ces considérations expérimentales, nous pouvons alors écrire $\partial n(r,t)$ comme le produit:

$$\partial n(r,t) \approx 5 \cdot 10^{-6} * n_{\text{eff}_0} * C(r,t) * P_{\text{bar}} \quad (\text{V.26})$$

P_{bar} étant la pression d'hydrogène utilisée lors de du chargement en hydrogène de la fibre.

Evolution de n_{eff1} en fonction de la pression de l'hydrogène:

Afin de reproduire les réalités expérimentales et de valider l'expression de la variation d'indice de réfraction liée à l'hydrogène (relation V.26), nous avons reporté sur la figure V.17 la variation de la longueur d'onde de Bragg λ_B en fonction de la pression d'hydrogène appliquée lors du chargement à température ambiante en utilisant le calcul de perturbations (relation V.14).

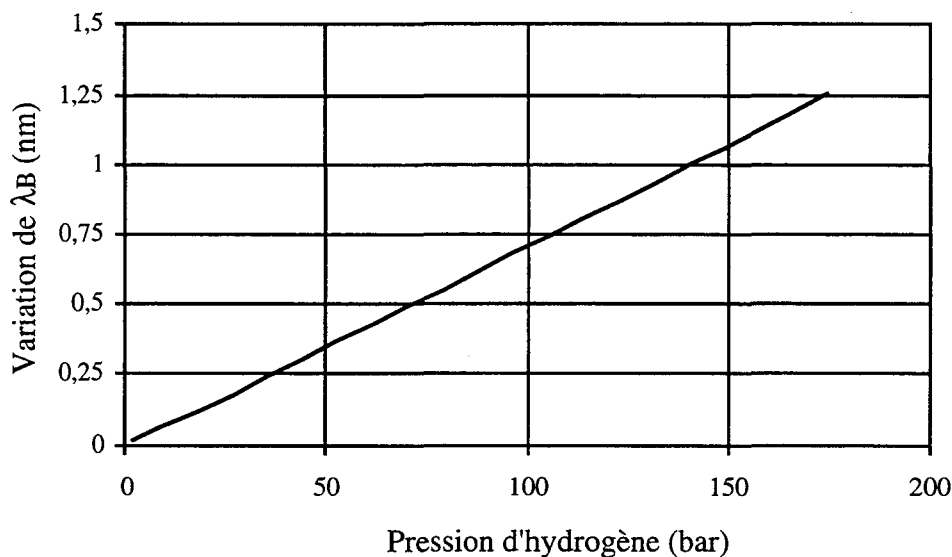


Figure V.17: Evolution de λ_B en fonction de la pression, λ_B autour de 1535 nm.

Les ordres de grandeur de la variation de la longueur d'onde de Bragg sont comparables à ceux observés expérimentalement ce qui valide la relation V.23.

Variation de $(n_{eff1}-n_{eff5})$ en fonction de la diffusion de l'hydrogène vers l'extérieur de la fibre:

Considérons le profil de diffusion présenté sur la figure V.15. A la fin de la période de chargement ($t=0$), la fibre est saturée en hydrogène et $C(r,0)=1$. Lors de la diffusion vers l'extérieur, le profil $C(r,t)$ va évoluer en fonction du temps. Par le calcul de perturbation, on peut en déduire au cours du temps de diffusion, les variations des indices effectifs n_{eff1} et n_{eff5} .

Considérons un réseau à longs pas de période $\Lambda=440 \mu\text{m}$, stabilisé, c'est à dire suffisamment passivé pour ne pas voir sa longueur d'onde centrale décroître au cours du temps (voir V.2.2), que l'on aurait mis dans l'hydrogène à 165 bars et à température ambiante durant 20 jours. Le réseau est alors saturé en hydrogène. Sur la figure V.18, nous reportons la variation au cours du temps de la longueur d'onde centrale $\lambda_c-\lambda_{c0}$, λ_{c0} étant la longueur d'onde du réseau dès sa sortie de l'enceinte:

$$\lambda_c-\lambda_{c0}=\Lambda [(n_{eff1}-n_{eff5})-(n_{eff1}-n_{eff5})_0] \quad (V.27)$$

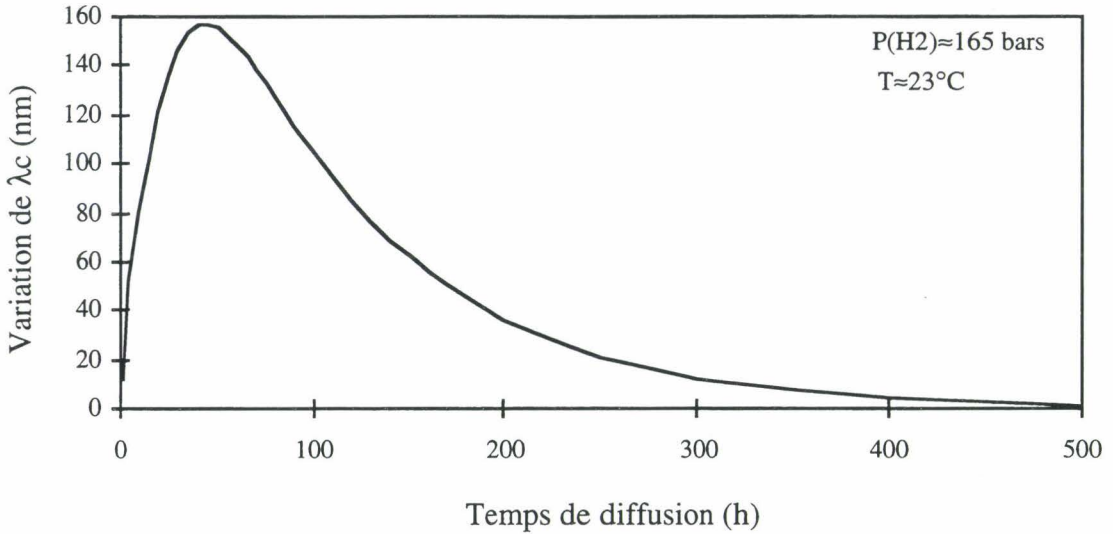


Figure V.18: Evolution de λ_B en fonction du temps de diffusion.

Durant les 30 premières heures, l'hydrogène se décharge par la gaine, l'indice n_{eff5} diminue nettement, alors que n_{eff1} n'est presque pas affecté. Selon l'équation V.24, la longueur d'onde centrale augmente jusqu'à ≈ 160 nm, puis décroît jusqu'à ce qu'il n'y ait plus d'hydrogène dans la fibre. Nous avons fait le même calcul (Figure V.19) mais en considérant cette fois-ci que la fibre n'a été chargée en hydrogène que durant 200h. Le profil de diffusion vers l'extérieur est alors présenté sur la figure V.16.

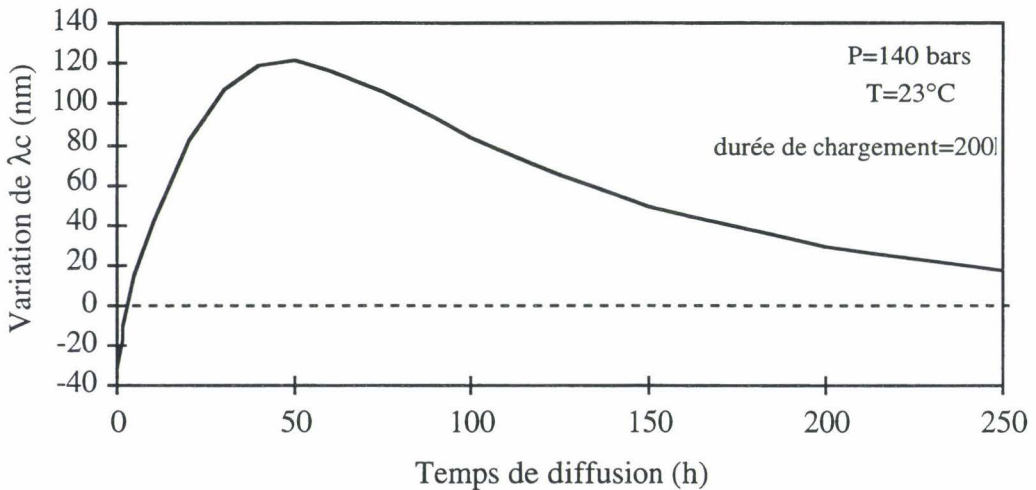


Figure V.19: Calcul de l'évolution de la longueur d'onde centrale du réseau à long pas mis à température ambiante après chargement en hydrogène à haute pression durant 200 h.

On constate que la longueur d'onde initiale se situe à 30 nm en dessous de celle attendue si la fibre était saturée.

Nous avons réalisé l'expérience en chargeant en hydrogène un réseau long pas dont les caractéristiques sont:

longueur d'onde centrale $\lambda_c=1522,15\text{nm}$

minimum d'atténuation $=-2,9\text{ dB}$

Le chargement a été réalisé durant 320 h à température ambiante et à 165 bars. La longueur d'onde mesurée à la sortie est de 1513,85 nm. L'écart est dû au coeur qui est légèrement moins chargé que la gaine. Après sa sortie, le réseau est placé à température ambiante et mesuré régulièrement durant 300h (Figure V.20). La mesure de la longueur d'onde centrale (pic LP01-LP05) montre une augmentation de 150nm après 30 h suivie d'une décroissance lente. La comparaison des mesures expérimentales et du calcul montre une bonne adéquation [Bakhti 1997-b].

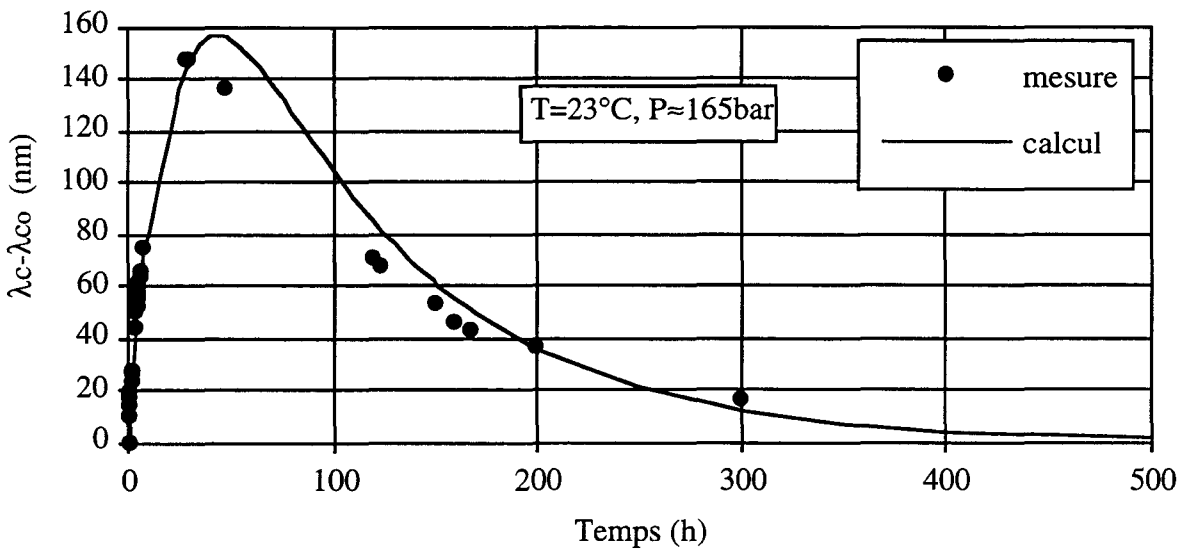


Figure V.20 Comparaison de l'évolution expérimentale et calculée de la longueur d'onde centrale du réseau à long pas mis à température ambiante après chargement en hydrogène à haute pression .

V.2.2.d Variation de la longueur d'onde centrale initiale des réseaux longs pas lors de l'inscription

Nous avons interprété par le calcul la variation de la longueur d'onde initiale des réseaux au début de l'inscription lorsque la fibre, préalablement saturée en hydrogène, était stockée dans le congélateur durant plusieurs jours. En effet, en tenant compte de la température moyenne estimée de -13° lors du stockage, nous avons comparé les mesures des longueurs d'ondes initiales reportées sur la figure V.12 avec les variations estimées par le calcul. Cette comparaison est présentée sur la figure V.21.

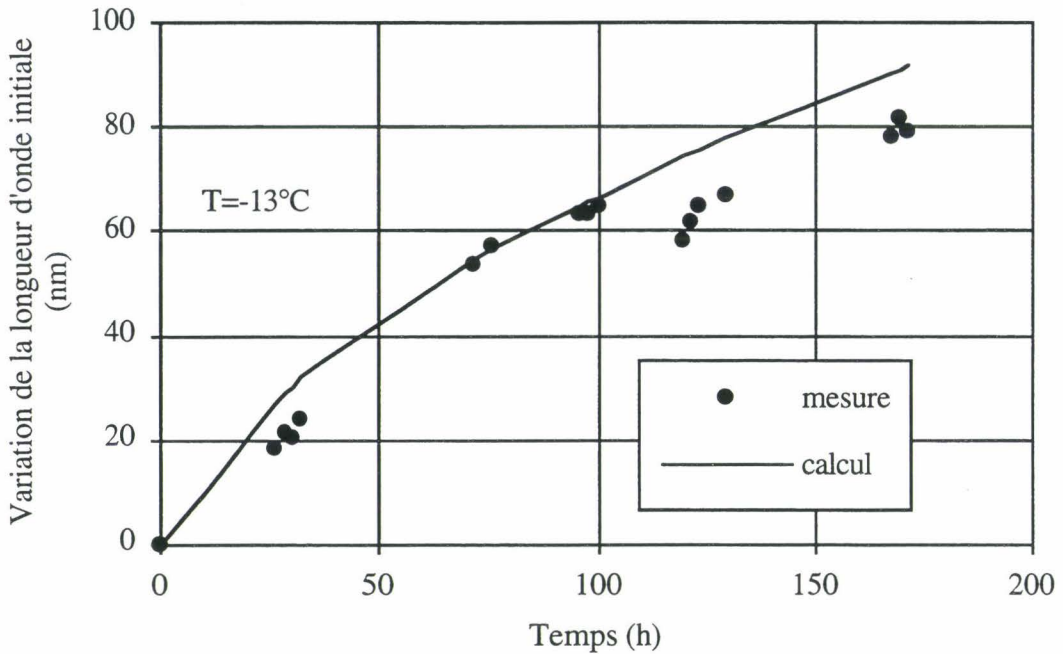


Figure V.21: Evolution de la longueur d'onde centrale initiale des réseaux en fonction du temps de stockage de la fibre au congélateur à -13°C.

D'après ces courbes, il est clair que l'influence de l'hydrogène sur la longueur d'onde centrale du réseau à long pas, même si la fibre est stockée à la température du congélateur de -13°C, induit des variations importantes. La comparaison est faite pour une pression de 140 bar. Cependant, la température du congélateur fluctue entre -10°C et -20°C selon les fréquences d'ouverture.

Ainsi, d'après ces résultats, afin que ces variations soient minimisées, il est important de stocker la fibre à température beaucoup plus basse, dans l'azote par exemple. Cependant, il est à vérifier qu'un tel stockage ne fragilise pas la fibre, ce qui aurait des conséquences dramatiques sur la tenue du composant à de fortes tractions.

V.2.2.e Variation durant l'inscription de la longueur d'onde centrale du réseau long pas photo-inscrit dans une fibre hydrogénée

Le temps d'inscription d'un réseau à longs pas dépend des conditions expérimentales, en particulier de la densité d'énergie utilisée et des caractéristiques spectrales à atteindre. Ainsi, il peut varier de quelques minutes à plusieurs dizaines de minutes. Si ce temps d'inscription est court, alors on peut dire que la variation de la longueur d'onde centrale du filtre est uniquement due à la modification photo-induite de l'indice qui peut être correctement estimée. En revanche, si ce temps est très long, l'augmentation photo-induite de cette longueur d'onde est majorée par l'augmentation liée à la diffusion de l'hydrogène. C'est ce que nous étudions dans cette partie.

Effet de la diffusion de l'hydrogène:

Sur la figure V.22, nous avons calculé l'évolution de la longueur d'onde centrale du réseau longs pas en fonction du temps de diffusion de l'hydrogène sur une période de 2h. Nous avons considéré que la fibre avait été préalablement chargée en hydrogène à 140 bars jusqu'à la saturation.

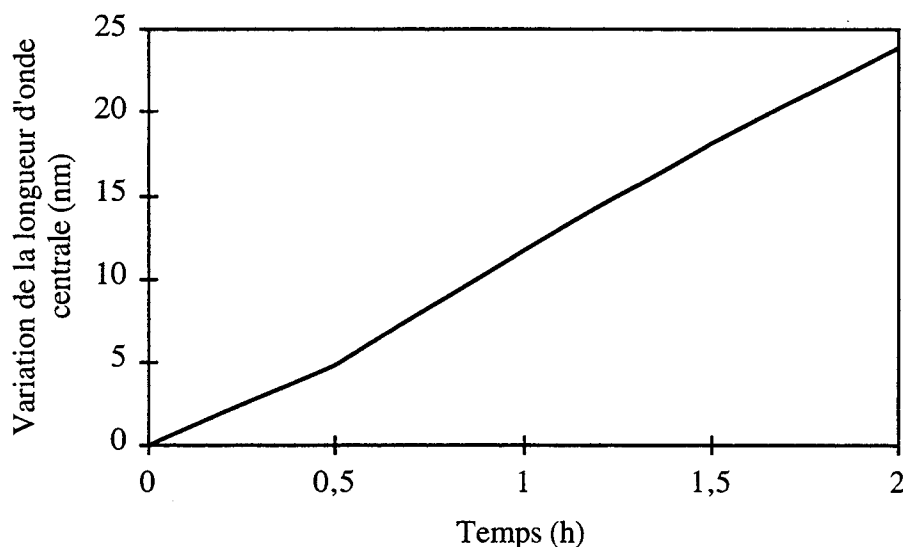


Figure V.22: Calcul de l'évolution de la longueur d'onde centrale (pic LP01-LP05) en fonction du temps de diffusion de l'hydrogène à température ambiante.

Pour un temps d'inscription de 1h, la diffusion de l'hydrogène impliquerait alors une augmentation de 12 nm de la longueur d'onde centrale

Effet de la modification photo-induite de l'indice de réfraction du coeur:

Lors de l'inscription, la longueur d'onde centrale λ_c augmente avec la modulation d'indice de telle sorte que:

$$\Delta\lambda_c = \frac{\lambda_{co} (neff_1 - neff_{1o})}{neff_{1o}} \quad (V.28)$$

avec $\Delta\lambda_c$ la variation de la longueur d'onde centrale.

Sur la figure V.23, cette évolution est reportée en considérant en première approximation que la différence d'indice effectif était égale à la valeur de la modulation d'indice Δn .

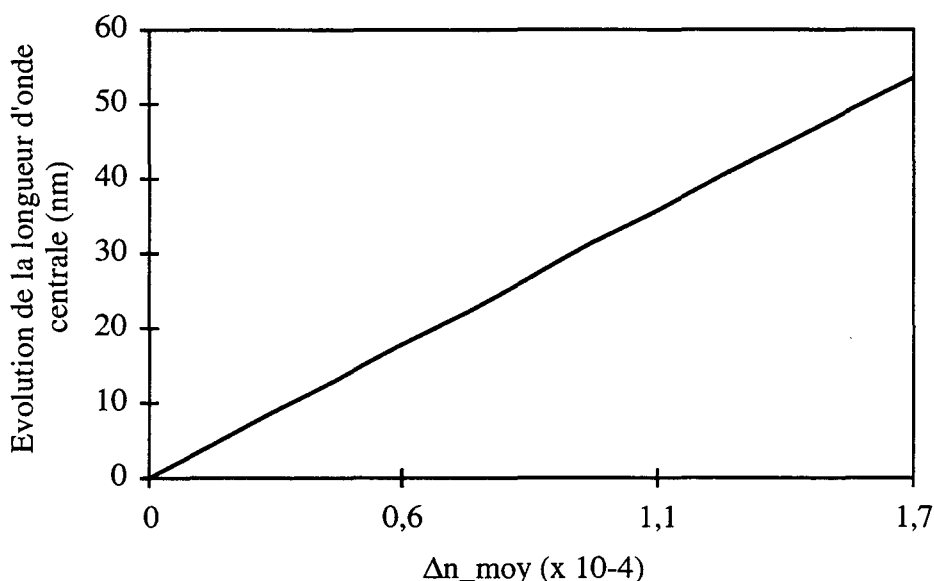


Figure V.23: Calcul de l'évolution de la longueur d'onde centrale du réseau long pas (pic LP01-LP05) en fonction de la valeur de la modulation d'indice moyenne Δn_{moy} .

On constate alors que des modulations d'indice Δn_{moy} de l'ordre de $5 \cdot 10^{-5}$ provoque l'augmentation de la longueur d'onde centrale d'environ 17 nm.

Effet cumulé de la diffusion de l'hydrogène et de la modification photo-induite de la fibre

La variation de la longueur d'onde centrale du réseau long pas durant l'inscription aura pour origine la modulation de l'indice du coeur de la fibre et la diffusion de l'hydrogène. Pour illustrer les deux influences, nous avons comparé la dynamique de croissance de deux réseaux longs pas (RLP90 et RLP210) ayant atteint la même amplitude de modulation d'indice et photo-inscrits dans les mêmes conditions expérimentales à l'exception de la fluence qui pour le premier est de 90 mJ/cm^2 et pour le deuxième de 50 mJ/cm^2 . Nous posons comme hypothèse importante le fait que la modulation d'indice Δn_{mod} est peu affectée par la diffusion de l'hydrogène.

