UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

RÉALISATION ET CARACTÉRISATION DES RÉSEAUX À LONGS PAS FAITS PAR DÉCHARGE ÉLECTRIQUE

PATRICK ORSINI
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE ET DE GÉNIE DES MATÉRIAUX
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
MARS 2001

©Patrick Orsini, 2001.

National Library of Canada
Bibliothèque nationale du Canada

Acquisitions and Bibliographic Services
Acquisitions et services bibliographiques

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-65563-6

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

RÉALISATION ET CARACTÉRISATION DES RÉSEAUX À LONGS PAS FAITS PAR DÉCHARGE ÉLECTRIQUE

Présenté par : ORSINI Patrick
en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées
a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. BERTRAND Lionel, D.Sc., président
Mme LACROIX Suzanne, D.Sc., membre et directrice de recherche
M. BURES Jacques, D.Sc., membre et codirecteur de recherche
M. VERHAEGEN Marc, Ph.D. membre

Remerciements

Je tiens d'abord à remercier ma directrice Suzanne Lacroix et mon codirecteur Jacques Bures pour m'avoir donné ce projet et m'avoir aidé au cours de celui-ci.

Je tiens à remercier Marc Verhaegen qui en tant que chercheur au Laboratoire, m'a fourni de précieux conseils, Xavier Daxhelet pour son expertise et son aide théorique et François Barrette pour son aide au niveau technique. Je tiens aussi à remercier Julien Tremblay pour son aide au niveau du montage de profil des contraintes.

Je voudrais aussi remercier mes parents ainsi que Johanne qui m'ont soutenu tout au long de mes études et qui m'ont encouragé à poursuivre des études supérieures. Je tiens à remercier Isabelle, qui m'a soutenu dans mes démarches et fourni une aide précieuse.

Résumé

Les réseaux à longs pas sont des composants tout-fibre agissant comme des filtres réjecteurs en longueur d'onde. Un réseau d'indice à longs pas est obtenu en créant une modulation d'indice périodique le long d'une fibre optique. Cette modulation d'indice, dans une fibre monomode comme la SMF-28™, a pour propriété de coupler la lumière vers des modes de gaine, qui sont ensuite absorbés par le revêtement en plastique. Ce couplage intermodal dépend de la longueur d'onde, ce qui crée des pics de réjection dans le spectre du composant. La période et la longueur du réseau déterminent ses propriétés spectrales.

La fabrication de ces réseaux par décharge électrique est une technique simple. La méthode d'inscription se fait pas à pas en appliquant une décharge électrique de façon périodique le long de la fibre. Cette méthode ne nécessite que peu de pas pour atteindre l'isolation voulue, comparativement aux méthodes traditionnelles par lasers excimère et CO_2. La largeur spectrale étant proportionnelle à l'inverse du nombre de pas, la réjection en longueur d'onde s'effectue sur une très large bande spectrale.

Nous avons développé une procédure de fabrication qui permet d'obtenir des réseaux avec une isolation allant jusqu'à −36 dB tout en gardant les pertes d'insertion aux alentours de 0,2 dB. La procédure de fabrication permet de reproduire la forme des spectres, rendant simple l'interprétation des différents pics de chaque réseau.

Les calculs numériques nous permettent d'évaluer la valeur de la modulation d'indice induite par la décharge électrique. La modulation d'indice pour de tels réseaux est de l'ordre de 10^{-3}. Afin de s'assurer de la correspondance entre les modes simulés et expérimentaux, nous avons pris le profil en champ proche de l'intensité lumineuse du mode couplé par le réseau.

Nous avons aussi déterminé, à l'aide du déplacement des pics, le signe de la perturbation d'indice induite par les arcs électriques. Le signe négatif de cette perturbation, supposée confinée dans le cœur de la fibre, a été confirmé à l'aide de mesures du profil d'indice faites par la méthode du champ proche réfracté.

Plusieurs mécanismes sur les causes physiques de la modulation d'indice ont été répertoriés, tels que la diffusion des dopants, la déformation physique de la fibre et la modification des contraintes internes de la fibre. À l'aide de plusieurs expériences, nécessitant l'utilisation d'attaques chimiques au HF, nous avons démontré le rôle des contraintes dans la fibre comme la cause de la modification d'indice induite par les arcs électriques. Le rôle des contraintes a été confirmé par l'étude en température de nos composants. Cette étude nous a aussi renseigné sur la longue durée de vie de ces composants, l'échantillon analysé résistant aux paliers de température jusqu'à celui de 1200°C.