La durée d'inscription est de 65 mn pour RLP90 et de 120mn pour RLP210. Sur la figure V.24, l'évolution des minimums de transmission de deux réseaux comparés sont reportés. Ils atteignent tous les deux un minimum d'atténuation de -11sdB en fin d'inscription et nous faisons alors l'hypothèse qu'ils atteignent tous deux la même amplitude de modulation d'indice Δn_{mod} .

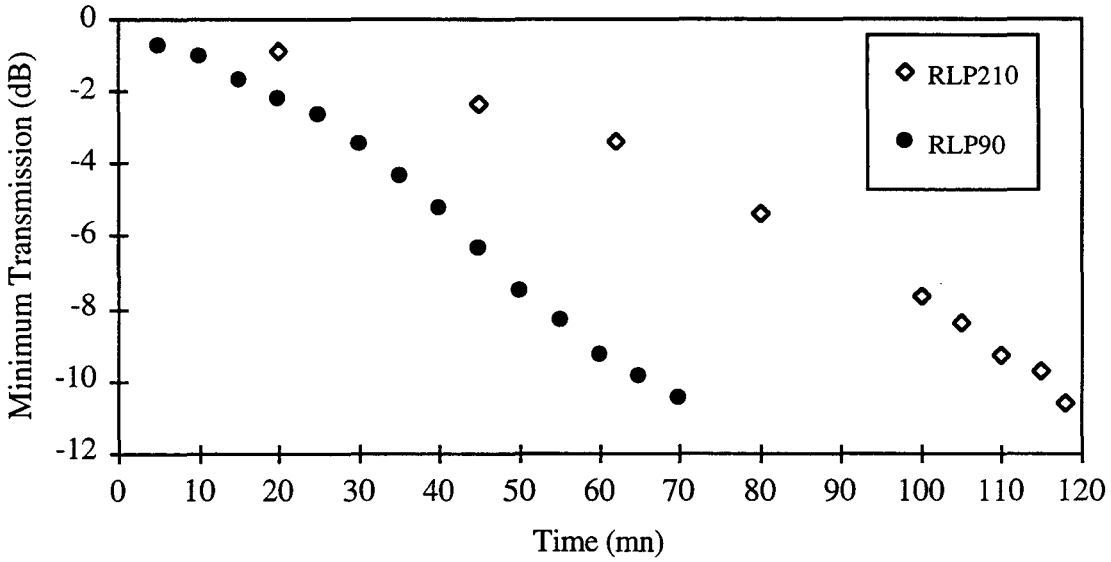


Figure V.24: Comparaison de l'évolution du minimum de transmission pour deux réseaux longs pas en cours d'inscription.

La variation de la longueur d'onde centrale est reportée sur la figure V.25.

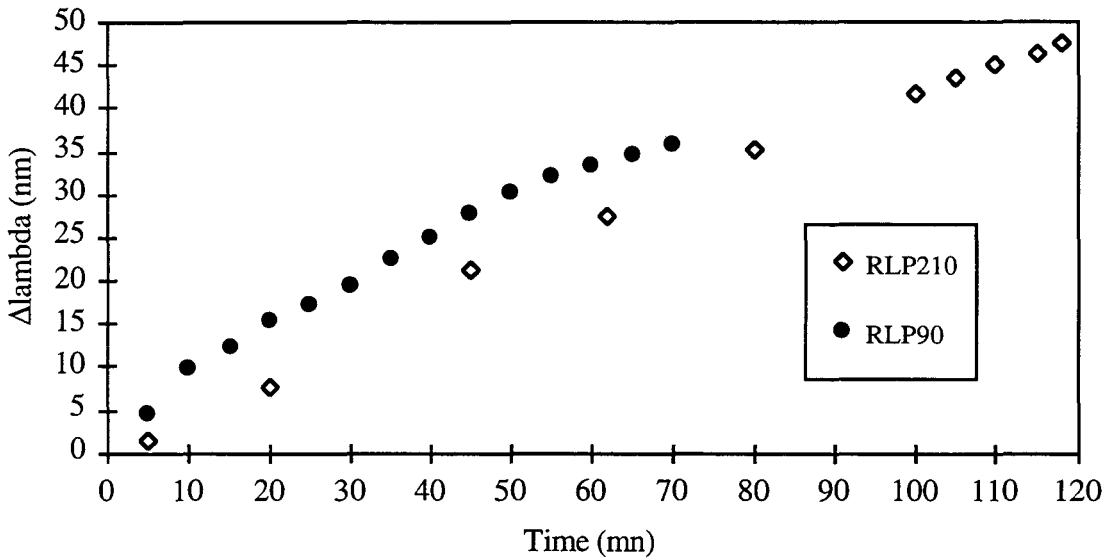


Figure V.25: Comparaison de l'évolution de la longueur d'onde centrale pour deux réseaux longs pas au cours de l'inscription.

La longueur d'onde centrale finale de RLP210 est de 12 nm plus haute que celle de RLP90 alors que des modulations d'indice comparables ont été photo-induites. Ces 12 nm correspondent à un temps d'inscription supplémentaire de 50 mn. C'est donc l'effet de la diffusion de l'hydrogène qui

est à l'origine de cette augmentation. Si l'on se réfère au modèle présenté sur la figure V.22, on peut constater qu'une diffusion durant 50 mn devrait induire à température ambiante une variation de l'ordre de 11 nm.

V.2.2.f Discussion

D'après les résultats exposés dans cette partie, la question de savoir ce que devient l'hydrogène moléculaire en cours d'inscription peut se poser. L'irradiation UV a pour effet de dissocier des molécules d'hydrogène en atomes d'hydrogène et ainsi de permettre la formation de sites Si-OH et Ge-H [Lemaire 1995]. Des molécules d'hydrogène sont consommées lors de l'irradiation, et la concentration en hydrogène dans le coeur va légèrement diminuer.

Dans un article consacré aux réseaux de Bragg, Malo *et al.* [Malo 1994] expliquent l'augmentation de la longueur d'onde de Bragg après inscription par une diffusion de l'hydrogène moléculaire de la gaine vers le coeur dans lequel l'hydrogène a été consommé. Jang *et al.* [Jang 1997] ont fait une observation similaire sur des réseaux longs pas et donnent la même explication.

D'après les courbes de diffusion de l'hydrogène décrites sur la figure V.16, ceci n'est possible que si la quantité d'hydrogène consommée dans la modulation d'indice était très importante. La vraie question à se poser est donc de savoir quelle proportion d'hydrogène contenu dans le coeur de la fibre va participer à la formation photo-induite de sites Si-OH et Ge-H?

La quantité de molécules d'hydrogène consommée dans le processus est égale au nombre de liaisons Ge-H produites. Dans nos expériences, nous avons travaillé avec des modulations d'indice maximales de l'ordre de $6 \cdot 10^{-5}$ et les réseaux sont inscrits en déplaçant la fibre devant le faisceau UV. Par conséquent, très peu d'hydrogène est mis à contribution et une légère diffusion se fait vers le coeur après chaque irradiation UV d'une portion de fibre. C'est pourquoi, dans nos expériences avec des temps d'inscription longs (plusieurs dizaines de minutes) nous pensons que le processus de diffusion vers l'extérieur de la fibre est beaucoup plus important que celui vers l'intérieur de la fibre.

V.2.3 Etude de la stabilité thermique des réseaux à longs pas photo-inscrits dans une fibre standard hydrogénée.

Comme nous l'avons constaté, l'utilisation de fibres standards hydrogénées pour la réalisation de réseaux à longs pas implique des dynamiques de croissance qui font intervenir à la fois la diffusion de l'hydrogène et la modulation d'indice photo-induite. Il est donc nécessaire de stabiliser thermiquement ces réseaux. Nous présentons ici une première étude sur la stabilité thermique des réseaux à longs pas photo-inscrits dans une fibre optique standard hydrogénée. Nous étudions alors l'évolution des modulations d'indices Δn_{mod} et Δn_{moy} de réseaux longs pas soumis à un vieillissement accéléré à différentes températures variant de 110°C à 250°C.

Cette étude ne nous permettra pas de définir une loi exacte de vieillissement car nous n'avons pas pu mesurer les variations des paramètres au tout début du chauffage (les quelques premières secondes). Cependant, elle donne une bonne indication des dynamiques de vieillissement accéléré.

V.2.3.a Protocole de mesure

La fibre contenant le réseau à longs pas est placée dans une étuve à température constante.

Les mesures de réflectivité et de longueur d'onde centrale ont été faites à la température ambiante de 23°C durant 5 à 15 minutes. Nous n'avons pas tenu compte de ce temps d'extraction du réseau dans le décompte du temps passé dans l'étuve lors des mesures après quelques centaines d'heures.

Les réseaux à longs pas sont larges spectralement (>10nm) et la mesure du minimum de transmission T_m est faite en considérant la moyenne de la transmission du spectre aux longueurs d'onde supérieures à la longueur d'onde centrale, par rapport à la valeur de T_m . Dans ce cas, nous estimons à 0,05-0,1 dB l'erreur faite sur la détermination de ce minimum pour des réseaux dont les minimums de transmissions évoluent entre -2 et -14 dB.

La longueur d'onde centrale du filtre est déterminée en mesurant les longueurs d'ondes à mi-hauteur du filtre. Nous estimons à 0,05-0,1 nm l'erreur de mesure faite. Il est à noter que nous n'avons pas employé dans ces expériences des moyens de traitement du signal élaborés [Sachot 1997].

La longueur d'onde centrale du réseau est très sensible à la température, $\approx 0,05$ nm/°C, et à chaque mesure, nous avons noté la température de la pièce à proximité du réseau et corrigé la mesure en fonction de l'écart à une température moyenne de 23°C. Cependant, les températures avoisinent très souvent les 23°C, avec des variations de 22,5°C à 23,5°C.

Mais, lorsque nous atteignons des variations de longueur d'onde de l'ordre de 10 pm, il faut aussi vérifier que nous ne tombons pas alors dans l'imprécision de la mesure.

V.2.3.a Traitement thermique à 110°C

Nous avons tout d'abord mené l'étude de stabilité thermique à 110°C. En effet, à cette température, la gaine plastique de la fibre ne brûle pas et le réseau peut être entièrement introduit dans une étuve qui peut contenir plusieurs dizaines de ces composants. De plus, c'est la solution de passivation la plus envisageable lors de la production massive de ce composant.

Le comportement de deux réseaux longs pas notés RLP68 et RLP69 photo-inscrits dans des conditions identiques à 6h d'intervalle dans une même fibre stockée dans un congélateur est étudié. Ces réseaux ont été maintenus dans une étuve à 110°C durant plus de 5000h et mesurés régulièrement.

Les caractéristiques des réseaux RLP69 et RLP68 à la fin de l'inscription sont décrites dans le tableau Tab V.2.

	Λ (μm)	L (mm)	λ_c (nm)	T_{min} (dB)	Δn_{mod}	$\Delta(\Delta n_{\text{eff}})$
RLP68	446	60,6	1554,6	-4,1	$\approx 3,6 \cdot 10^{-5}$	$\approx 6,7 \cdot 10^{-5}$
RLP69	446	60,6	1569,65	-7	$\approx 4,5 \cdot 10^{-5}$	$\approx 8,9 \cdot 10^{-5}$

Tab V.2: Caractéristiques des réseaux RLP68 et RLP69 étudiés.

Au cours de l'inscription, la différence d'indice effectif Δn_{eff} a augmentée en partie à cause de la présence de l'hydrogène et en partie sous l'effet de la modulation d'indice. En chauffant, après le départ de l'hydrogène, c'est la modulation d'indice photo-induite qui va décroître.

Nous avons reporté sur les figures V.26 et V.27 l'évolution de la différence d'indice effectif $\Delta(n_{\text{eff}})=n_{\text{eff}1}-n_{\text{eff}5}$, au cours du chauffage à 110°C durant plus de 5000h.

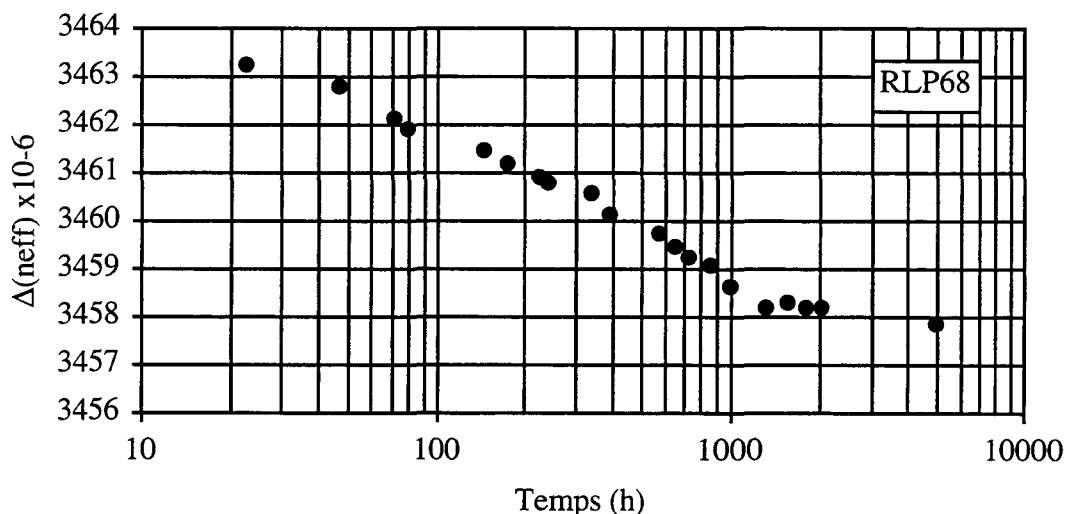


Figure V.26: Pour le réseau RLP68, évolution de $\Delta(n_{\text{eff}})$ au cours du temps de chauffage à 110°C.

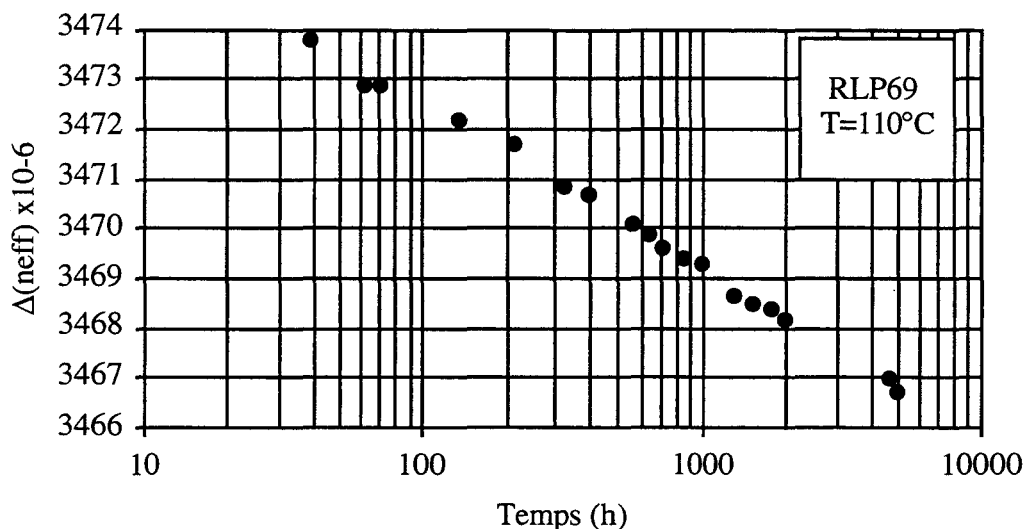


Figure V.27: Pour le réseau RLP69, évolution de $\Delta(n_{eff})$ au cours du temps de chauffage à 110°C.

Après 10h à l'étuve à 100°C, l'hydrogène moléculaire est complètement évacué de la fibre. En reportant l'évolution de la différence d'indices effectifs sur une échelle de temps logarithmique, on constate que l'évolution est de type linéaire et diminue de $7 \cdot 10^{-6}$ en 5000 h. La variation de Δn_{eff} est de l'ordre de quelques $4 \cdot 10^{-7}$ à $14 \cdot 10^{-7}$ sur les 3000 dernières heures ce qui correspond à une variation de longueur d'onde centrale de 0,17 nm à 0,6 nm. Lors de l'étude de réseaux de Bragg classiques, la détection des variations d'indice de l'ordre de quelques 10^{-7} , c'est à dire des variations de longueurs d'ondes de Bragg de l'ordre de $2 \cdot 10^{-3}$ à $7 \cdot 10^{-3}$ nm nécessite des appareils de résolution très importante et ne sont pas observables.

Le réseau à long pas est donc en quelque sorte une loupe pour la mesure de très faibles variations d'indices ($<10^{-5}$) [Dianov 1996].

L'évolution de la modulation d'indice normalisée $\Delta n / \Delta n_0$, représentant l'évolution du rapport $\Delta n_{mod} / \Delta n_{mod_0}$ au cours du chauffage, reportée sur la figures V.28, est calculée selon la relation V.26.

$$\frac{\Delta n_{mod}}{\Delta n_{mod_0}} = \frac{\cos^{-1}(\sqrt{T \min})}{\cos^{-1}(\sqrt{T \min_0})} \quad (V.29)$$

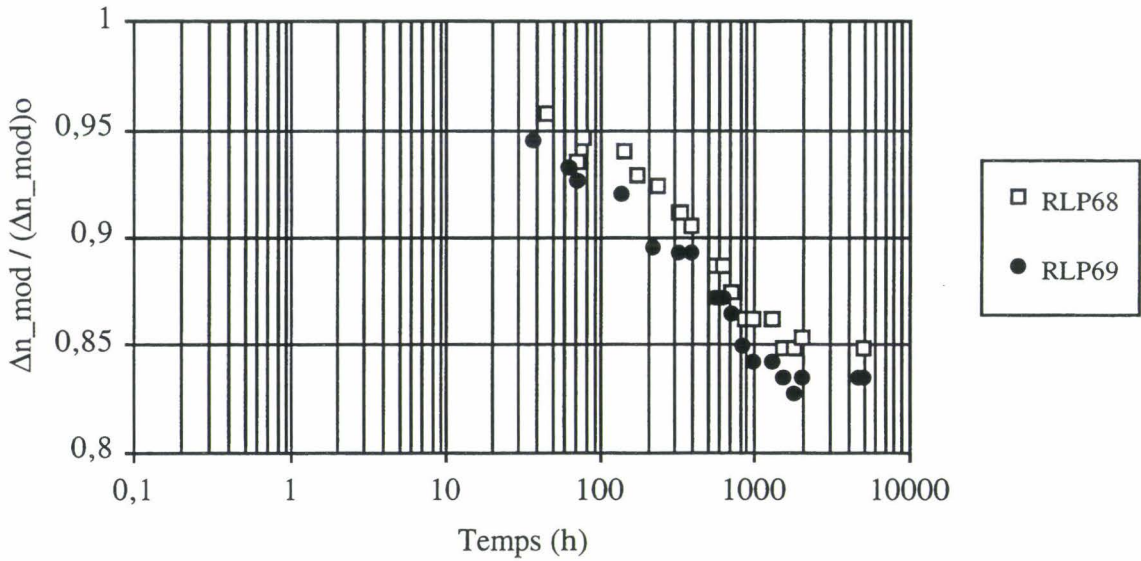


Figure V.28 : Evolution de $\Delta n/\Delta n_0$ au cours du temps de chauffage à 110°C pour RLP68 et RLP69.

La représentation des courbes en échelle de temps logarithmique montre encore un comportement linéaire au moins jusqu'à 2000h. Cependant, à ce stade de l'évolution de Δn_{mod} ($<10^{-6}$) nous arrivons en limite de précision de notre mesure. Nous ne pouvons pas savoir si la variation de Δn_{mod} a atteint une saturation ou si on atteint la limite de la mesure.

Nous avons appliqué à nos mesures la loi d'évolution prévue par le modèle d'Erdogan [Chapitre I]. En effet, nous avons essayé de voir si l'évolution de $\Delta n_{mod}/\Delta n_{mod_0}$ suivait une loi d'évolution du type:

$$\frac{\Delta n_{mod}}{\Delta n_{mod_0}} = \frac{1}{1 + A(t)^\alpha} \quad (V.30)$$

t étant exprimé en minutes, A et α les paramètres dépendants de la température de chauffage.

En appliquant cette loi, nous avons trouvé deux régimes d'évolutions (figure V.29): l'un concerne l'évolution durant les 1000 premières heures et qui correspond à une variation rapide (CT), et l'autre concerne l'évolution plus lente (LT) au delà de 1000h. Sur le tableau Tab. V.3 sont reportés les paramètres estimés A et α pour le vieillissement des deux réseaux à 110°C.

	T<1000h		T>1000h	
	A	α	A	α
T=110°C	0,0038	0,335	0,024	0,18

Tab V.3 Paramètres d'Erdogan trouvé pour le chauffage à 110°C.

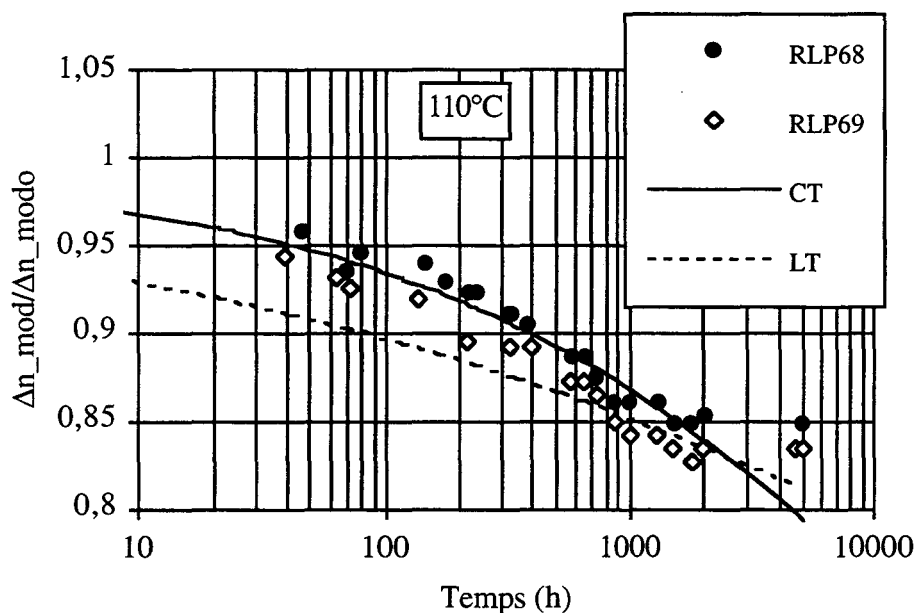


Figure V.29 : Evolution de $\Delta n/\Delta n_0$ au cours du temps de chauffage à 110°C pour RLP68 et RLP69, et comparaison avec les deux régimes d'Erdogan mis en évidence.

Ces constatations ne sont pas étonnantes et il a été reporté par beaucoup de groupes de travail [Patrick 1994] [Lemaire 1994] [Baker 1997] que l'évolution de la modulation d'indice dans la fibre hydrogénée à faible température de chauffage ne suivait pas la loi d'Erdogan. A la température de 110°C , nous avons constaté, en considérant de faibles modulations d'indice, que les faibles niveaux d'énergie, facilement peuplés lors de l'irradiation UV, semblaient se dépeupler continûment. Durant les 2000 premières heures, l'évolution de la modulation d'indice représentée en échelle logarithmique, semble linéaire. Nous avons alors considéré l'observation de Baker *et al.* [Baker 1997] qui propose une loi d'évolution logarithmique de la variation d'indice lors du vieillissement de réseaux de Bragg dans la fibre hydrogénée telle que:

$$\frac{\Delta n}{\Delta n_0} = 1 - K \log\left(\frac{t}{\tau}\right) \quad (\text{V.31})$$

avec K une constante dépendant de la fibre et τ le temps d'activation qui dépend de la température tel que:

$$\tau = A e^{\frac{E_a}{RT}} \quad (\text{V.32})$$

Sur la figure V.30, nous pouvons constater que la théorie de Baker *et al.* semble mieux décrire le comportement expérimental [Bakhti 1997-c].

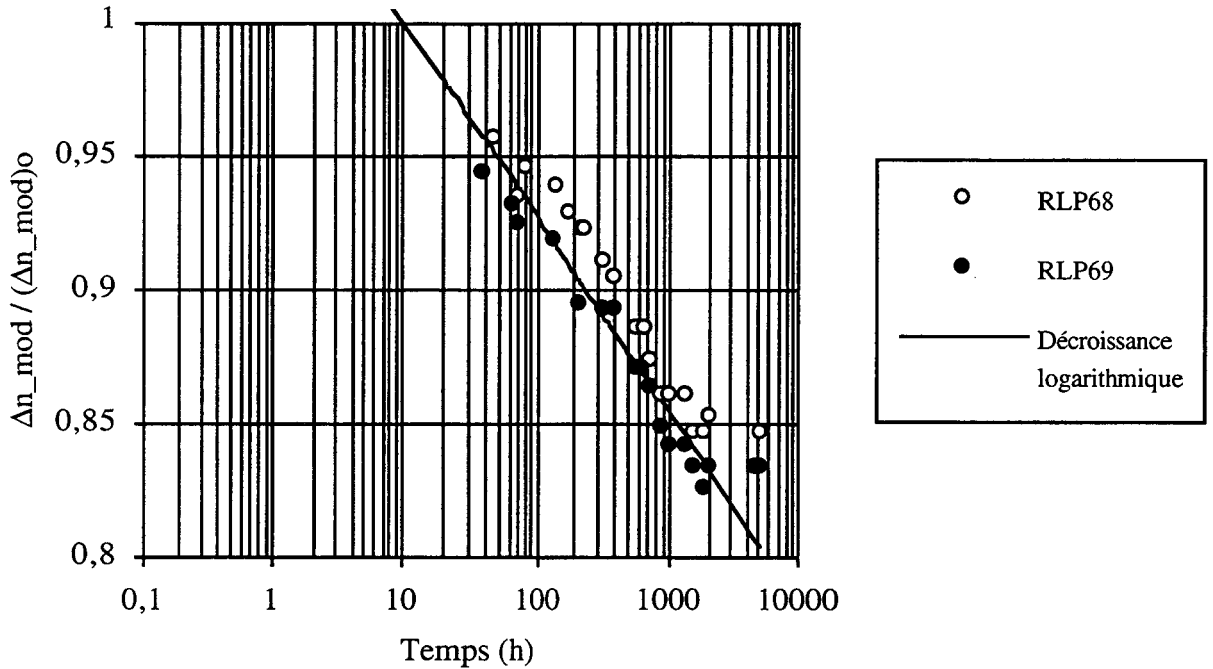


Figure V.30: évolution de $\Delta n_{\text{eff}}/\Delta n_{\text{eff}0}$ au cours du temps de chauffage à 110°C pour RLP68 et RLP69 et comparaison avec une loi de décroissance de type logarithmique

Nous avons alors la relation:

$$\frac{\Delta n_{\text{mod}}}{\Delta n_{\text{mod}}_0} (110^\circ\text{C}) = 1 - 0,0725 \log\left(\frac{t}{600}\right) \quad (\text{V.33})$$

Cependant, le manque de points aux toutes premières secondes du chauffage ne nous permet pas de valider cette loi. De même, nous avons étudié l'évolution de $\Delta(\Delta n_{\text{eff}})$ pour chaque réseau (RLP68 et RLP69) en la comparant avec une loi de décroissance logarithmique (Figure V.31).

$$\text{Pour RLP68: } \frac{\Delta(\Delta n_{\text{eff}})}{\Delta(\Delta n_{\text{eff}})_0} (110^\circ\text{C}) = 1 - 0,037 \log\left(\frac{t}{8,5 \cdot 10^{-7}}\right) \quad (\text{V.34})$$

$$\text{Pour RLP69: } \frac{\Delta(\Delta n_{\text{eff}})}{\Delta(\Delta n_{\text{eff}})_0} (110^\circ\text{C}) = 1 - 0,037 \log\left(\frac{t}{3 \cdot 10^{-11}}\right) \quad (\text{V.35})$$

Les pentes obtenues pour Δn_{mod} ($K \approx 0,072$) et Δn_{moy} ($K \approx 0,037$) sont différentes. Ceci peut s'expliquer par le fait que la valeur de $\Delta(\Delta n_{\text{eff}})_0$ à la fin de l'inscription tient compte de l'accroissement d'indice dû à modification d'indice de celui dû à la diffusion de l'hydrogène. Par

conséquent, $\Delta(\Delta_{\text{neff}})_0$ est plus important que la valeur réelle due à la modification d'indice. La variation de $\Delta(\Delta_{\text{neff}})/\Delta(\Delta_{\text{neff}})_0$ est alors plus faible que la variation de $\Delta n_{\text{mod}}/\Delta n_{\text{mod}0}$.

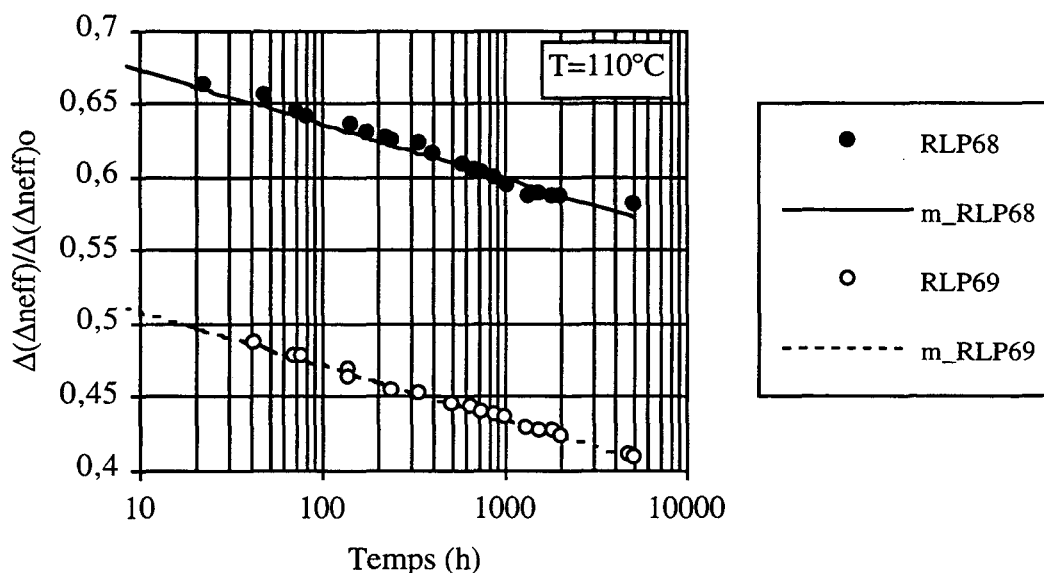


Figure V.31: Evolution de $\Delta_{\text{neff}}/\Delta_{\text{neff}0}$ au cours du temps de chauffage à 110°C pour RLP68 et RLP69 et comparaison avec une loi de décroissance de type logarithmique.

L'état de diffusion de l'hydrogène dans la fibre à la fin de l'inscription fausse la caractérisation correcte de la passivation dans la mesure où c'est la longueur d'onde centrale à la fin de l'inscription qui sert de référence à la décroissance. Dans ce cas, nous aurions dû passer préalablement les réseaux à faible température (ex. 85°C, [Baker 1997]) durant quelques heures afin de s'affranchir du problème de la diffusion de l'hydrogène. De plus, il est important d'inscrire les réseaux avec des mêmes durées d'inscription.

Cette étude de chauffage de réseaux d'indice de modulation $<10^{-4}$ est très intéressante car elle démontre deux choses:

-> l'évolution de la variation d'indice de modulation avec le temps de chauffage à 110°C semble être de type logarithmique, c'est à dire que les niveaux d'énergie se dépeuplent continûment au cours du temps. La contribution à la modification d'indice des sites à faible énergie d'activation est perdue et la distribution d'énergie de ces sites semble plutôt rectangulaire en partant des très faibles niveaux d'activation.

-> Les lois d'Erdogan ne sont pas valables pour une température de chauffage de 110°C car elles sont basées sur une distribution d'activation d'énergie centrée sur ΔE , présentant une queue aux faibles énergies d'activations, ce qui ne traduit pas la création photo-induite d'un grand nombre de sites instables dans cette région énergétique. Afin de confirmer ces observations, nous avons fait l'étude du vieillissement de réseaux longs pas aux températures de 160°C, 200°C et 250°C.

V.2.3.b Traitement thermique à 160°C, 200°C et 250°C

Les études suivantes ont été réalisées en insérant des réseaux à longs pas dans des fours dont les températures sont homogènes sur $\approx 60\text{mm}$. Les fibres sont alors dénudées sur des longueurs d'environ 12cm et les caractéristiques spectrales des réseaux sont mesurées à température ambiante comme précédemment décrit. Sur la tableau V.4, sont reportées les caractéristiques des réseaux étudiés pour chaque température de chauffage.

T		Λ (μm)	L (mm)	λ_c (nm)	T_{min} (dB)
160°C	RLP132	460	40	1571,5	-12
160°C	RLP134	460	40	1584,5	-11
200°C	RLP135	460	40	1554,3	-13,8
250°C	RLP124	460	40	1550,7	-11,1
250°C	RLP129	460	40	1558	-14,8

Tab V.4: Caractéristiques des réseaux à longs pas chauffés à 160°C, 200°C et 250°C.

Sur la figure V.32, sont reportées les mesures de $\Delta n_{\text{mod}}/\Delta n_{\text{mod}0}$ pour les différentes températures de chauffage.

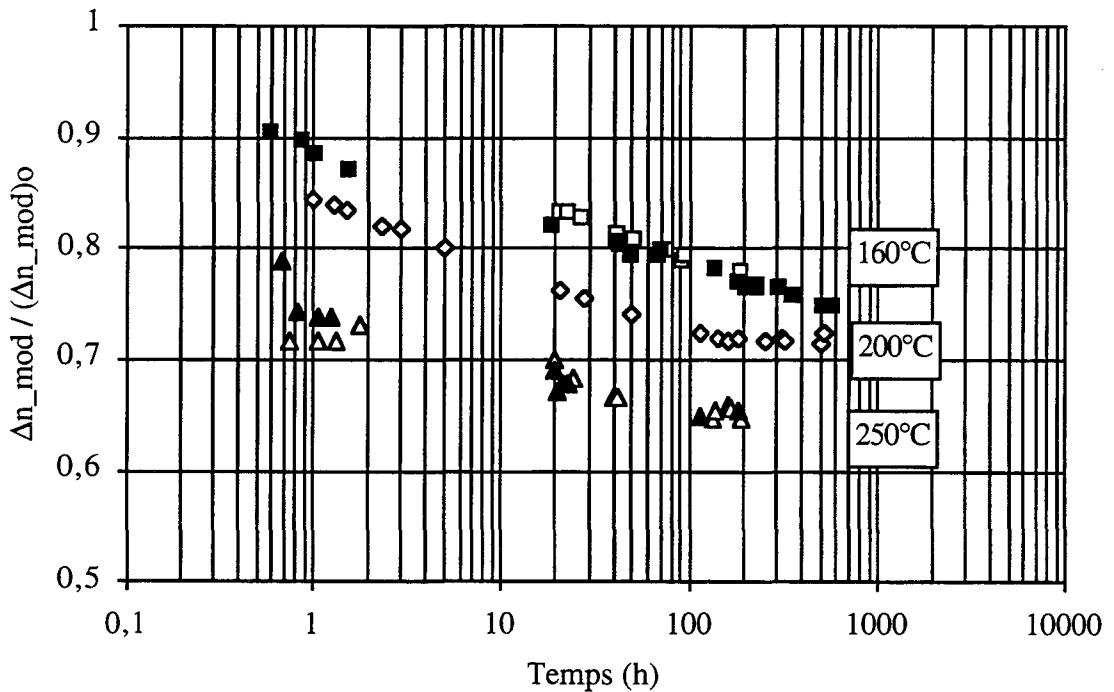


Figure V.32: Evolution de $\Delta n_{\text{mod}}/\Delta n_{\text{mod}0}$ au cours du temps de chauffage à 160°C, 200°C et 250°C.

Comme précédemment, les lois d'évolution montrent plutôt un comportement linéaire de l'évolution de la modulation d'indice avec une échelle de temps logarithmique. La faible évolution de Δn_{mod} et l'incertitude de mesure après plusieurs heures de vieillissement fausse un peu notre appréciation pour des temps importants. Nous sommes cependant allés au bout de la comparaison de l'évolution de Δn_{mod} avec le modèle d'Erdogan.

Si l'on représente $(\Delta n_{\text{mod}}/\Delta n_{\text{mod}0})$ en fonction de l'énergie de démarcation E_d exprimée en eV (Chapitre I), la correspondance entre les valeurs théoriques et mesurées du rapport $(\Delta n_{\text{mod}}/\Delta n_{\text{mod}0})$ est la meilleure pour une distribution d'énergie centrée sur 1,67 eV et une température caractéristique de $T_0=4300\text{K}$ (Figure V.33).

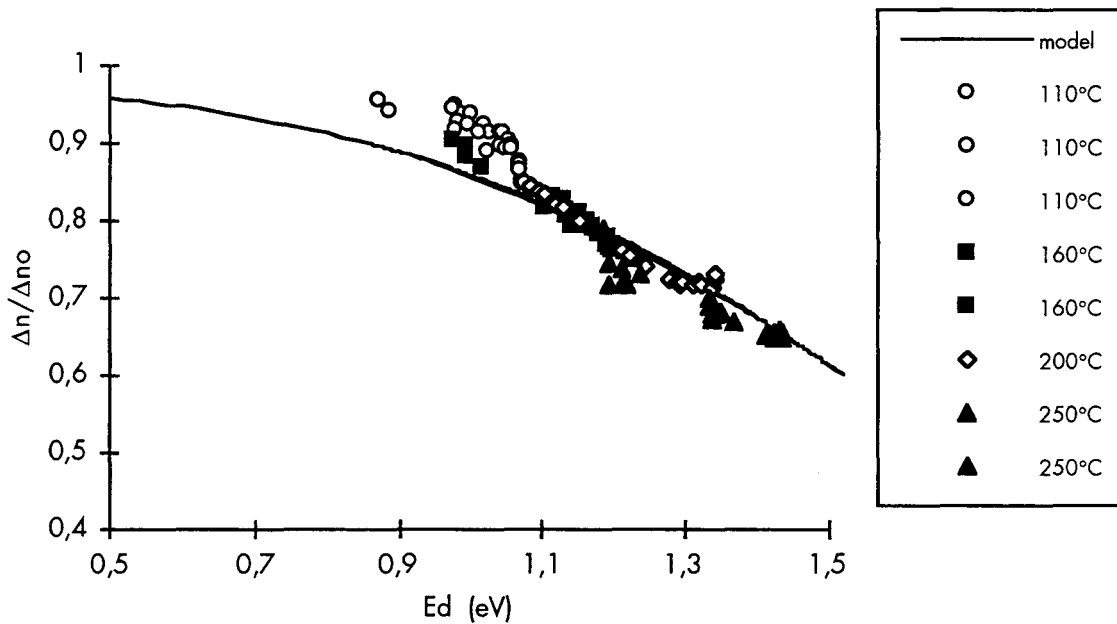


Figure V.33: évolution de $\Delta n/\Delta n_0$ au cours du temps de chauffage à 110°C, 160°C, 200°C et 250°C, en fonction de l'énergie de démarcation E_d .

La décroissance Δn_{mod} semble alors linéaire avec l'énergie de démarcation.

Nous avons comparé ces évolutions en fonction du temps de chauffage avec le modèle de Baker comme nous l'avons fait à 110°C (figure V.34).

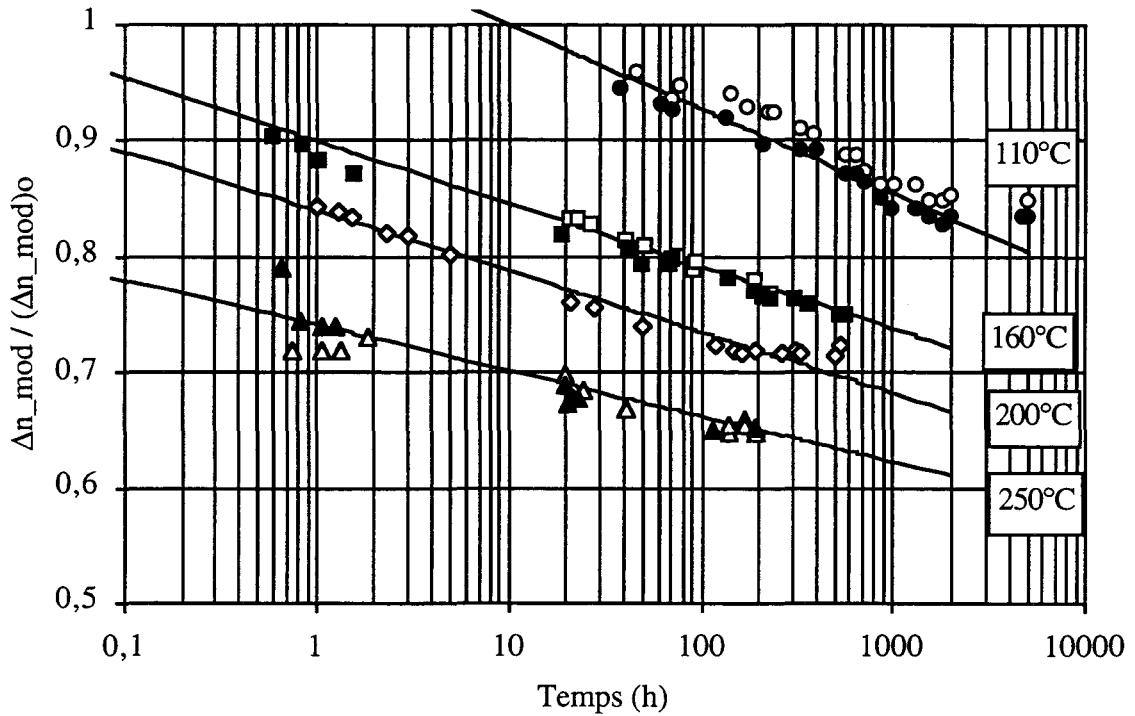


Figure V.34: évolution de $\Delta n / \Delta n_0$ au cours du temps de chauffage à 110°C, 160°C, 200°C et 250°C, et comparaison avec une loi de décroissance de type logarithmique.