Les mesures qui confirment le rôle des contraintes sont qualitatives. Nous avons alors procédé à l'élaboration d'un montage de mesures quantitatives des contraintes dans les fibres optiques. Cette mesure quantitative permet de calculer le changement d'indice induit par une modification des contraintes internes. Toutefois, comme ce montage est encore à l'essai, nous n'avons pu prendre une mesure directe de la modification des contraintes dans les réseaux faits par décharge électrique.

Nous avons identifié et optimisé les paramètres jouant un rôle dans la fabrication des réseaux afin de mieux comprendre ce qui entoure leur réalisation. Ces réseaux peuvent être utilisés pour l'aplanissement du gain des amplificateurs à l'erbium ou intégrés à d'autres composants tout-fibre comme des coupleurs séparateurs de modes afin d'élaborer de nouveaux composants plus complexes.

Abstract

Long-period-fibre-gratings are all-fibre components used as rejection band filters. The grating couples the light in the fundamental mode to a co-propagating mode of the fibre. These co-propagating modes in a single mode fibre, as the SMF-28™, are cladding modes and are rapidly absorbed by the plastic jacket around the fibre. The coupling into co-propagating modes is wavelength dependent and produces rejection peaks in the spectra. The period and the length of the grating determine the properties of its spectrum.

The production of these components by electrical discharge is a simple technique. We produce the grating by applying periodic electrical discharges on the fibre with the desired periodicity. This technique requires a limited number of steps to reach the desired isolation when compared to other standard techniques as the exposure to Excimer and CO_2 lasers. The bandwidth of the rejection peaks is broad because of the small number of the periodic steps required by the technique.

We developed a procedure to realize gratings with isolation that reaches –36 dB maintaining losses around 0,2 dB. This procedure allows the production of gratings with a good reproducibility of the spectra. This makes easy the identification of the modes easy for each peak of our gratings.

A calculation of the index modulation of the gratings made by electrical discharge is made numerically. The index modulation is evaluated to be of the order of 10^{-3}. To make sure that the experimental and simulated modes correspond, we took the near field intensity profile of a mode coupled by the grating.

We determined the sign of the index modulation induced by the electrical arcs by the displacement of the peaks of the grating. The index profile, made by the refractive near-field method, confirms the negative sign of the index modulation in the core.

The mechanisms causing of the index modification induced by an electrical discharge are still unknown. Three hypotheses on the cause were proposed: the diffusion of the doped core, the physical deformation of the fibre and the modification of residual stresses in the fibre. We proved the role of the stresses in the index modification by electrical discharge, by experiences made with chemical reaction with HF. The role of the stresses is confirmed by the study of the properties of our gratings with high temperatures. This study also revealed the long life expectation of our components made by electrical discharges since only the temperature of 1200°C destroyed the grating.

These measures confirm the role of stresses as a cause of the index modification but we still need a quantitative measure of the stress changes in the fibre. We built a set-up for the measurement of the axial stresses in optical fibre. From this quantitative measurement, one can deduce the index modulation change due to stresses modification in the fibre. The set-up is still in development and no direct measurement of the variation of stresses have been made yet.

We identified the parameters that play a role in the design of long period fiber gratings made by electrical discharge. These gratings could be used for gain flattening in Erbium doped fiber or integrated to other all-fiber components such as mode separation couplers to produce more complex components.

Table des matières

REMERCIEMENTS ..... **IV**
RÉSUMÉ ..... **V**
ABSTRACT ..... **VII**
TABLE DES MATIÈRES ..... **IX**
LISTE DES TABLEAUX ..... **XI**
LISTE DES FIGURES ..... **XII**
LISTE DES SYMBOLES ..... **XVI**
LISTE DES ANNEXES ..... **XVII**
INTRODUCTION **1**
CHAPITRE 1, ASPECT THÉORIQUE DES RÉSEAUX À LONGS PAS **4**
1.0 INTRODUCTION 4
1.1 THÉORIE DE LA FIBRE OPTIQUE 5
1.2 THÉORIE DES MODES COUPLÉS 8
1.3 CONCLUSION 12
CHAPITRE 2, RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET COMPARAISON AVEC LA THÉORIE **13**
2.0 INTRODUCTION 13
2.1 FABRICATION DES RÉSEAUX À LONGS PAS PAR DÉCHARGE ÉLECTRIQUE 14
2.1.1 Méthode d'inscription *14*
2.1.2 Spectres de réseaux à longs pas par décharge électrique *17*
2.1.3 Rôle de la tension dans la fibre *20*
2.1.4 Évolution des pics des modes en fonction du nombre de pas *21*
2.1.5 Luminescence de la fibre pendant l'arc électrique *25*
2.1.6 Conclusion *29*
2.2 COMPARAISON ENTRE LA THÉORIE ET LA PRATIQUE 31
2.2.1 Évolution des pics en fonction du pas *31*
2.2.2 Largeur du pic en fonction du nombre de pas *33*
2.3 FABRICATION DE RÉSEAUX AVEC SAUTS DE PHASES 35
2.4 SIMULATION NUMÉRIQUE DES RÉSEAUX 39
2.5 DÉTERMINATION DU SIGNE DE LA MODULATION D'INDICE 43
2.6 MESURE DU PROFIL DU MODE 46
2.6.1 Montage *46*
2.6.2 Résultats *48*
2.7 MODIFICATION DU RAYON DE LA FIBRE ET MODIFICATION DE LA LONGUEUR D'ONDE DE COUPLAGE 52