Contrairement à Baker *et al.*, on observe une progression du coefficient de décroissance logarithmique et on peut décrire ces décroissances par les relations suivantes:

$$\frac{\Delta n_{\text{mod}}}{\Delta n_{\text{mod}_0}} (160^\circ\text{C}) = 1 - 0,054 \log\left(\frac{t}{0,844}\right)$$

$$\frac{\Delta n_{\text{mod}}}{\Delta n_{\text{mod}_0}} (200^\circ\text{C}) = 1 - 0,0525 \log\left(\frac{t}{0,054}\right) \quad (\text{V.36, V.37, V.38})$$

$$\frac{\Delta n_{\text{mod}}}{\Delta n_{\text{mod}_0}} (250^\circ\text{C}) = 1 - 0,0396 \log\left(\frac{t}{0,00002}\right)$$

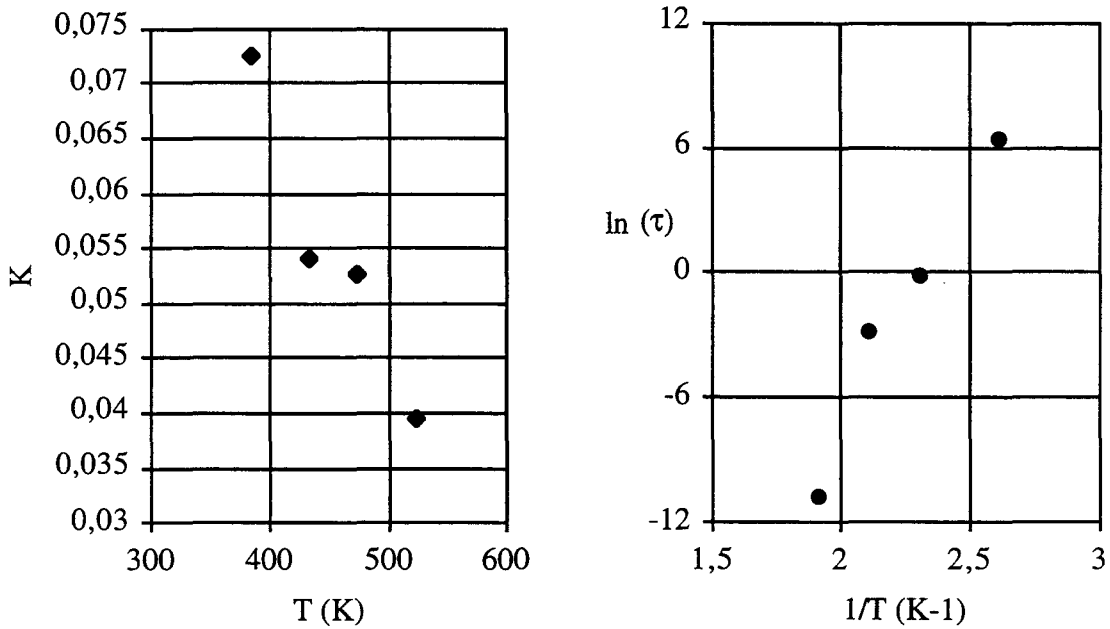


Figure V.35: Evolution des paramètres K et τ en fonction de la température. En (a) K est exprimé en fonction de T en Kelvin, en (b) $\ln(\tau)$ est exprimé en fonction de $1/T$ en Kelvin^{-1} .

Ces valeurs sont bien sûr indicatives puisqu'elles ne sont pas mesurées à partir des premiers secondes de vieillissement. L'évolution de la différence d'indice effectifs $\Delta(\Delta_{\text{neff}})/\Delta(\Delta_{\text{neff}})_0$ (tels que $\Delta(\Delta_{\text{neff}})$ représente la variation de la différence d'indice effectif ($\text{neff1}-\text{neff5}$) entre la fin de l'inscription et le temps t de vieillissement, et $\Delta(\Delta_{\text{neff}})_0$ représente cette même variation entre le début et la fin de l'inscription) est représentée pour chaque température de chauffage 160°C , 200°C et 250°C respectivement sur les figures V.36, V.37, V.38.

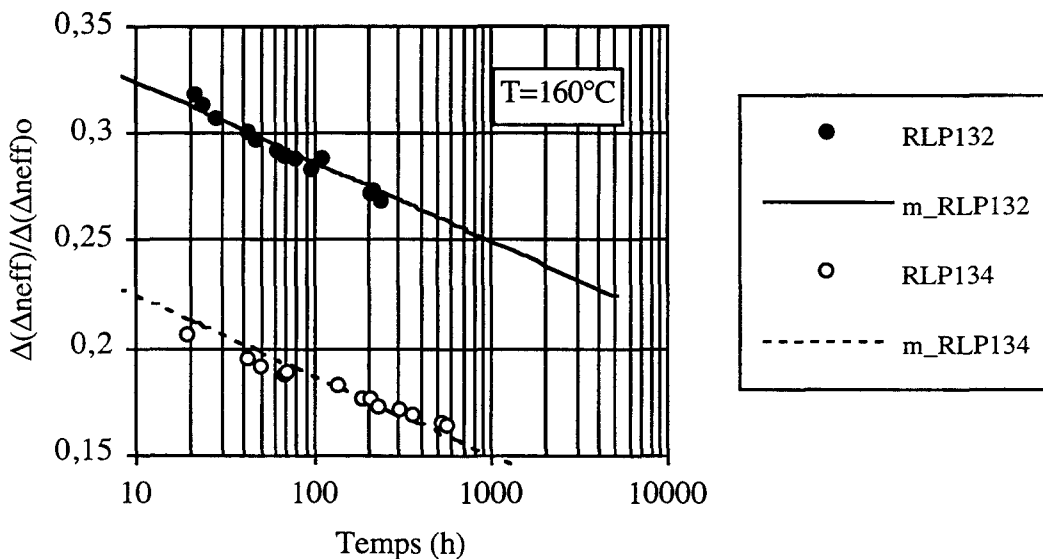


Figure V.36: $T=160^\circ\text{C}$, évolution de $\Delta(\Delta_{\text{neff}})/\Delta(\Delta_{\text{neff}})_0$ et comparaison avec une loi de décroissance de type logarithmique.

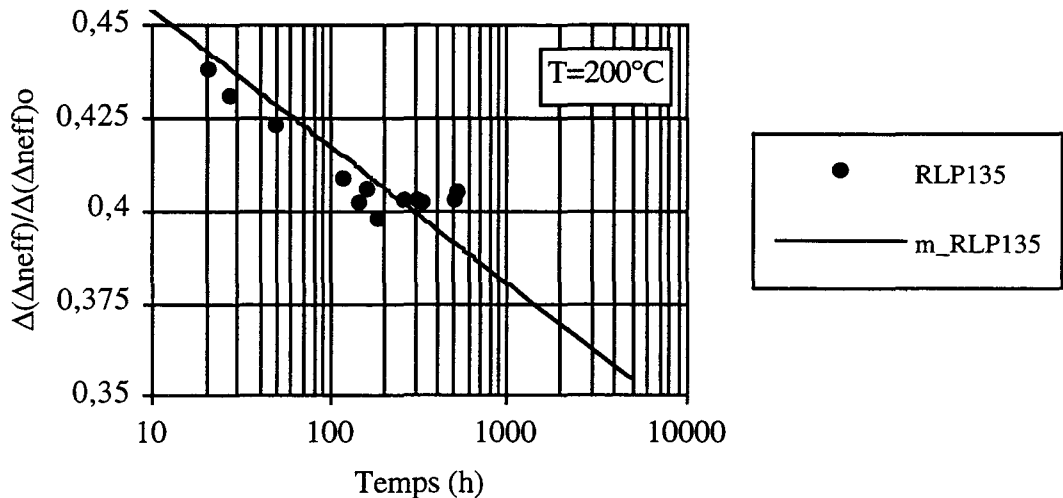


Figure V.37: $T=200^\circ\text{C}$, évolution de $\Delta(\Delta_{neff})/\Delta(\Delta_{neff})_0$ et comparaison avec une loi de décroissance de type logarithmique.

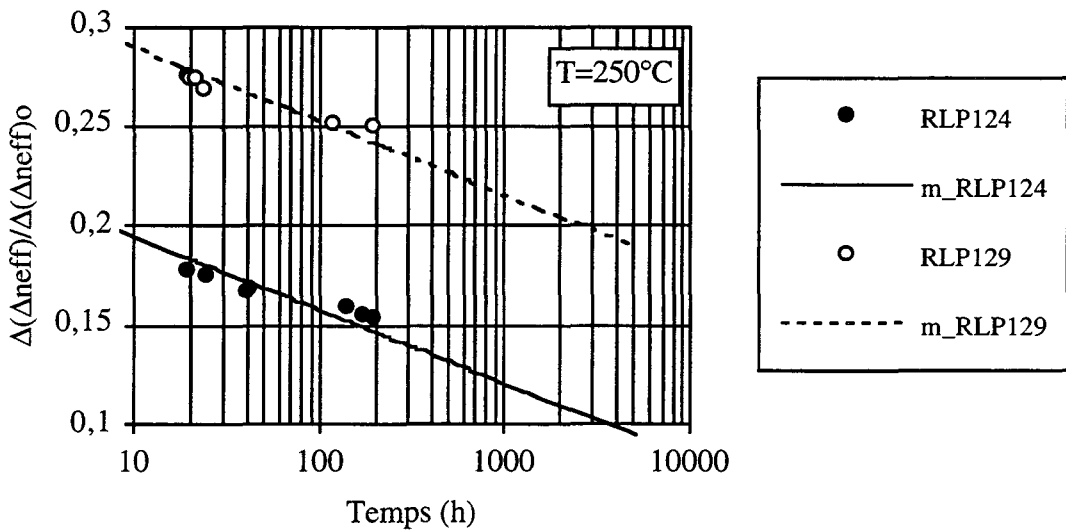


Figure V.38: $T=250^\circ\text{C}$ évolution de $\Delta(\Delta_{neff})/\Delta(\Delta_{neff})_0$ et comparaison avec une loi de décroissance de type logarithmique

En fonction des conditions expérimentales (l'état de diffusion de l'hydrogène dans la fibre, durée de l'inscription, temps de stockage de la fibre après sa sortie de la chambre à hydrogène) les réseaux ne perdent pas tous la même quantité de différence d'indice effectif à une même température de chauffage. Par exemple, pour les deux réseaux chauffés à 250°C , après 10h de chauffage, l'un aura perdu 0,7 fois la valeur de la différence $\Delta(\Delta_{neff})_0$ alors que l'autre en aura perdu 0,2.

V.2.3.d Discussion et conclusion

Cette étude nous a permis de comparer les modèles théoriques proposés par Erdogan et Baker pour l'étude du vieillissement thermique des réseaux à longs pas photo-inscrits dans la fibre standard hydrogénée.

Nous avons constaté que la décroissance de Δn était de type logarithmique en fonction du temps de chauffage et cette observation provient d'une étude de vieillissement sur plus de 5000h à 110°C et plus de 250h aux températures 160°C, 200°C et 250°C. Cette observation confirme la loi d'évolution proposée par Baker *et al.* qui montrent que la distribution d'énergie des sites d'activation dans la fibre hydrogénée est de forme rectangulaire, s'étendant des très faibles énergies (sites les plus instables) aux plus profondes énergies (sites plus stables). Cependant, la signification physique de la pente de la décroissance de Δn en fonction du temps en échelle logarithmique reste encore mal expliquée.

Nous avons montré qu'à la température de 110°C, l'indice moyen perdu durant les 1000 premières heures est de $5 \cdot 10^{-6}$, soit une variation de longueur d'onde centrale de 2 nm. Par conséquent, la passivation des réseaux à longs pas nécessite une attention particulière et des temps de chauffage plus longs que pour les réseaux de Bragg classiques. En effet, il faut que les variations d'indice soient inférieures ou de l'ordre de quelques 10^{-7} sur 25 ans!! [Bakhti 1997-c]

Une étude complète doit être conduite à ces différentes températures avec des temps importants de chauffage (>500h), une pré-passivation de tous les réseaux et une durée d'inscription identique pour tous les réseaux.

De plus, l'expérimentateur doit s'attacher à obtenir le plus grand nombre de points de mesure en tout début de chauffage. En effet, ces points sont primordiaux pour l'obtention d'une loi d'évolution fiable.

V.2.5 Réalisation de fonctions passe-bande par l'insertion de sauts de phase de π

Nous avons présenté dans le chapitre III l'insertion de sauts de phase de π dans le réseau de Bragg afin de créer des fonctions passe-bande. Par analogie, nous avons étudié l'insertion de sauts de phase de π dans le réseau à long pas afin de créer des résonateurs.

Sur la figure V.39 sont représentés schématiquement les nouveaux filtres passe-bande. Nous avons alors comparé les réponses spectrales calculées du couplage entre les modes LP01 et LP05 pour les trois cas correspondants:

- ◇ un réseau à longs pas classique de longueur $L=23,5$ mm, et de période $\Lambda=480$ μm
- ◇ un saut de phase de π ($\Lambda/2$) est inséré à la position $L/2$.
- ◇ deux sauts de phase de π ($\Lambda/2$) sont insérés respectivement aux positions $L/4$ et $3L/4$.

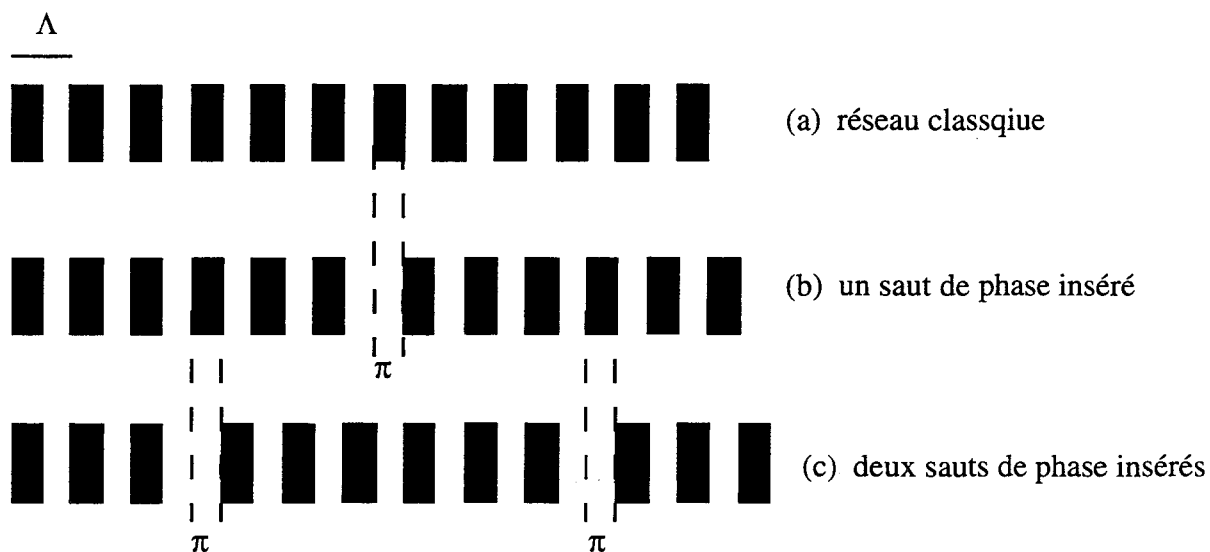


Figure V.39: principe de l'insertion de un et deux sauts de phase de π dans un réseau long pas de longueur L . En (a) le réseau long pas classique de longueur L , en (b) le réseau long pas contenant un saut de phase de π situé à la position $L/2$ et en (c) le réseau contenant deux sauts de phases aux positions $L/4$ et $3L/4$.

La réponse spectrale du réseau à longs pas classique pour une amplitude de modulation d'indice $\Delta n=1,3 \cdot 10^{-4}$ est présentée sur la figure V.40.

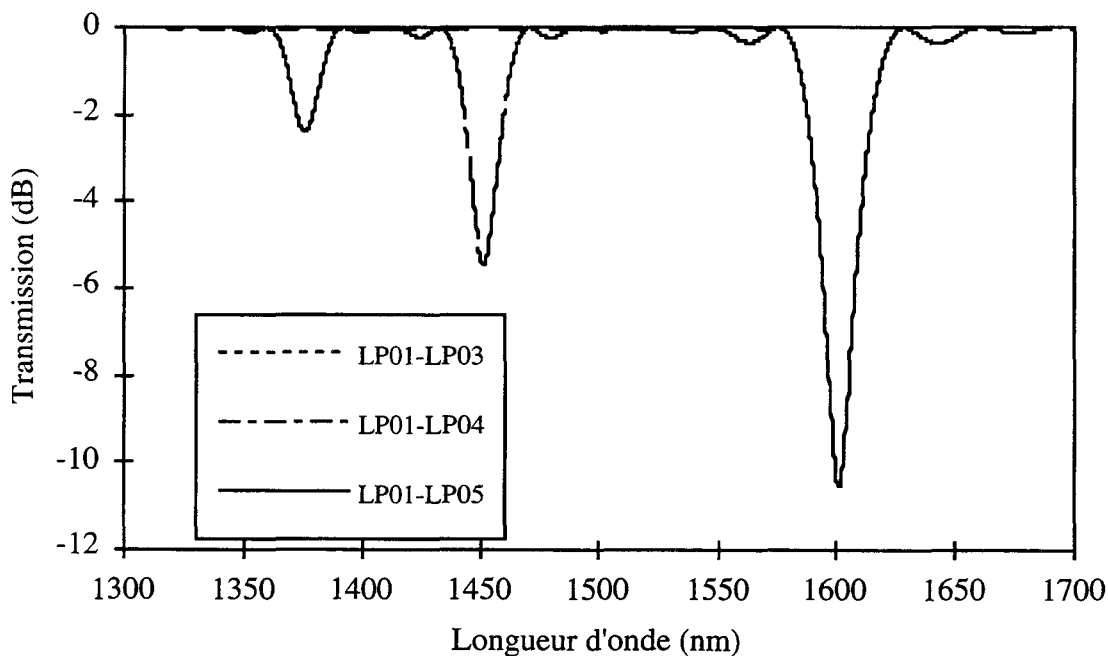


Figure V.40: Calcul de la réponse spectrale du réseau long pas classique: $L=23,5$ mm, $\Lambda=480$ μm .

En insérant un saut de phase au centre de ce réseau longs pas, le filtre résonnant résultant présente une bande passante (Figure V.41). La bande d'atténuation est alors élargie.

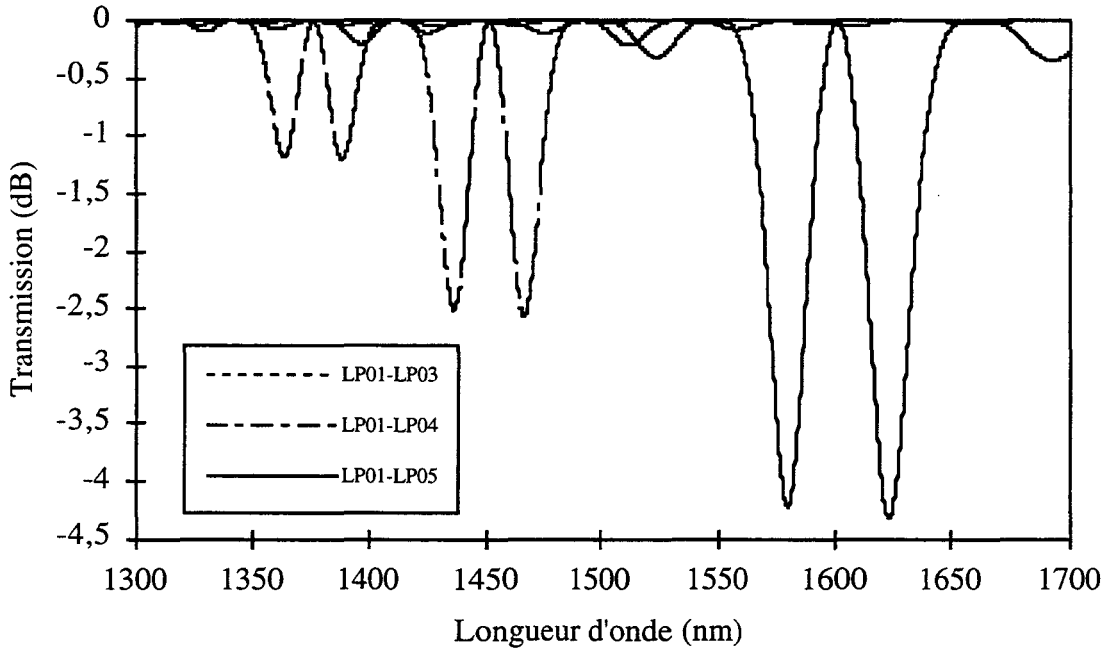


Figure V.41: Calcul de la réponse spectrale du réseau long pas contenant un saut de phase de π en son centre: $L=23,5$ mm, $\Lambda=480$ μm , $\Delta n=1,3 \cdot 10^{-4}$.

En insérant deux sauts de phase aux positions $L/4$ et $3L/4$, la bande passante (Figure V.42) est élargie et présente une forme plus rectangulaire.

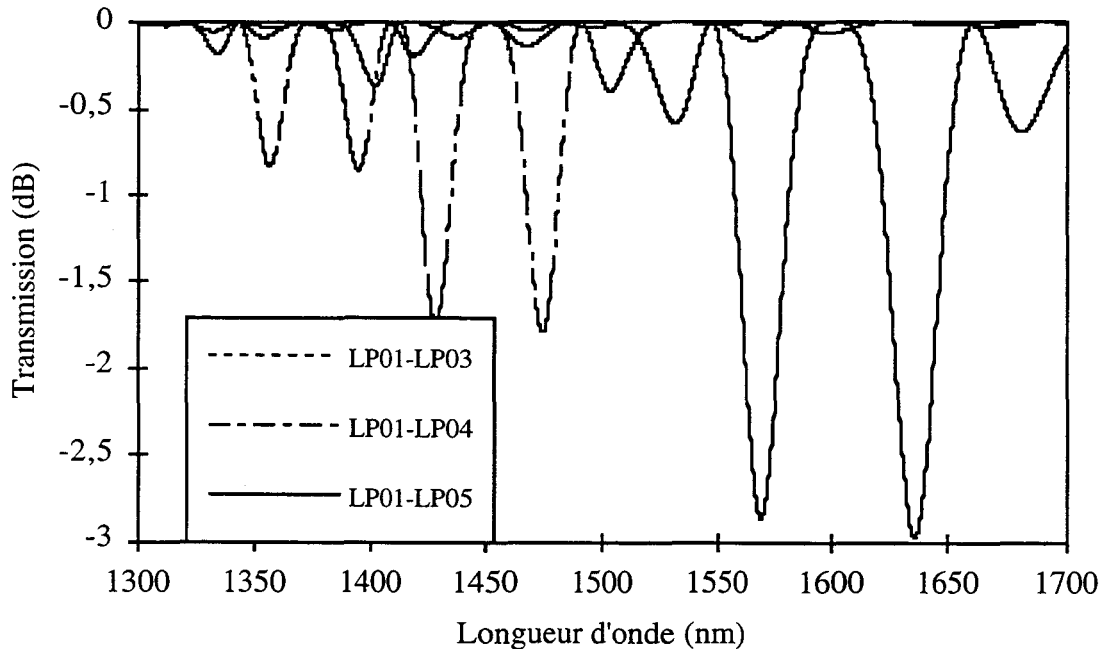


Figure V.42: Calcul de la réponse spectrale du réseau long pas contenant deux sauts de phase de π aux positions $L/4$ et $3L/4$. $L=23,5$ mm, $\Lambda=480$ μm , $\Delta n=1,2 \cdot 10^{-4}$.

Nous avons reporté sur les spectres V.41 les réponses spectrales expérimentales mesurées de ces trois filtres sur la plage de longueur d'onde [1200nm: 1700 nm] (Annexe C).

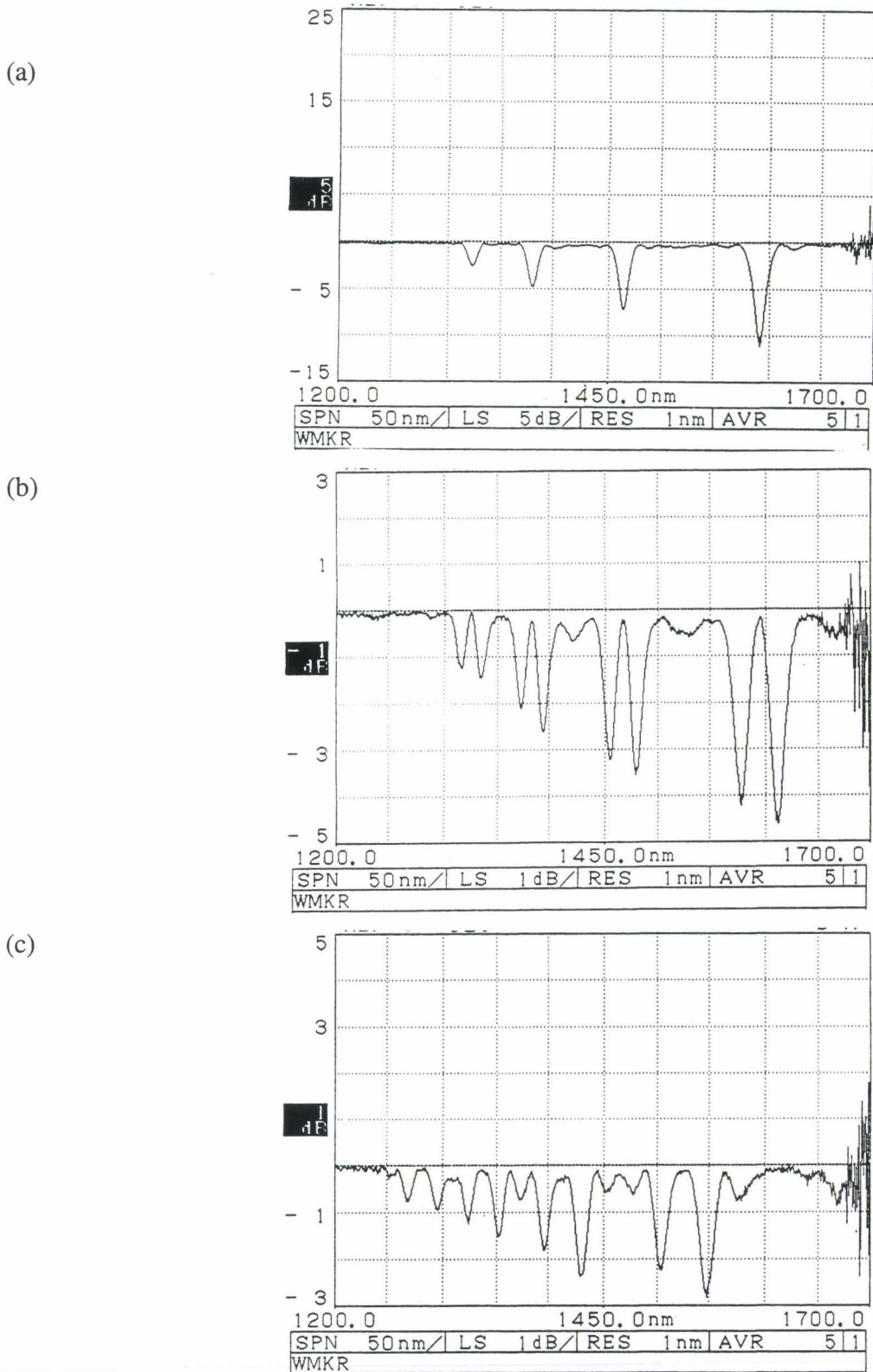


Figure V.41: Réponse spectrale expérimentale des trois réseaux à longs pas: en (a) réseau classique, en (b) un saut de phase inséré, en (c) deux sauts de phase insérés.

On constate que l'élargissement de la bande passante, pour les longueurs totales des réseaux considérés de $\approx 23,5$ mm, provoque un léger recouvrement des spectres entre les différents couplages, ce qui induit des pertes au niveau de la bande passante.

Sur la figure V.42 sont superposés les spectres expérimentaux des filtres obtenus. Ces spectres, représentant le couplage LP01-LP05, sont mesurés par rapport à la longueur d'onde centrale du filtre. Les caractéristiques mesurées des spectres sont présentées dans le tableau Tab.V.5 [Bakhti 1997-a].

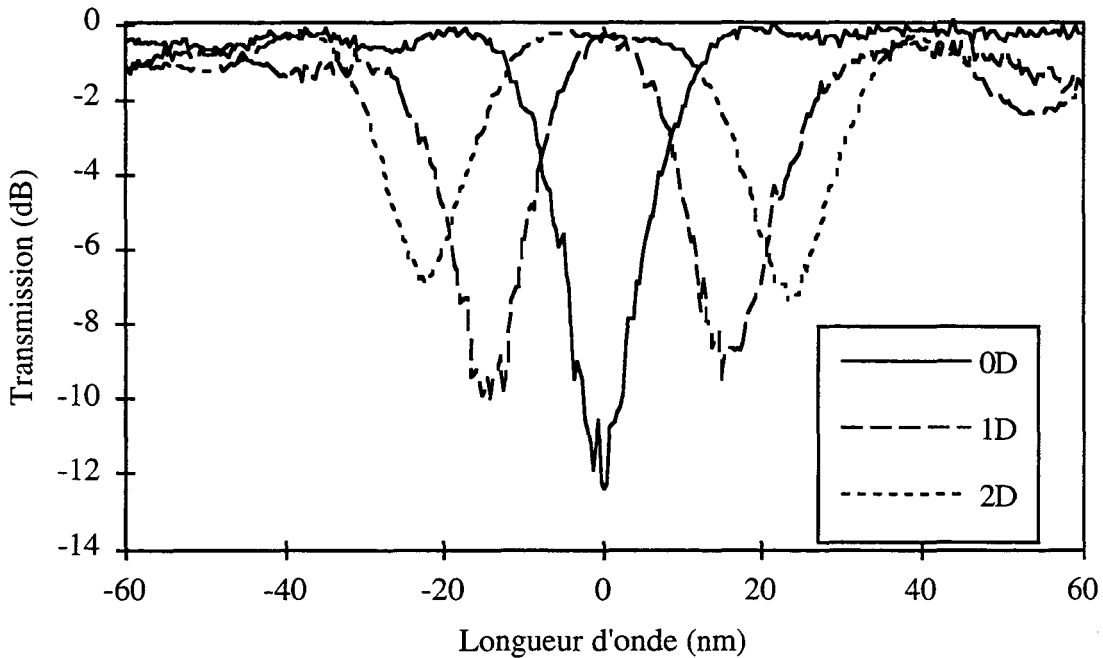


Figure V.42: Comparaisons expérimentales des filtres passe-bande obtenus en insérant un et deux sauts de phase, avec la réponse spectrale du réseau lorsque aucun saut de phase n'est introduit.

	λ_c (nm)	BR (nm)	LMH (nm)	Tmin (dB)
0 déphasage	1523	17	-	-12
1 déphasage	1544	47	26	-9
2 déphasages	1472	59	32	-7

Tab. V.5: Caractéristiques expérimentales des filtres passe-bande obtenus par insertion de un et deux sauts de phase

Dans le cas de réseaux à longs pas, du fait de leur fonctionnement en filtre dissipateurs et non réjecteurs comme les réseaux de Bragg, la concaténation de deux réseaux, c'est à dire leur mise en série, permet l'obtention d'un filtre passe bande. Cependant, lorsque des courtes largeurs à mi-hauteurs sont requises (≈ 10 nm), il est nécessaire d'utiliser des réseaux longs (> 50 mm) ce qui rend le conditionnement de la structure globale délicat. L'utilisation des réseaux à longs pas contenant des

sauts de phase peut être une solution plus compacte que la concaténation pour créer une bande passante dans une bande d'atténuation.

V.2.6 Influence de la température sur la longueur d'onde centrale des réseaux à longs pas

Le problème majeur de l'utilisation des réseaux longs pas est leur forte sensibilité à la température. En effet, la longueur d'onde centrale du filtre va changer avec la température. Dans le cas de la fibre standard SMF28, cette sensibilité est de l'ordre de 5 nm/100°C, ce qui est 5 fois plus important que dans le cas des réseaux de Bragg. L'expression de cette sensibilité est décrite par la relation V.39 [Judkins 1996]:

$$\frac{\partial \lambda}{\partial T} = \frac{\partial \lambda}{\partial n_{si}} \frac{\partial n_{si}}{\partial T} + \frac{\partial \lambda}{\partial \Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \quad (V.39)$$

La variation de la période du réseau correspond à la dilatation thermique du matériau par:

$$\frac{\partial \Lambda}{\partial T} = \frac{\Lambda}{L} \frac{\partial L}{\partial T} \quad (V.40)$$

$$\frac{\partial \lambda}{\partial T} = \Lambda \left[\left(\frac{\partial n_{eff1}}{\partial n_{si}} - \frac{\partial n_{effm}}{\partial n_{si}} \right) \frac{\partial n_{si}}{\partial T} + \left(\frac{(n_{eff1} - n_{effm})^2}{ng_1 - ng_m} \right) \frac{\Lambda}{L} \frac{\partial L}{\partial T} \right] \quad (V.41)$$

avec $\frac{\partial n_{si}}{\partial T} \approx 7.8 \cdot 10^{-6} / ^\circ C$ et $\frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial T} \approx 4.1 \cdot 10^{-7} / ^\circ C$ (V.42)

Afin de minimiser cette sensibilité, il est important que la variation de l'indice effectif du mode de coeur et celle du mode de gaine soient les plus proches possible. Or, dans le cas de la fibre SMF28, seul le coeur est dopé au germanium et l'indice effectif du mode fondamental va évoluer de façon plus importante que celui du mode de gaine lors de l'élévation de la température: c'est ce qui explique l'augmentation de la longueur d'onde centrale du filtre.

Pour compenser cette sensibilité il est possible de:

◇ Réaliser une fibre avec un profil d'indice comportant un anneau dans la gaine dont l'indice évoluera de la même manière que le coeur. L'indice effectif du coeur et de la gaine évolueront de la même façon en fonction de la température. Ainsi, dans l'expérience de Judkins *et al.* [Judkins 1996], la sensibilité est réduite à -0,45 nm/100°C.

◇ Réaliser une fibre comportant des co-dopants dans le coeur (ici le germanium et le bore) dont les effets, fonctions de la température, se compensent [Shima 1997]. Dans ces conditions,

l'indice effectif du coeur évolue de la même façon que celui du mode de gaine. L'expérience de Shima *et al.* montre une dépendance à la température de 0,5 nm/100°C.

◊ Revêtir la fibre d'une gaine en polymère dont le coefficient d'expansion thermique est opposé à celui de la silice dopée [Abramov 1997]. Dans leur expérience, Abramov *et al.* obtiennent une dépendance à la température de 0,4 nm/100°C à -1,2 nm/100°C selon les modes couplés considérés.

L'utilisation massive des réseaux à longs pas dans le domaine de télécommunications optiques ne pourra se faire que lorsque le problème de la dépendance en température sera résolu de façon réaliste et peu coûteuse. Dans le cadre de cette thèse, nous avons calculé la sensibilité à la température de la fibre Corning SMF28 en appliquant la relation V.41. Nous avons observé que la variation de température dépendait du pic de couplage considéré. Ainsi, à 1550 nm, pour les pics LP01/LP02, LP01/LP03, LP01/LP04 et LP01/LP05, les variations respectives calculées sont de 5,1 nm/100°C, 4,7 nm/100°C, 4,3 nm/100°C et 3,9 nm/100°C.

V.2.7 Egalisation du gain d'un amplificateur à Erbium

Afin d'égaliser le gain de l'amplificateur sur la plage de longueur d'onde 1530-1560 nm, la concaténation, c'est à dire la mise en série de trois réseaux à longs pas est nécessaire. A titre d'illustration, nous avons comparé le spectre de concaténation requis pour l'égalisation du gain et celui obtenu expérimentalement en concaténant trois réseaux longs pas, préalablement stabilisés thermiquement à 110°C durant plusieurs centaines d'heures. Les caractéristiques des réseaux utilisés sont reportées dans le tableau Tab.V.6 et présentées sur la figure V.43.

	Longueur	Période	Passivation à 110°C
RLP72	59 mm	438 μm	400 h
RLP80	50 mm	448 μm	434 h
RLP82	48 mm	448 μm	500 h

Tab. V.6: Caractéristiques des trois réseaux à longs pas utilisés pour la concaténation.

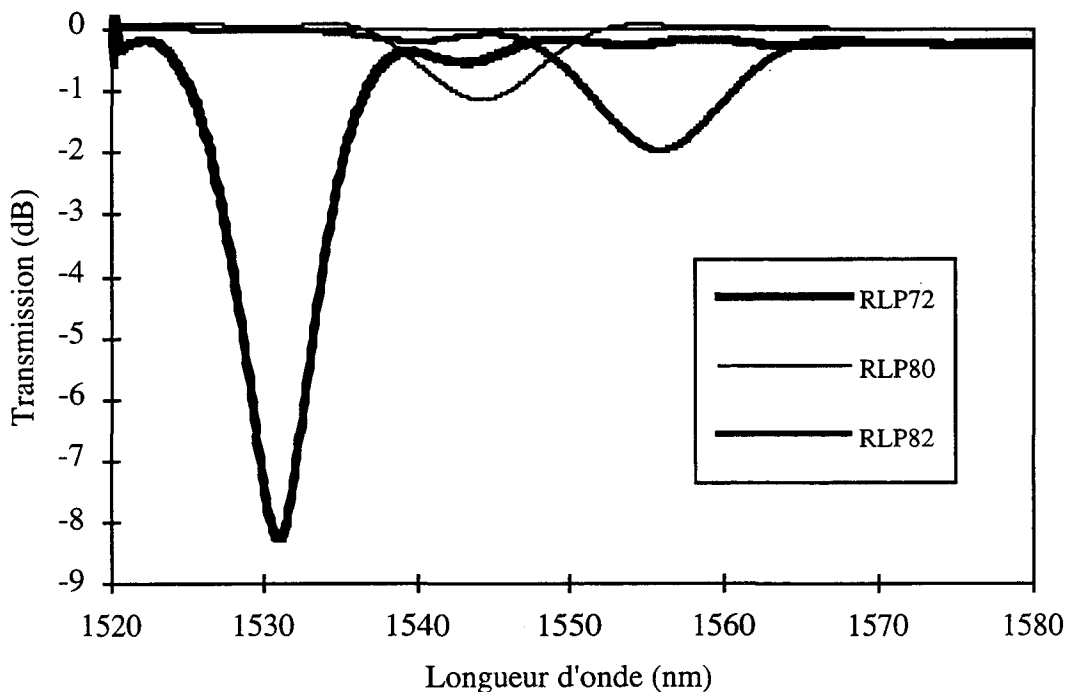


Figure V.43: Mesure du spectre des trois réseaux à longs pas utilisés pour la concaténation.

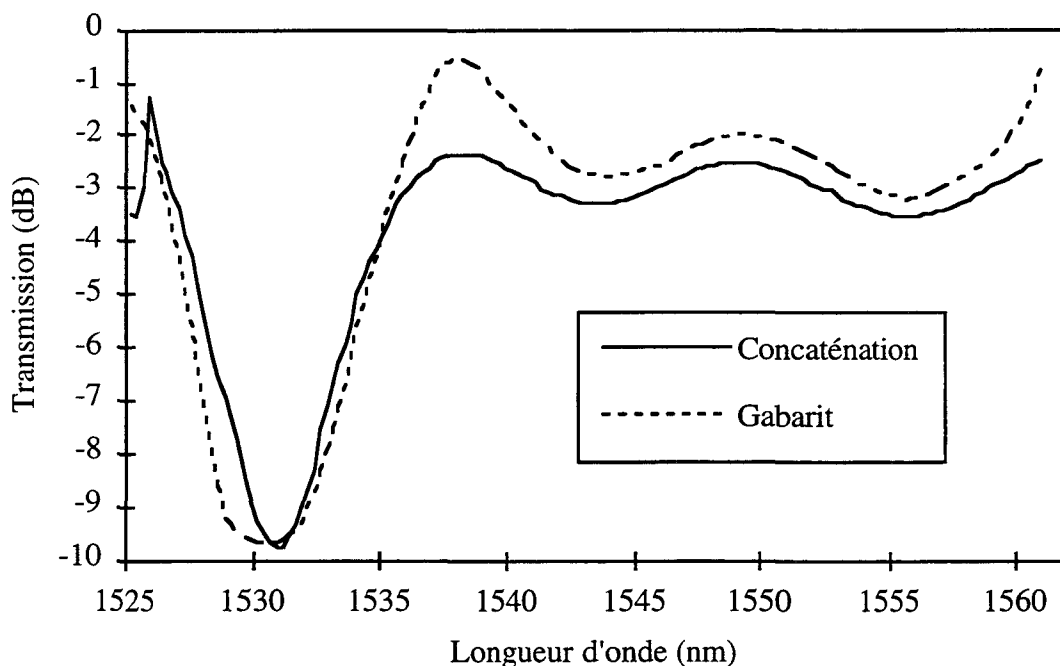


Figure V.44: Concaténation des trois réseaux à longs pas pour l'égalisation du gain d'un amplificateur à fibre. En trait pointillé, la transmission du gabarit du filtre résultant demandé, en trait plein, la transmission du filtre expérimentalement obtenu.

Les résultats de la concaténation et la comparaison avec le gabarit sont reportés sur la figure V.44. Les performances de tels réseaux à longs pas ont été mesurées avec un amplificateur à fibre silice dopée à l'erbium, dont l'excursion de gain est de 9 dB. On constate que le premier pic de la concaténation présente une réponse faible par rapport au gabarit. En réduisant le gain de l'amplificateur initialement en configuration 31dB/9dB, en configuration 25dB/9dB sur la plage de longueur d'onde [1530nm: 1560nm], l'excursion de gain est réduite à 2 dB.