2.8 CONCLUSION 57
CHAPITRE 3, CARACTÉRISATION ET INTERPRÉTATION DES MÉCANISMES 59
3.0 INTRODUCTION 59
3.1 MESURE DE PROFIL D'INDICE 61
3.1.1 Mesure du saut d'indice causé par la décharge électrique 61
3.1.2 Interprétation de la mesure de profil d'indice 63
3.2 MESURES AU PROFILOMÈTRE DE SURFACE 64
3.2.1 Déformation de la fibre sous l'effet des arcs électriques 64
3.2.2 Mesure de la déformation en fonction de l'attaque chimique au HF 65
3.3 MESURES AFM 68
3.3.1 Explication de la mesure 68
3.3.2 Résultats 68
3.3.3 Conclusion 72
3.4 RÔLE DES CONTRAINTES DANS LA MODIFICATION DE L'INDICE 74
3.4.1 Théorie des contraintes 74
3.4.1.1 Type de contraintes 74
3.4.1.2 Forme des contraintes 75
3.4.2 Théorie de la mesure des contraintes dans les fibres 77
3.4.3 Montage de mesure 80
3.4.4 Résultats 84
3.5 MESURE DE PDL 88
3.5.1 Méthode de mesure 88
3.5.2 Résultat 88
3.6 TESTS EN TEMPÉRATURE 90
3.6.1 Montage et procédure expérimentale 90
3.6.2 Recuit du réseau 93
3.6.3 Évolution du pic en fonction de la température 96
3.7 CONCLUSION 99
CONCLUSION 100
RÉFÉRENCES 103
ANNEXES 108

Liste des tableaux

Tableau 2.1 : Paramètres de fabrication des réseaux..... 17
Tableau 2.2 : Décalage lors de l'inscription des modes couplés par le réseau..... 28
Tableau 2.3 : Moyenne des longueurs d'onde pour chacun des modes en fonction du pas du réseau..... 31
Tableau 2.4 : Paramètres de simulation des réseaux. 53
Tableau 3.1 : Différence d'attaque entre le cœur et la gaine lors des mesures AFM... 70
Tableau A.1 : Paramètres de l'arc électrique de la fusionneuse selon la position du cadran 109
Tableau A.2 : La durée de l'arc électrique selon la position du cadran 109

Liste des figures

Figure 1.1 : Représentation d'une fibre optique comme modèle à 3 couches..... 5
Figure 1.2 : Profil d'indice théorique de la fibre SMF-28^{TM} 6
Figure 2.1 : Schéma du montage de fabrication des réseaux à longs pas par décharge électrique 15
Figure 2.2 : Spectre d'un réseau de 30 pas de 500 µm..... 18
Figure 2.3 : Spectre d'un réseau de 16 pas de 700 µm..... 19
Figure 2.4 : Spectre d'un réseau de 45 pas de 400 µm..... 20
Figure 2.5 : Évolution d'un réseau de pas de 700 µm en fonction du nombre de pas . 22
Figure 2.6 : Spectre d'un réseau de 17 pas de 674 µm ; couplage du mode LP_{04}..... 23
Figure 2.7 : Spectre d'un réseau de 21 pas de 674 µm ; couplage du mode LP_{03}..... 24
Figure 2.8 : Spectre d'un réseau de 62 pas de 674 µm ; couplage du mode LP_{02}..... 25
Figure 2.9 : Augmentation de la luminescence lors de l'inscription d'un réseau. 26
Figure 2.10 : Évolution du mode LP_{05} d'un réseau de 500 µm de pas durant la fabrication en fonction du nombre de pas. 27
Figure 2.11 : Simulation des longueurs d'onde des pics en fonction du pas du réseau. Comparaison avec les données du tableau 2,1. 32
Figure 2.12 : Précision d'un réseau en fonction du nombre de pas..... 34
Figure 2.13 : Représentation d'un interféromètre de type Mach-Zehnder..... 35
Figure 2.14 : Spectre d'un réseau de 700 µm de pas avec déphasage de π..... 36
Figure 2.15 : Interféromètre fait avec deux réseaux ayant –3 dB d'isolation séparés de 40 cm. 37
Figure 2.16 : Transmission de deux réseaux avec une isolation de l'ordre de-3 dB pour la fabrication d'un interféromètre de type Mach-Zehnder.. 37
Figure 2.17 : Simulation d'un réseau de 16 pas de 700 µm. 39
Figure2.18 : Simulation d'un réseau de 15 pas de 700 µm. 40
Figure 2.19 : Simulation d'un réseau de 30 pas de 500µm. 41