Conclusion du Chapitre V

L'utilisation des réseaux à longs pas photo-inscrits dans le domaine des télécommunications optiques est apparu la première fois en 1995 [Vengsarkar 1995]. Nous avons étudié les avantages et les limites de la technologie des réseaux à longs pas photo-inscrits dans une fibre standard hydrogénée et réalisé des filtres égalisateurs de gain d'amplificateur optique et des filtres passe-bande large bande.

Les réseaux à longs pas couplant le mode fondamental avec les modes de gaine présentent une sensibilité plus importante que les réseaux de Bragg à toute modification structurale de la fibre (modification d'indice, courbures, température...). C'est pourquoi, tout au long de notre étude, et dans le but de rendre reproductible la réalisation de tels réseaux d'indice, nous nous sommes attachés à comprendre et à quantifier les effets agissant sur l'inscription, le vieillissement et l'utilisation de ces réseaux. En particulier, nous avons développé un programme de calcul des réponses spectrales de tels réseaux, et conduit une étude sur les effets du chargement et déchargement de la fibre en hydrogène sur la reproductibilité de réalisation. L'étude des conditions de passivation du réseau à longs pas photo-inscrit dans la fibre standard hydrogénée nous a permis de comparer deux modèles théoriques du vieillissement des réseaux d'indice photo-induits: le modèle d'Erdogan et le modèle de Baker. Nous avons constaté que la stabilité à long terme de ces composants nécessitait une passivation rigoureuse afin que la variation d'indice soit inférieure ou de l'ordre de 10^{-7} sur 25 ans.

Bibliographie du Chapitre V

[Abramov 1997]: A. A. Abramov, A. Hale, A. Vengsarkar: "Recoated temperature-insensitive long period fiber gratings", BGPP'97, OSA conference, Williamsburg, paper PD3, 1997.

[Baker 1997]: S.R. Baker, H.N. Rourke, V. Baker, D. Goodchild, S. Davis, T.J. Cullen, R.S. Baulcomb, K.C. Byron, A. Fielding, S.J. Clements: "Thermal decay of fibre Bragg gratings", ECOC'97, conference Publication, n°. 448, pp. 57-60, 1997.

[Bakhti 1996]: F. Bakhti, P. Sansonetti: " Realization of UV-written notch filter in tapered fiber", ECOC'96, conference proceedings, Oslo, 1996.

[Bakhti 1997-a]: F. Bakhti, P. Sansonetti: " Realization of low back-reflection, wideband fiber bandpass filter using phase-shifted long period gratings", OFC'97, OSA Conference, paper FB4, 1997.

[Bakhti 1997-b]: F. Bakhti, J. Larrey, P. Sansonetti, B. Poumellec: "Impact of in-fiber and out-fiber diffusion on central wavelength of UV-written long period grating", BGPP'97, OSA conference, Williamsburg, paper BSuD4, 1997.

[Bakhti 1997-c]: F. Bakhti, J. Larrey, P. Sansonetti: "Annealing of long period gratings in standard hydrogen-loaded fiber", BGPP'97, OSA conference, Williamsburg, paper BSuD2, 1997.

[Boj 1995]: S. Boj: "Réalisations de filtres sélectifs en fréquence intégrés dans les fibres optiques et applications", Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, 1995.

[Desurvire 1997]: E. Desurvire, J. Chesnoy: "Des millions de conversations dans une fibre optique", *La Recherche*, n°297, pp. 64-71, Avril 1997.

[Dianov 1996]: E.M. Dianov, S.A. Vasiliev, A.S. Kurkov, O.I. Medvedkov, V.N. Protopov: "In-fiber Mach-Zehnder interferometer based on a pair of long-period gratings", ECOC'96, *Conference proceedings*, paper MoB.3.6, Oslo, 1996.

[Erdogan 1994]: T. Erdogan, V. Mizrahi, P.J. Lemaire and D. Monroe: "Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings", *J. Appl. Phys.*, Vol. 76, 1, pp. 73-80, 1994.

[Gautheron 1997]: O. Gautheron, P. sansonetti, G. Bassier, I. Riant: "Optical gain equalisation with short period fiber grating", ECOC'97, *conference proceedings*, paper , 1997.

[Jang 1997]: J-N Jang, K-H Kwack, S-B Lee, S-S Choi: "Dynamics of coupling peaks by H₂ diffusion in long-period grating filter, OSA conference, BGPP'97, Paper BMG10, 1997.

[Judkins 1996]:

[Kashyap 1993]: R. Kashyap, R. Wyatt, P.F. McKee: "Wavelength flattened saturated erbium amplifier using multiple side-tap Bragg gratings", *Electron. Lett.*, Vol.29, N°.11, 1993.

[Koshlyakov 1964]: N.S.Koshlyakov, M.M.Smirnov, E.B. Gliner: "Differential equations of mathematical physics", North-Holland Publishing Company, Amsterdam, pp. 501-502, 1964.

[Lemaire 1991]: P.J. Lemaire: "Reliability of optical fibers exposed to hydrogen: prediction of long-term loss increases", *Optical Engineering*, Vol.30, N.6, 1991.

- [Lemaire 1995]: P.J. Lemaire, T. Erdogan: "Hydrogen-enhanced UV photosensitivity of optical fibers: Mechanisms and reliability", OSA conference, BGPP'95, Paper SuA4-1, 1995.
- [Malo 1994]: B.Malo, J. Albert, K.O.Hill, F. Bilodeau, D.C.Jonhson: "Effective index drift from molecular hydrogen diffusion in hydrogen-loaded optical fibres and its effect on Bragg grating fabrication", *Electronics Letters*, Vol.30, N° 5, 1994.
- [Patrick 1995]: H. Patrick, S. L. Gilbert, A. Lidgard, M. D. Gallager: "Annealing of Bragg gratings in hydrogen-loaded optical fiber", *J. of Applied Phys.*, Vol. 78, n°5, pp. 2940, 2945, 1995.
- [Sachot 1997]: Olivier Sachot, "Caractérisation et qualification de filtres photoinscrits sur fibre", Rapport de stage, Alcatel Alsthom Recherche, 1997.
- [Shima 1997]: K. Shima, K. Himeno, T. Sakai, S. Okude, A. Wada, R. Yamauchi: "A novel temperature insensitive long-period fiber grating using co-doped-germanosilicate-core fiber", OSA conference, *OFC'97*, conference proceedings, Paper FB2, 1997.
- [Taunay 1997]: Thierry Taunay: "Contribution à l'étude des mécanismes de la photosensibilité de verres et de fibres dopés par des ions de Terre Rare ou par de l'oxyde de germanium", thèse de doctorat de l'Université des Sciences et technologie de Lille, 1997.
- [Vassallo 1985]: C. Vassallo: "Théorie des guides d'ondes électromagnétiques", Collection technique et scientifique des télécommunications, Eyrolles, 1985.
- [Vengsarkar 1995]: M. Vengsarkar, P.J. Lemaire, J.B. Judkins, V. Bahtia, T. Erdogan, J.E. Sipe: "Long-period fiber gratings as band-rejection filters", OSA conference, *OFC'95*, conference proceedings, Paper PD4-3, 1995.
- [Vengsarkar 1996]: M. Vengsarkar, P.J. Lemaire, J.B. Judkins, V. Bahtia, T. Erdogan, J.E. Sipe: "Long-period fiber gratings as band-rejection filters", *J. of Light. Technol.*, Vol. 14, No. 1, 1996.

Conclusion Générale

Nous avons présenté dans cette thèse l'étude et la réalisation de filtres passe-bande basés sur la photo-inscription de réseaux d'indice dans des fibres optiques et dans des structures à fibres optiques.

En insérant des sauts de phases de π le long du réseau de Bragg, nous avons démontré la possibilité de générer une bande passante au milieu de la bande de réjection du filtre. La forme de cette bande passante devient de plus en plus rectangulaire lorsque le nombre de sauts de phase insérés augmente. L'insertion d'un saut de phase au centre du réseau correspond à la réalisation d'un résonateur optique élémentaire permettant l'ouverture de la bande passante dans la bande de réjection. L'insertion de plusieurs de ces sauts de phase à des positions optimisées correspond alors à la mise en série de plusieurs résonateurs optiques élémentaires dont les caractéristiques résultantes permettent l'obtention d'un résonateur équivalent. Les caractéristiques de sa bande passante (rectitude des flancs, platitude du sommet) dépendent du nombre de résonateurs mis en série. Nous avons fait le parallèle entre ces résonateurs optiques et les résonateurs électriques utilisés pour le filtrage et montré que la démarche suivie dans les deux cas était similaire, les filtres résultants étant connus en électricité sous le nom de filtres de Butterworth. La modélisation ainsi que la réalisation et la comparaison de tels filtres ont été présentées dans ce mémoire.

Afin de pouvoir extraire ou insérer une onde à la longueur d'onde choisie, nous avons démontré le principe et la réalisation d'un nouveau composant basé sur la photo-inscription d'un réseau de Bragg dans la zone de couplage d'un coupleur à fibre obtenu par la méthode de fusion et étirage de deux fibres optiques. Le réseau de Bragg inséré permet le couplage des deux modes se propageant dans la zone effilée du coupleur avec leurs modes retour. Ces modes vont se combiner pour permettre l'extraction de la longueur d'onde de Bragg. Ce travail a fait l'objet d'une étroite collaboration avec un laboratoire universitaire de L'Ecole Polytechnique de Montréal.

Le travail présenté dans ce mémoire nous a permis de modéliser et prévoir les effets de la position du réseau de Bragg dans la zone de couplage d'un coupleur à fibre 0% et 100%. La réalisation de coupleurs avec une fibre à gaine photosensible a mis en évidence les problèmes liés à la diffusion des dopants lors du chauffage des fibres et de nouveaux protocoles de réalisation ont été mis au point afin de minimiser ces diffusions. En utilisant un coupleur 100%, nous avons expérimentalement obtenu un Multiplexeur Insertion/Extraction dont les performances ne sont pas optimales et peuvent être améliorées en utilisant un coupleur 0%. Des premières expériences sur ce type de coupleur ont montré que la forme de la zone de couplage devait être la plus homogène possible.

En mettant en commun des compétences dans les domaines de la fabrication des fibres optiques, de la photosensibilité des fibres et de ses applications, ainsi que dans la fabrication et la modélisation de coupleurs à fibre, nous avons pu développer un composant original, efficace et très prometteur.

L'étude des propriétés des réseaux à longs pas basés sur le couplage du mode fondamental avec les modes de gaine a été présenté dans ce mémoire. La photo-inscription de ce type de réseau d'indice dans la fibre optique permet l'obtention de filtres non réflecteurs à large bande ($\geq 8\text{nm}$), une forte atténuation potentielle, dont les applications sont très intéressantes en particulier pour l'égalisation du gain des amplificateurs.

L'étude de la réalisation de ces filtres dans la fibre standard hydrogénée a permis de mettre en évidence la grande sensibilité de ces filtres à toute modification de la différence d'indice coeur-gaine de la fibre. Ces réseaux nécessitent aussi une passivation thermique beaucoup plus rigoureuse que celle des réseaux de Bragg dans la mesure où une variation de 10^{-6} de l'indice photoinduit peut provoquer une variation de la longueur d'onde centrale de l'ordre de 0,5 nm. Nous avons également mis en évidence la possibilité d'obtenir des réseaux à longs pas passe-bande par l'insertion de sauts de phase de π . De plus le gain d'un amplificateur optique à fibre dopée à l'erbium a pu être égalisé sur 30 nm en mettant en série trois réseaux à longs pas préalablement stabilisés par une passivation à 110°C .

Ces résultats ont pu démontrer les potentialités d'une telle technologie. Cependant, la forte sensibilité à la température de ces composants implique la mise au point d'une fibre spéciale afin d'envisager leur application industrielle.

Toutes ces études ont permis de proposer des composants nouveaux basés sur la photo-inscription de réseaux d'indice. Au delà des applications pour les systèmes de transmissions optiques, elles nous ont apporté des éléments très importants sur la technologie des réseaux d'indice photo-inscrits.

Publications, Communications, Brevets liés au travail de thèse

PUBLICATIONS:

F. Bakhti, P. Sansonetti: "Wide bandwidth, low loss and highly rejective doubly phase-shifted UV-written fibre bandpass filter", **Electronics Letters**, Vol.32, N°6, pp. 581-582, 1996.

F. Bakhti, P. Sansonetti, C. Sinet, L. Gasca, L. Martineau, S. Lacroix, X. Daxhelet, F. Gonthier: "optical add/drop Multiplexer based on UV-written Bragg grating in a fused 100% coupler", **Electronics Letters**, Vol.33, N°9, pp. 803-804, 1997.

F. Bakhti, P. Sansonetti: "Design and Realization of multiple quarter-wave phase-shifts UV-written bandpass filters in optical fibers", **Journal of Lightwave Technology**, Vol.15, N°.8, pp.1433-1437, 1997.

COMMUNICATIONS ORALES:

F. Bakhti, P. Sansonetti: " Realization of UV-written notch filter in tapered fiber", **ECOC'96**, Oslo, 1996.

F. Bakhti, P. Sansonetti: " Nouveaux filtres passe-bande basés sur l'insertion de déphasages dans des réseaux de Bragg photoinscrits dans une fibre optique", **JNOG'96**, Nice, 1996.

F. Bakhti, P. Sansonetti: " Realization of low back-reflection, wideband fiber bandpass filter using phase-shifted long period gratings", **OFC'97**, OSA Conference, Dallas, paper FB4, 1997.

F. Bakhti, J. Larrey, P. Sansonetti: "Annealing of long period gratings in standard hydrogen-loaded fiber", **BGPP'97**, OSA conference, Williamsburg, paper BSuD2, 1997.

F. Bakhti, J. Larrey, P. Sansonetti, B. Poumellec: "Impact of in-fiber and out-fiber diffusion on central wavelength of UV-written long period grating", **BGPP'97**, OSA conference, Williamsburg, paper BSuD4, 1997.

F. Bakhti, X. Daxhelet, P. Sansonetti, S. Lacroix: "Influence of Bragg grating location in fused 100% coupler for both add and drop multiplexer realization", accepted for publication at **OFC'98**, OSA conference, San José, 1998.

BREVETS:

4 brevets déposés

Annexe A:

Calcul des modes LP_{0m} de la fibre standard monomode à trois échelons d'indice

Le calcul de la forme du champ et de la constante de propagation des modes LP_{0m} dans la fibre est basé sur l'étude de [Monerie 1982]. Notons que cette méthode s'applique plus généralement pour l'étude des modes LP_{lm} .

A.I Expression du mode fondamental propagé: $n_{co} < n_{eff} < n_{cl}$

Considérons E_1 , le mode fondamental recherché, avec $E_1 = \psi_1 \exp(j\omega t)$. D'après [Monerie 1982], on peut décrire ce mode propagé par trois équations exprimant la forme du champ dans le coeur, dans la gaine et à l'extérieur de la fibre, en fonction de la coordonnée radiale normalisée r le long de la fibre.

$$\begin{aligned} \text{Lorsque:} \quad & 0 < r < 1 & \psi_1 = a_0 J_0(ur) \\ & 1 < r < r_{cl}/r_{co} & \psi_1 = a_1 I_0(v'r) + a_2 K_0(v'r) \\ & r_{cl}/r_{co} < r & \psi_1 = a_3 K_0(vr) \end{aligned} \quad (A.1)$$

$$\begin{aligned} \text{avec} \quad & u = r_{co} k_0 \sqrt{n_{co}^2 - n_{eff}^2} \\ & v' = r_{cl} k_0 \sqrt{n_{eff}^2 - n_{cl}^2} \\ & v = r_{cl} k_0 \sqrt{n_{eff}^2 - n_{ex}^2} \end{aligned} \quad (A.2)$$

$J_0(x)$, $I_0(x)$, $K_0(x)$ sont les fonctions de Bessel de premier ordre et de deuxième ordre, et, a_1 , a_2 et a_3 , les coefficients réels. En appliquant la condition de continuité du champ et de sa dérivée première aux deux interfaces de la fibre (interface coeur-gaine et interface gaine-milieu extérieur), on détermine les coefficients a_1 , a_2 et a_3 . On obtient alors:

$$\begin{aligned} a_1 &= a_0 [v' c J_0(u) K_1(v' c) - u J_1(u) K_0(v' c)] \\ a_2 &= a_0 [v' c J_0(u) I_1(v' c) + u J_1(u) I_0(v' c)] \\ a_3 &= \frac{a_1 I_1(v') + a_2 K_0(v' c)}{K_0(v)} \end{aligned} \quad (A.3)$$

avec $c = r_{co}/r_{cl}$

A.II Expression des modes de gaine LP_{0m} (m>1):

$$n_{cl} < n_{eff} < n_{ex}$$

De même que pour le mode propagé, on exprime les modes de gaine dans les trois milieux, coeur, gaine et milieu extérieur. Il y a N modes de gaine de même symétrie circulaire que le mode fondamental. Soit E_m le mode de gaine recherché, avec $E_m = \Psi_m \exp(j\omega t)$

On décrit alors ces modes de gaine par trois expressions:

$$\begin{aligned} \text{Lorsque:} \quad & 0 < r < 1 \quad \Psi_m = a_0 J_0(ur) \\ & 1 < r < r_{cl}/r_{co} \quad \Psi_m = a_1 J_0(u'r) + a_2 Y_0(u'r) \\ & r_{cl}/r_{co} < r \quad \Psi_m = a_3 K_0(vr) \end{aligned} \quad (A.4)$$

$$\begin{aligned} \text{avec} \quad & u = r_{co} k_0 \sqrt{n_{co}^2 - n_{eff}^2} \\ & u' = r_{cl} k_0 \sqrt{n_{cl}^2 - n_{eff}^2} \\ & v = r_{cl} k_0 \sqrt{n_{eff}^2 - n_{ex}^2} \end{aligned} \quad (A.5)$$

$Y_0(x)$ est la fonction de Bessel de deuxième ordre, a_1 , a_2 et a_3 les coefficients réels.

En appliquant la condition de continuité du champ et de sa dérivée première aux deux interfaces, on détermine les coefficients a_1 , a_2 et a_3 en posant $c = r_{co}/r_{cl}$.

On obtient alors:

$$\begin{aligned} a_1 &= a_0 \frac{\pi}{2} [u J_1(u) Y_0(u'c) - u'c J_0(u) Y_1(u'c)] \\ a_2 &= a_0 \frac{\pi}{2} [u'c J_1(u'c) J_0(u) - u J_1(u) J_0(u'c)] \\ a_3 &= \frac{a_1 J_0(u') + a_2 Y_0(u')}{K_0(v)} \end{aligned} \quad (A.6)$$

A.III Résolution des équations aux valeurs propres:

Les modes LP_{0m} doivent satisfaire la continuité de leur champ et de la dérivée première de ce champ aux deux interfaces coeur-gaine optique et gaine optique-milieu extérieur. L'écriture de ces conditions de continuité conduit à la résolution de quatre équations. Si on considère que seules les solutions non triviales pour les coefficients a_i sont retenues, c'est à dire des modes pour lesquels $a_i \neq 0$, ces équations conduisent à la résolution d'un déterminant. Dans les deux cas, mode de coeur et mode de gaine, résoudre ce déterminant revient à résoudre l'équation aux valeurs propres.

$$\text{Pour les deux régimes, on pose} \quad \overline{Z_m(x)} = \frac{Z_m(x)}{x Z_{m+1}(x)} \quad (A.7)$$

et $Z_m(x)$ représentent $J_0(x)$, $I_0(x)$, $K_0(x)$, $Y_0(x)$, $J_1(x)$, $I_1(x)$, $K_1(x)$, $Y_1(x)$

◇ Résolution de l'équation aux valeurs propre pour la détermination du mode guidé:

Le déterminant à résoudre résulte des équations de continuité:

$$\begin{vmatrix} J_0(u) & -I_0(v'c) & K_0(v'c) & 0 \\ 0 & I_0(v') & K_0(v') & -K_0(v) \\ -uc/rco^2 J_0(u) & -v'c/rco I_1(v'c) & -v'c/rco K_1(v'c) & 0 \\ 0 & v'c/rco I_1(v') & -v'c/rco K_1(v') & v'c/rco K_1(v) \end{vmatrix} = 0 \quad (A.8)$$

L'équation aux valeurs propres à résoudre est alors:

$$\frac{\overline{J_0(u)} - \overline{K_0(v'c)}}{\overline{J_0(u)} + \overline{I_0(v'c)}} \frac{\overline{K_0(v)} + \overline{I_0(v')}}{\overline{K_0(v)} - \overline{K_0(v')}} = \frac{\overline{I_1(v'c)} \overline{K_1(v')}}{\overline{I_1(v')} \overline{K_1(v'c)}} \quad (A.9)$$

◇ Résolution de l'équation aux valeurs propre pour la détermination des modes de gain:

Le déterminant à résoudre résulte des équations de continuité:

$$\begin{vmatrix} J_0(u) & -J_0(u'c) & -Y_0(u'c) & 0 \\ 0 & J_0(u') & Y_0(u') & -K_0(v) \\ -uc/rco^2 J_1(u) & u'c/rco J_1(u'c) & v'c/rco Y_1(u'c) & 0 \\ 0 & -u'c/rco J_1(u') & -u'c/rco Y_1(u') & v'c/rco K_1(v) \end{vmatrix} = 0 \quad (A.10)$$

L'équation aux valeurs propres à résoudre s'écrit:

$$\frac{\overline{J_0(u)} - \overline{Y_0(u'c)}}{\overline{J_0(u)} - \overline{J_0(u'c)}} \frac{\overline{K_0(v)} - \overline{J_0(u')}}{\overline{K_0(v)} - \overline{Y_0(u')}} = \frac{\overline{J_1(u'c)} \overline{Y_1(u')}}{\overline{J_1(u')} \overline{Y_1(u'c)}} \quad (A.11)$$

Ainsi, résoudre les équations aux valeurs propres pour chaque mode revient à déterminer les paramètres (u, v', v) dans le cas du mode guidé ou (u, u', v) dans le cas des modes de gain. Nous avons vu précédemment que les paramètres (u, u', v, v') dépendent des paramètres opto-géométriques de la fibre, de la longueur d'onde et de l'indice effectif du mode considéré. Afin de simplifier les calcul, d'après [Monerie 1982], on peut exprimer l'indice effectif du mode en fonction

d'un paramètre normalisé B tel que:
$$B = \frac{n_{eff}^2 - n_{ex}^2}{n_{co}^2 - n_{ex}^2} \quad (A.12)$$

$$V = k_0 r_{co} \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2}$$

$$R = \frac{n_{cl}^2 - n_{ex}^2}{n_{co}^2 - n_{ex}^2}$$

En posant

(A.13)

avec ici $n_{ex}=1$.

On en déduit que les paramètres u, v, u' et v' dépendent alors tous de B de la façon suivante:

$$u = V \sqrt{1 - B}$$

$$u' = V S \sqrt{R - B}$$

$$v' = V S \sqrt{B - R}$$

$$v = V S \sqrt{B}$$

(A.14)

Ainsi, résoudre les équations aux valeurs propres revient à rechercher la valeur de B qui vérifie ces mêmes équations. La résolution numérique de l'équation aux valeurs propres a été faite en utilisant un calcul par dichotomie. En effet, en faisant décroître le paramètre B , initialement choisi à la valeur arbitraire 1^- , d'une valeur ε (ε étant très petit devant 1), à chaque itération, l'équation aux valeurs propres est testée. Lorsque B est solution de l'équation, elle correspond à un mode. Lorsque $B > R$, la solution trouvée correspond à l'indice effectif du mode guidé et elle est unique alors que, lorsque $B < R$, il y a N solutions pour lesquelles, le paramètre m du mode LP_{0m} augmente quand B diminue.

Notons enfin que cette méthode peut être utilisée dans le cas d'une fibre effilée dans laquelle, à partir d'un certain étirement, le mode fondamental de coeur devient un mode de gaine.

Dans tous les cas, les champs sont normalisés en calculant:

$$N_m = \frac{\Psi_m}{\sqrt{\iint |\Psi_m|^2 dA}}$$

(A.15)

Références de l'annexe A.

[Monerie 1982]: M.Monerie, "Propagation in Doubly Clad Single-Mode Fibers", *IEE Transactions on Microwave Theory and Technics*, vol.MTT-30,n°4, April 1982.

Annexe B:

Résolution des équations de couplage assisté par un réseau d'indice

Nous décrivons dans cette annexe la méthode de résolution des équations de propagation des deux modes couplés par le réseau d'indice.

Un réseau périodique d'indice est photoinscrit selon l'axe longitudinal z d'une fibre sur une longueur L . Soient Ψ_1 le mode fondamental se propageant et Ψ_2 un mode couplé, décrits par:

$$\begin{aligned}\Psi_1(x, y, z) &= A(z) \exp(-j\beta_1 z) \Psi_1(x, y) \\ \Psi_2(x, y, z) &= B(z) \exp(-j\beta_2 z) \Psi_2(x, y)\end{aligned}\tag{B.1}$$

β_1, β_2 sont les constantes de propagation des deux modes, A et B leurs amplitudes respectives.

D'après la théorie des modes couplés, les équations de propagation pour les deux modes à résoudre sont les suivantes [Yariv 1973]:

$$\begin{aligned}\frac{dA(z)}{dz} &= j B(z) K \exp(j(\beta_1 - \beta_2)z) \\ \frac{dB(z)}{dz} &= \pm -j A(z) K^* \exp(-j(\beta_1 - \beta_2)z)\end{aligned}\tag{B.2}$$

\pm exprime la possibilité du couplage contradirectionnel (+) et codirectionnel (-). K représente le coefficient de couplage entre les deux modes et peut être exprimé par une série de Fourier exprimant la modulation périodique de l'indice [Vassallo 1985].

$$K = \sum_{-\infty}^{+\infty} C_{\Psi_1 \Psi_2}^m \exp(-j \frac{2m\pi}{\Lambda} z - j \phi_m)\tag{B.3}$$

Λ est le pas du réseau et ϕ_m la phase introduite par ce réseau. En ne retenant que la composante de Fourier dont la fréquence correspond à la longueur d'onde centrale du réseau lors de l'accord de phase entre les deux modes et le réseau d'indice, la constante de couplage simplifiée s'écrit alors:

$$K = C \exp(-j(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi))\tag{B.4}$$

Comme l'a fait Yamada *et al.* [Yamada 1991] nous allons donner une expression pour les

amplitudes A et B, dépendantes de z, en fonction de ces mêmes amplitudes à l'abscisse z=0, caractérisant le début du réseau. Donnons à l'amplitude A une forme arbitraire dans le cas d'un réseau de caractéristiques indépendants de z, en posant:

$$A(z) = c_1 \exp(\Gamma_1 z) + c_2 \exp(\Gamma_2 z) \quad (\text{B.5})$$

avec c1, c2 des coefficients réels et Γ_1 et Γ_2 , des coefficients complexes. En remplaçant cette expression dans l'équation de propagation, on en déduit pour l'amplitude B:

$$B(z) = \frac{1}{jC} [c_1 \Gamma_1 \exp(\Gamma_1 z) + c_2 \Gamma_2 \exp(\Gamma_2 z)] \exp(-j(2\Delta\beta z - \phi)) \quad (\text{B.6})$$

$$\text{avec } \Delta\beta = \frac{\beta_1 - \beta_2}{2} - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (\text{B.7})$$

$\Delta\beta$ représente le désaccord de phase entre les modes et le réseau d'indice, et devient nul lors de l'accord de phase à la longueur d'onde centrale du réseau. Ainsi, chaque facette du réseau renvoie l'onde à la longueur d'onde centrale avec une phase de $2k\pi$. En substituant ces deux dernières équations B.5 et B.6 dans les équations de propagations B.2, afin d'obtenir des solutions non triviales pour c1, c2, on en déduit que les modes couplés se propagent si et seulement si la condition suivante est vérifiée:

$$\Gamma_i^2 - 2j\Delta\beta \Gamma_i - \pm C^2 = 0 \quad (\text{B.8})$$

Cette équation va donner les valeurs de Γ_1 et Γ_2 , et par conséquent les amplitudes A(z) et B(z) des modes, en fonction des deux constantes c1 et c2.

Cas du couplage contradirectionnel:

$$\text{L'équation à résoudre est } \Gamma_i^2 - 2j\Delta\beta \Gamma_i - C^2 = 0 \quad (\text{B.9})$$

Le déterminant Δ de cette équation du deuxième degré donne: $\Delta_{\text{contradir}} = C^2 - \Delta\beta^2$

Deux cas se posent alors:

◇ Lorsque $|C| > |\Delta\beta|$:

$$\text{en posant } \gamma = \sqrt{C^2 - \Delta\beta^2} \quad (\text{B.10})$$

$$\begin{aligned} \text{les solutions pour } \Gamma_1 \text{ et } \Gamma_2 \text{ sont:} \\ \Gamma_1 = j\Delta\beta + \gamma \\ \Gamma_2 = j\Delta\beta - \gamma \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

Les coefficients c_1 et c_2 ont alors des solutions en cosinus hyperbolique et sinus hyperbolique. En exprimant les inconnues avec la valeur des amplitudes en $z=0$, on obtient :

$$\begin{aligned}
 A(z) &= \left[\cosh(\gamma z) - j \frac{\Delta\beta}{\gamma} \sinh(\gamma z) \right] \exp(j(\beta - \frac{\pi}{\Lambda})z) A(0) \\
 &+ j \frac{C}{\gamma} \sinh(\gamma z) \exp(j(\beta - \frac{\pi}{\Lambda})z - j\phi) B(0) \\
 B(z) &= -j \frac{C}{\gamma} \sinh(\gamma z) \exp(-j(\beta - \frac{\pi}{\Lambda})z + j\phi) A(0) \\
 &+ \left[\cosh(\gamma z) + j \frac{\Delta\beta}{\gamma} \sinh(\gamma z) \right] \exp(-j(\beta - \frac{\pi}{\Lambda})z) B(0)
 \end{aligned} \tag{B.12}$$

◇ Lorsque : $|C| < |\Delta\beta|$

en posant $\gamma = \sqrt{\Delta\beta^2 - C^2}$ (B.13)

les solutions pour Γ_1 et Γ_2 sont:

$$\begin{aligned}
 \Gamma_1 &= j\Delta\beta + j\gamma \\
 \Gamma_2 &= j\Delta\beta - j\gamma
 \end{aligned} \tag{B.14}$$

Les coefficients c_1 et c_2 ont alors des solutions en cosinus et sinus . En exprimant les inconnues avec la valeurs des amplitudes en $z=0$, on obtient :

$$\begin{aligned}
 A(z) &= \left[\cos(\gamma z) - j \frac{\Delta\beta}{\gamma} \sin(\gamma z) \right] \exp(j(\beta - \frac{\pi}{\Lambda})z) A(0) \\
 &+ j \frac{C}{\gamma} \sin(\gamma z) \exp(j(\beta - \frac{\pi}{\Lambda})z - j\phi) B(0) \\
 B(z) &= -j \frac{C}{\gamma} \sin(\gamma z) \exp(-j(\beta - \frac{\pi}{\Lambda})z + j\phi) A(0) \\
 &+ \left[\cos(\gamma z) + j \frac{\Delta\beta}{\gamma} \sin(\gamma z) \right] \exp(-j(\beta - \frac{\pi}{\Lambda})z) B(0)
 \end{aligned} \tag{B.15}$$

Ainsi, pour le couplage contradirectionnel, $\beta_2 = -\beta_1$ et l'accord de phase se fera lorsque $\beta_1 - \frac{\pi}{\Lambda} = 0$ c'est à dire pour:

$$\lambda_B = 2 \Lambda \text{neff}_1. \tag{B.16}$$

Cas du couplage codirectionnel:

L'équation à résoudre est $\Gamma_i^2 - 2j \Delta\beta \Gamma_i + C^2 = 0$ (B.17)

Le déterminant Δ de cette équation du deuxième degré donne: $\Delta_{\text{codir}} = j^2 (C^2 + \Delta\beta^2)$

Un seul cas se présente alors : $\gamma = \sqrt{C^2 + \Delta\beta^2}$ (B.18)

et les solutions pour Γ_1 et Γ_2 sont:

$$\begin{aligned}\Gamma_1 &= j\Delta\beta + j\gamma \\ \Gamma_2 &= j\Delta\beta - j\gamma\end{aligned}\quad (B.19)$$

Les coefficients c_1 et c_2 ont alors des solutions en cosinus et sinus. En exprimant les inconnues restantes en fonction des valeurs des amplitudes en $z=0$, on obtient :

$$\begin{aligned}A(z) &= \left\{ \left[\cos(\gamma z) - j \frac{\Delta\beta}{\gamma} \sin(\gamma z) \right] \exp(-j \frac{\pi}{\Lambda} z) A(0) \right. \\ &\quad \left. + j \frac{C}{\gamma} \sin(\gamma z) \exp(-j \frac{\pi}{\Lambda} z - j\phi) B(0) \right\} \exp(j \frac{\beta_1 - \beta_2}{2} z) \\ B(z) &= \left\{ j \frac{C}{\gamma} \sin(\gamma z) \exp(j \frac{\pi}{\Lambda} z + j\phi) A(0) \right. \\ &\quad \left. + \left[\cos(\gamma z) + j \frac{\Delta\beta}{\gamma} \sin(\gamma z) \right] \exp(j \frac{\pi}{\Lambda} z) B(0) \right\} \exp(-j \frac{\beta_1 - \beta_2}{2} z)\end{aligned}\quad (B.20)$$

Pour le couplage codirectionnel, l'accord de phase se fait pour $\frac{\beta_1 - \beta_2}{2} - \frac{\pi}{\Lambda} = 0$ c'est à dire pour

$$\lambda_{\text{centrale}} = \Lambda(\text{neff}_1 - \text{neff}_2). \quad (B.21)$$

Références de l'annexe B.

[Vassalo 1985]: C. Vassallo: "Théorie des guides d'ondes Electromagnétiques", Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, Eyrolles, 1995.

[Yamada 1991]: M.Yamada, K.Sakuda, "Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach Adiabaticity criteria", *IEE Proceedings-J*, vol.138,n°5, October 1991.

[Yariv 1973]: A. Yariv: "Coupled mode theory for guided-wave optics", *IEEE, Journal of quantum electronics*, Vol. QE.9, N°9, pp. 919-933, 1973.

Annexe C:

Méthodes de caractérisation des réseaux d'indice

Nous détaillons succinctement dans cette annexe les dispositifs de caractérisation des réponses spectrales des réseaux d'indices photoinscrits dans des fibres optiques.

C.1. Les sources de lumière:

Sources à fibre large bandes:

Ces sources fluorescentes faites dans nos laboratoires sont constituées d'une fibre amplificatrice à erbium pompée par un diode laser à 1480 nm et d'un multiplexeur. Le signal émis par la source est large bande (30 nm) centré sur la longueur d'onde de 1550 nm. Sa puissance maximale, sur 1nm est de -3 dBm¹. La température de la pompe à 1480 nm est maintenue constante entre 15°C et 25°C.

Source blanche:

Cette source est constituée d'une ampoule à effet Joule à filament (enveloppe=quartz, gaz=iode) émettant sur la plage de longueur d'onde [700 nm: 1700 nm]. Cette lampe est de faible luminance et par conséquent de faible puissance, <40 dBm, mais permet la caractérisation des composants aux longueurs d'ondes pour lesquelles aucune source puissante n'est disponible.

Diode laser accordable Tunics :

La source Tunics de la société Photonetics est accordable entre 1500 nm et 1570 nm. Elle émet une longueur d'onde accordable avec un incrément pouvant aller jusqu'à 0,001 nm. En dehors de cette plage de longueur d'onde, la source fonctionne avec une perte de puissance à -3 dBm.

C.2. Caractérisation des réponses spectrales des réseaux

Dispositif utilisant un analyseur de spectre optique et une source à fibre :

Ce dispositif est utilisé lors de la réalisation des composants. La source à fibre est injectée dans le composant par une extrémité de la fibre et la deuxième extrémité du réseau est connectée à l'analyseur de spectre optique au moyen d'un connecteur adapté (Figure C.1).L'analyseur de spectre optique permet de visualiser sur une grande plage de longueur d'onde la réponse du filtre. Il permet

¹ 0 dBm correspond à une puissance de 1mW.

alors le contrôle rapide (quelques secondes), en cours de réalisation, des caractéristiques du réseau. La résolution est de 0,1 nm.

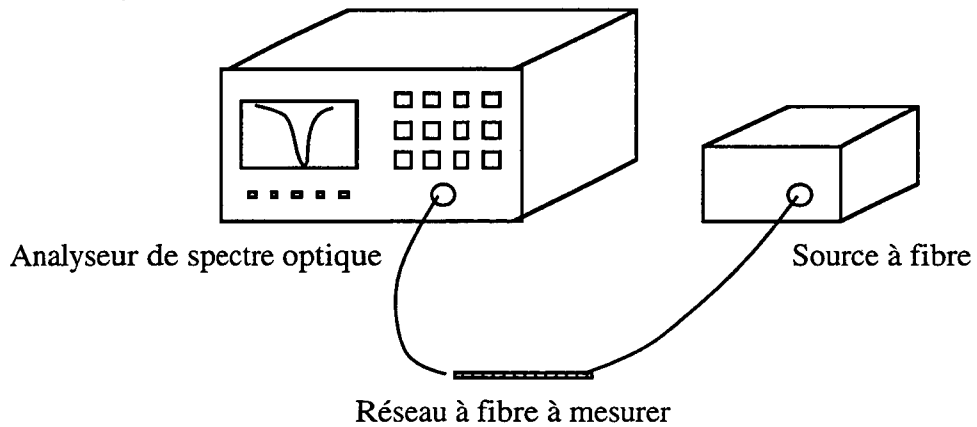


Figure C.1: Dispositif de mesure des réseaux d'indice utilisant une source à fibre et un analyseur de spectre optique.

Dispositif utilisant un laser accordable et un multimètre optique

Le signal est émis par la cavité Tunics est injecté dans le réseau d'indice et la réponse spectrale du réseau est mesurée par un multimètre optique Hewlett Packard HP8153A utilisant un détecteur grande surface HP81521B au germanium. Ces deux composants sont reliés par l'intermédiaire d'un module d'interfaçage HP81533A. Les niveaux détectables sont compris entre +3dB et -80dB et les longueurs d'ondes mesurables entre 900nm et 1700nm. Le dispositif est présenté sur la figure C.2.

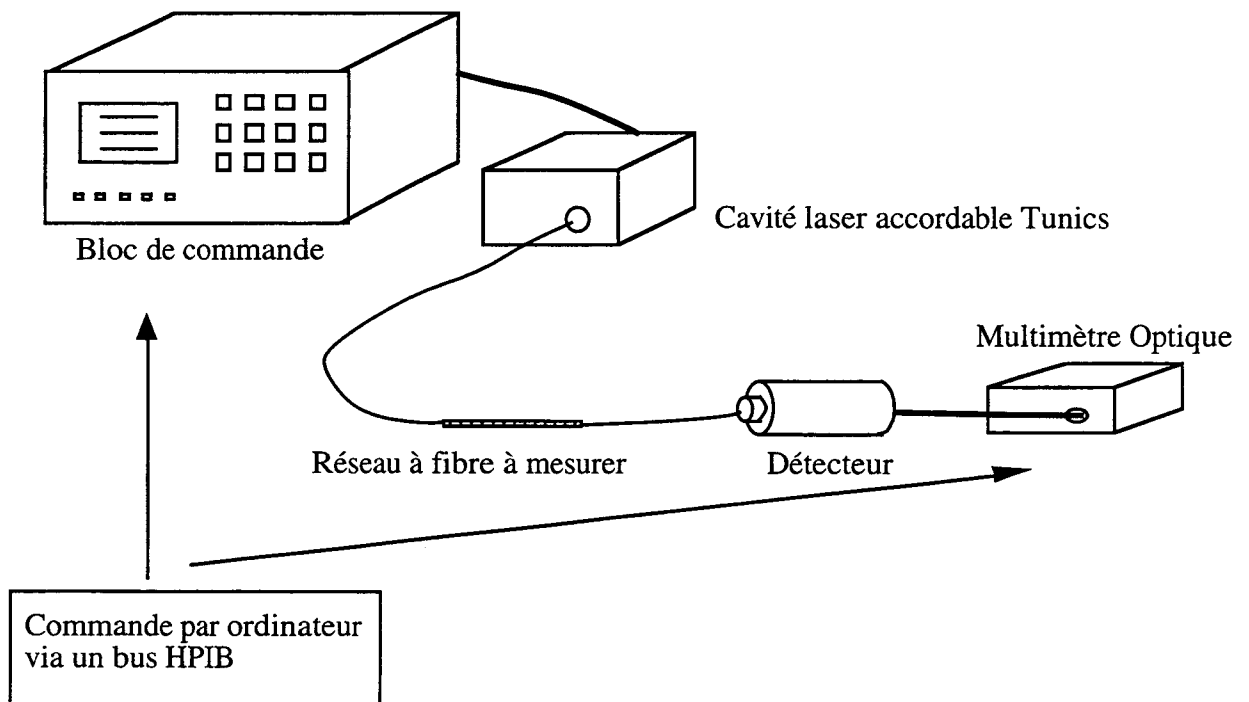


Figure C.2: Dispositif de mesure des réseaux d'indices utilisant une cavité accordable Tunics et un détecteur Hewlett Packard.

La vitesse de balayage de la longueur d'onde, ainsi que tous les autres paramètres de mesure sont commandés par ordinateur. La puissance détectée en dB est stockée dans un fichier qui est ensuite exploité. Ce dispositif est utilisé pour la caractérisation des composants après réalisation.

C.3. Caractérisation des réponses spectrales des Multiplexeurs Insertion/Extraction de longueur d'onde (MIE)

La caractérisation des Multiplexeur Insertion/Extraction de longueur d'onde basé sur la structure Mach-Zehnder ou sur le coupleur à fibre est réalisée en utilisant un circulateur optique. La voie 2 du circulateur est connectée à l'entrée A (respectivement B) du MIE. (Figure C.3).

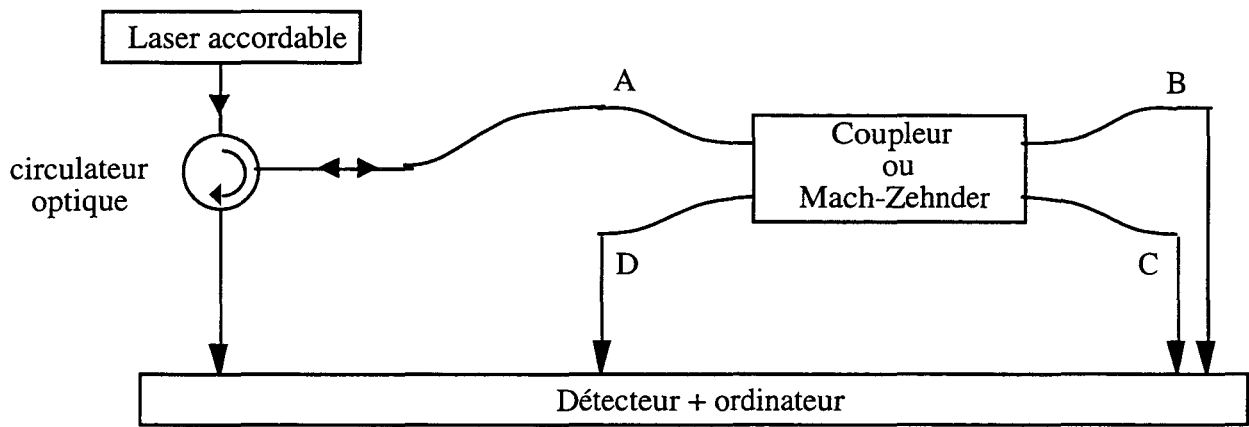


Figure C.3: Dispositif de caractérisation des multiplexeurs insertion/extraction de longueur d'onde.

La source Tunicis est injectée dans l'entrée 1 du circulateur. Successivement, les sorties B,C et D du MIE ainsi que la sortie 3 du circulateur sont mesurées.

ANNEXE D:

Filtres électriques passe-bas et passe-bande dits de Butterworth

L'étude des réseaux de Bragg contenant plusieurs sauts de phase et donnant des filtres optiques passe-bande (Chapitre III) nous a conduit à effectuer un parallèle avec les filtres électriques passe-bas et passe-bande utilisés dans le domaine électrique. Nous rappelons ici succinctement le principe de conception de tels filtres passe-bas et passe-bande dans un réseau électrique [Kuo 1962].

D.1 Notion de filtrage en électricité:

La plupart des appareils électriques contiennent des filtres passe-bas ou passe-bande afin de sélectionner les fréquences utiles du signal électrique. Sur la figure D.1, un filtre classique passe-bas, filtre L-C contenant une inductance et une capacité mise en parallèle, est représenté.

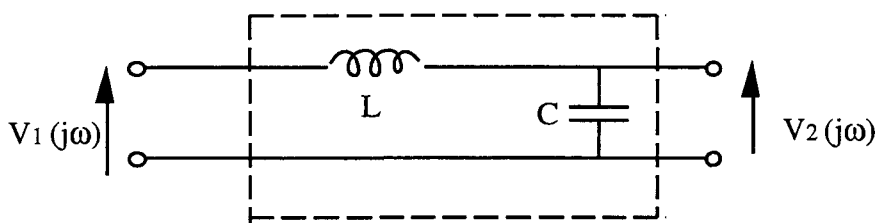


Figure D1: Filtre LC passe-bas.

La tension de sortie V_2 est reliée à la tension d'entrée V_1 au travers d'une fonction de transfert $H(j\omega)$, ω étant la fréquence, telle que:

$$V_2(j\omega) = H(j\omega) V_1(j\omega) \quad (D.1)$$

Cette fonction de transfert est une fonction complexe avec une amplitude M et une phase ϕ telle que:

$$H(j\omega) = M(\omega) e^{j\phi(\omega)} \quad (D.2)$$

L'amplitude du filtre peut être calculée en détaillant la configuration du filtre sous forme d'une somme d'impédances et de conductances caractéristiques qui relie la tension d'entrée à la tension de sortie.

Dans le cas présenté, l'impédance caractéristique du filtre est Z_{LC} :

$$Z_{LC} = jL\omega + \frac{1}{jC\omega} \quad (D.3)$$

Lorsque la valeur de la fréquence ω tend vers zéro, la composante de Z_{LC} liée à la résistance tend vers zéro et celle liée à la capacité tend vers l'infini: la résistance est nulle et la capacité agit comme un bouchon, par conséquent la tension de sortie sera la même que la tension d'entrée et tout le signal

passee. Inversement, lorsque ω tend vers l'infinie, la résistance est infinie et agit comme un bouchon alors que la capacité agit comme un fil de résistance nulle: la tension de sortie est alors nulle. Ce filtre décrit est alors un filtre passe-bas en fréquence et la réponse en amplitude $M^2(\omega)$ est représenté sur la figure D.2.

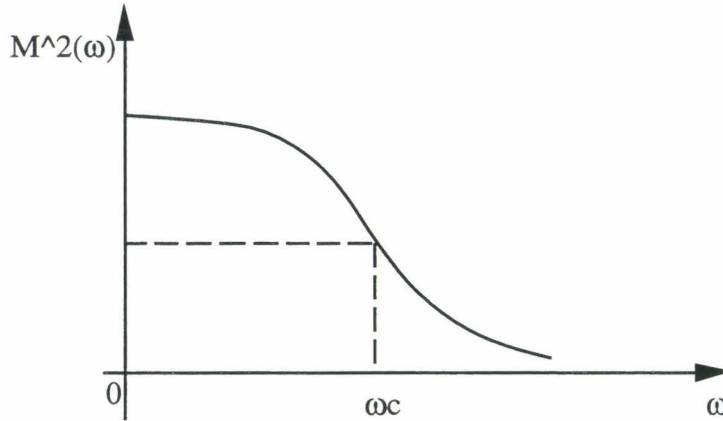


Figure D.2: amplitude du filtre R-C passe-bas.

Sur la figure D.3 est représenté le schéma d'un filtre LC passe-bande.

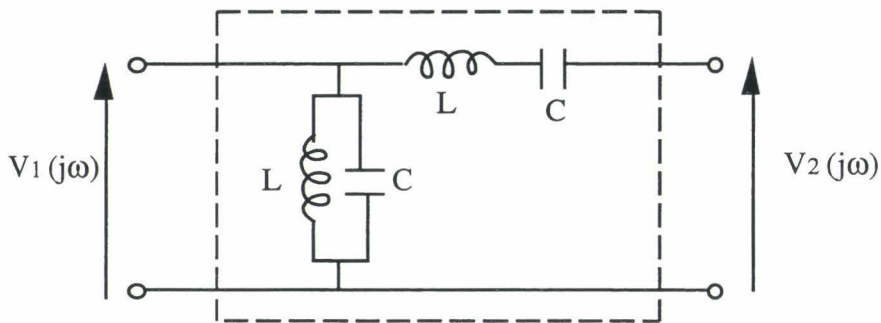


Figure D.3: schéma d'un filtre R-L passe-bande.

L'impédance caractéristique Z_1 de la bobine L en parallèle avec la capacité C et celle Z_2 de la bobine L en série avec la capacité C s'écrivent:

$$Z_1 = \frac{jC\omega}{1 - LC\omega^2} \quad (D.4)$$

$$Z_2 = j\omega \left(L - \frac{1}{C\omega^2} \right)$$

On constate dans ce cas que Z_1 est infinie pour une fréquence centrale ω_0 telle que:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (D.5)$$

A cette fréquence, l'impédance Z_2 est nulle: le filtre est alors passant. Lorsque la fréquence est nulle ou infinie, le filtre agit comme un bouchon. Enfin, lorsque la fréquence est égale à ω_1 ou ω_2 tels que:

$$\omega_1 = \frac{\sqrt{2} + 1}{\sqrt{LC}} \quad \omega_2 = \frac{\sqrt{2} - 1}{\sqrt{LC}} \quad (D.5)$$

Les deux impédances sont égales et la valeur de la tension de sortie est égale à la moitié de la tension d'entrée: c'est alors un filtre passe bande et $\omega_1 - \omega_2$ représente sa largeur de bande à mi-hauteur. Sur la figure D.3 l'amplitude de la réponse du filtre est représentée.

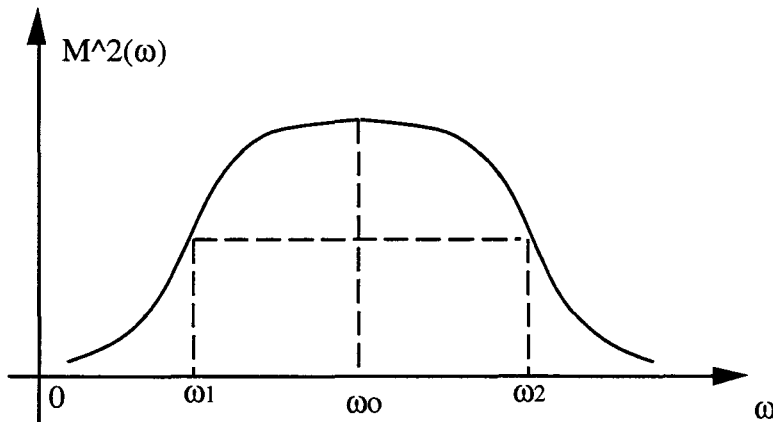


Figure D.4: amplitude du filtre L-C passe-bande.

On constate donc que dans le cas du filtre passe-bas, le maximum de la fonction du filtre est atteint pour la fréquence nulle alors que pour le filtre passe-bande, le maximum est atteint à la fréquence ω_0 .

D.2 Filtres passe-bas de Butterworth

Nous avons vu que les filtres passe-bas électriques ont des fonctions de transferts $H(j\omega)$ telles que les zéros soient à l'infini, c'est à dire que les fréquences qui annulent la fonction soient "loin" de la fréquence de coupure ($\omega \rightarrow \infty$). L'amplitude de la fonction de transfert $M(\omega)$ d'une catégorie de ces filtres, dits filtres de Butterworth, est elle que:

$$M(\omega) = \frac{K_0}{\sqrt{1 + \omega^{2n}}} \quad (D.6)$$

avec $n \geq 1$.

Ces filtres ont une fréquence de coupure normalisée à $\omega=1$. Lorsque la fréquence tend vers l'infini, cette amplitude s'annule alors que lorsque cette fréquence tend vers zéro, on peut écrire l'amplitude sous forme d'un développement limité:

$$M(\omega) = K_0 \left(1 - \frac{1}{2} \omega^{2n} + \frac{3}{8} \omega^{4n} - \frac{5}{16} \omega^{6n} \dots \right) \quad (D.7)$$

Près de la fréquence nulle, l'amplitude du filtre d'ordre n atteint son maximum selon un sommet plat et cette platitude sera d'autant plus étendue vers les plus hautes fréquences lorsque l'ordre du filtre sera élevé.

La fonction de transfert $H_n(j\omega)$ de chaque filtre de Butterworth peut être exprimée sous forme d'une fonction du paramètre s tel que $s=j\omega$. Ces fonctions ont été calculées et référencées. Elles sont décrites sous la forme:

$$H_n(s) = \frac{1}{a_n s^n + a_{n-1} s^{n-1} + \dots + a_1 s + 1} \quad (D.8)$$

Le dénominateur est alors un polynôme de degré n , de coefficients positifs, connu sous le nom de "polynôme de Butterworth".

Les amplitudes des filtres de Butterworth, pour $1 < n < 8$, sont représentées sur la figure D.5.

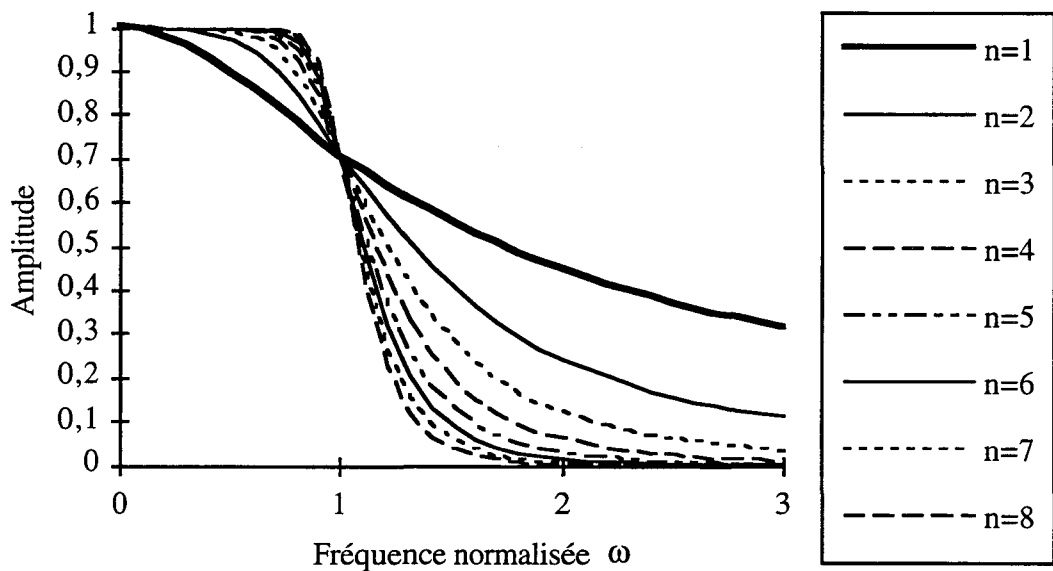


Figure D.5: Amplitude des filtres passe-bas de Butterworth d'ordre $n=1$ à $n=8$.

En analysant la fonction de transfert [Kuo 1962], on peut décrire les filtres de Butterworth passe-bas comme étant l'association de bobines en série et de capacités mises en parallèle. La configuration du filtre dépend de la parité de n .

Lorsque l'ordre du filtre est pair, le filtre est décrit sur la figure D.6.

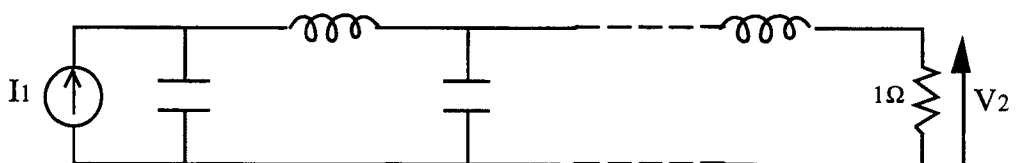


Figure D.6: Filtre de Butterworth pour n pair.

Lorsque l'ordre du filtre est impair, le filtre résultant est décrit sur la figure D.7

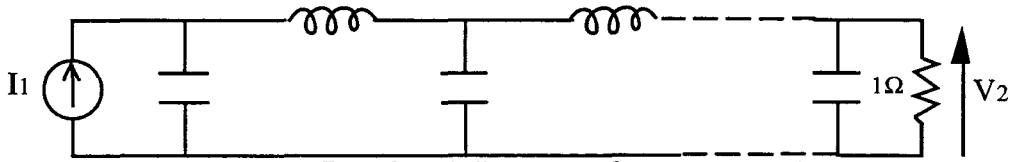


Figure D.7: Filtre de Butterworth pour n impair.

D.3 Filtres passe-bande résonants

On peut concevoir un filtre passe-bande de largeur de bande BW à partir d'un filtre passe-bas type de Butterworth en remplaçant les actuels composants (bobine en série, capacité en parallèle) par des composants résonants à une même fréquence ω_0 . On passe d'une description en fonction de la fréquence normalisée ω_N à la fréquence ω . C'est pourquoi, dans la structure des filtres de Butterworth, la bobine L_n et la capacité C_n sont remplacées par:

$$L_n j\omega_N = \frac{L_n}{BW} j\omega + \frac{1}{\left(\frac{BW}{\omega_0^2 L_n}\right) j\omega} \quad (D.8)$$

$$\frac{1}{C_n j\omega_N} = \frac{1}{\frac{C_n}{BW} j\omega + \frac{\omega_0^2 C_n}{BW} \frac{1}{j\omega}}$$

Dans ce cas, pour n pair, le filtre passe-bande est décrit sur la figure D.8 et lorsque n est impair, le filtre résultant est décrit sur la figure D.9.

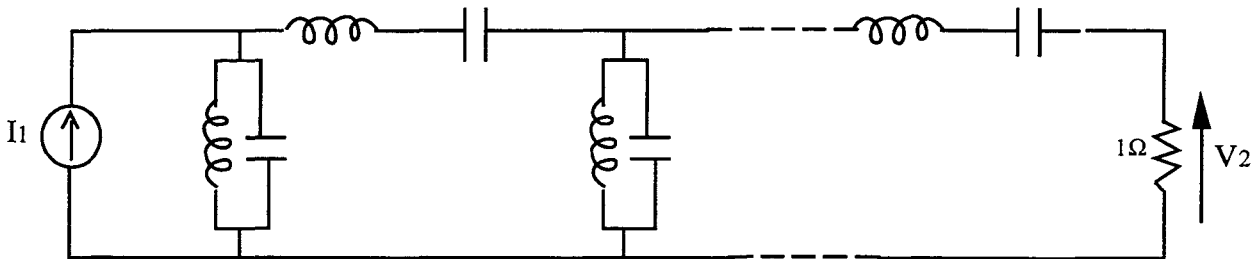


Figure D.8: Filtre résonants pour n pair.

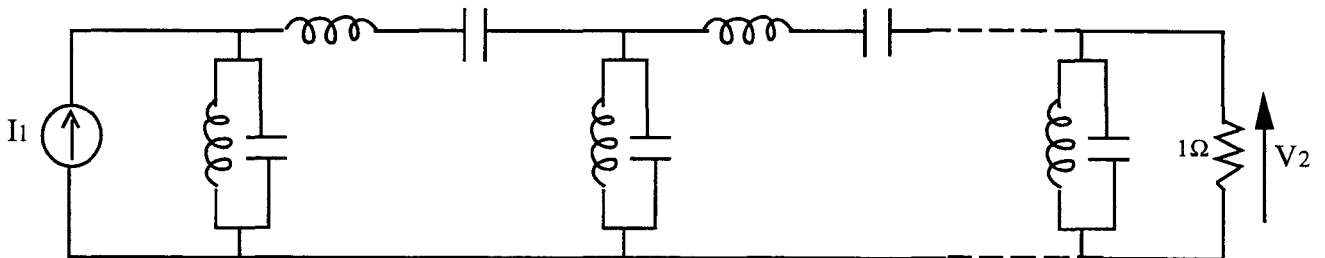


Figure D.9: Filtre résonant pour n impair.

L'amplitude du filtre passe-bande d'ordre n s'écrit alors en fonction de n :

$$M(\omega) = \frac{K_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega - \omega_0}{DBW}\right)^{2n}}} \quad (D.9)$$

$$T_{\text{résonnant}} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_0}{DBW}\right)^{2n}} \quad (D.10)$$

Pour une fréquence centrale ω_0 et une largeur de bande passante $BW = \omega_0/2$, la réponse du filtre pour $1 < n < 5$ est représentée sur la figure D.10.

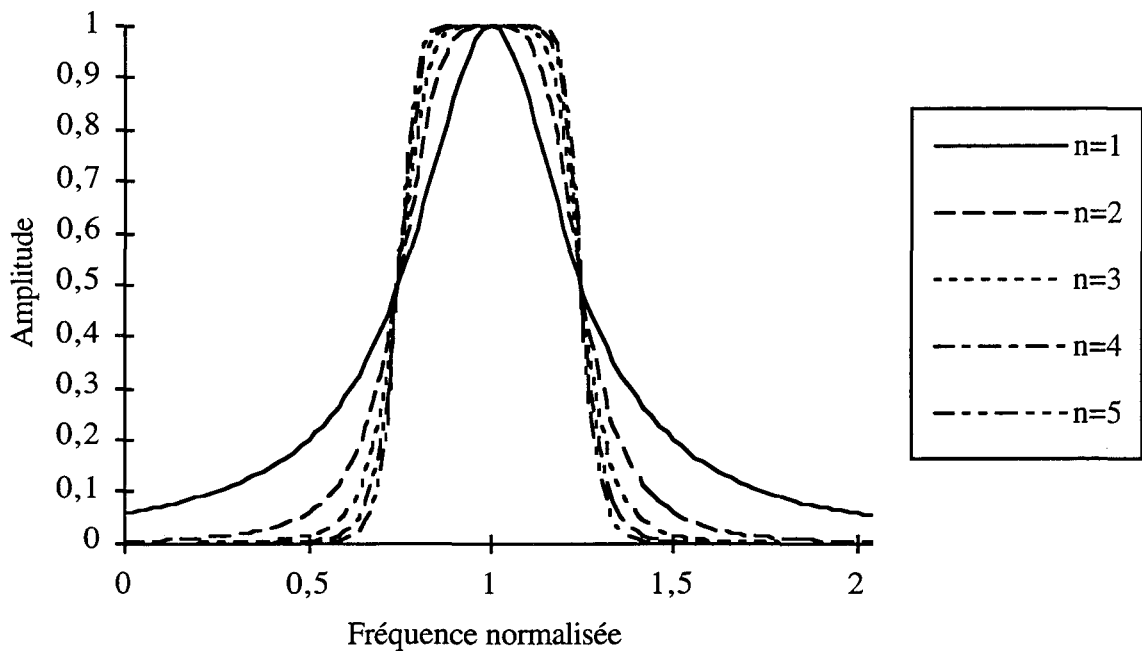


Figure D.10: Amplitude des filtres résonants de Butterworth d'ordre $n=1$ à $n=8$.

Références de l'annexe D.

[Kuo 1962]: F. F. Kuo, "Network analysis and synthesis", John Wiley and Sons, inc, LCCCN 62-10924, 1962.