Figure 2.20 : Évolutions du spectre d'un réseau de 15 pas de 500 µm après plusieurs passages. 44
Figure 2.21 : Longueur d'onde en fonction du nombre de passage pour un réseau de 15 pas de 500 µm; 45
Figure 2.22 : Schéma du montage de mesure du profil d'intensité du mode. 46
Figure 2.23 : Spectre du réseau pour la mesure du profil d'intensité et simulation du spectre du réseau et des modes LP_{04} et LP_{13}. 48
Figure 2.24 : Simulation des spectre des modes de réjection LP_{04} et LP_{13}. 49
Figure 2.25 : Image du mode couplé par le réseau à longs pas prise avec la caméra infrarouge. 50
Figure 2.26 : Profil radial de l'intensité du mode expérimental et des modes théoriques. 51
Figure 2.27 : Évolution des pics des modes d'un réseau de 700 µm de pas en fonction du temps d'exposition à l'acide fluorhydrique. 53
Figure 2.28 : Évolution des pics des modes d'un réseau de 500 µm de pas en fonction du temps d'exposition à l'acide fluorhydrique. 54
Figure 2.29 : Évolution de l'isolation du mode LP_{02} d'un réseau de 700 µm en fonction du temps de trempage. 55
Figure 2.30 : Évolution de l'isolation du mode LP_{03} d'un réseau de 700 µm en fonction du temps de trempage. 55
Figure 2.31 : Évolution de l'isolation du mode LP_{02} d'un réseau de 700 µm en fonction du temps de trempage. 55
Figure 2.32 : Évolution de l'isolation du mode LP_{02} d'un réseau de 500 µm en fonction du temps de trempage. 56
Figure 2.33 : Évolution de l'isolation du mode LP_{03} d'un réseau de 500 µm en fonction du temps de trempage. 56
Figure 2.34 : Évolution de l'isolation du mode LP_{04} d'un réseau de 500 µm en fonction du temps de trempage. 56

Figure 2.35 : Évolution de l'isolation du mode LP_{05} d'un réseau de 500 µm en fonction du temps de trempage. 56
Figure 3.1 : Polarisation de la lumière incidente à la fibre lors de la mesure de profil d'indice par la méthode du champs proche réfracté. 61
Figure 3.2 : Mesure de profil d'indice d'un échantillon de fibre modifié par l'arc électrique comparé à un échantillon vierge. 62
Figure 3.3 : Mesure de la différence d'attaque normalisé en fonction de l'épaisseur de fibre retranchée. 65
Figure 3.4 : Mesure de la différence d'attaque normalisée en fonction de l'épaisseur de fibre retranchée. 66
Figure 3.5 : Schéma du réseau attaqué au HF tel que vu au microscope. 67
Figure 3.6 : Cartographie AFM selon le plan de section droite d'une fibre modifiée par décharge électrique et attaquée au HF pendant 2 minutes.. 69
Figure 3.7 : Cartographie AFM du plan de section droite d'une fibre vierge attaquée au HF pendant 2 minutes 70
Figure 3.8 : Cartographique AFM d'une fibre vierge attaquée 4 minutes au HF où l'on peut voir la dépression d'indice au centre du cœur.. 71
Figure 3.9 : Cartographie AFM d'une fibre modifiée par décharge électrique et attaquée 4 minutes au HF 72
Figure 3.10 : Trajectoire du rayon dans la fibre optique. 78
Figure 3.11 : Montage servant à la mesure des contraintes dans les fibres. 81
Figure 3.12 : Alignement en polarisation des éléments optiques du montage de profil de contraintes 83
Figure 3.13 : Système d'imagerie du montage de profil de contraintes. 84
Figure 3.14 : Exemple de courbe de puissance en fonction de l'angle de rotation de l'analyseur. 85
Figure 3.15 : Angle de retard ϕ en fonction de la position dans la fibre. 86
Figure 3.16 : Mesure de PDL sur un réseau de 40 pas de 672 µm. 89
Figure 3.17 : Schéma du montage des tests en température. 91

Figure 3.18 : Spectre d'un réseau de 20 pas de 700 µm utilisé pour les tests en température. 92
Figure 3.19 : Transmission du réseau, prise à 100°C, pour les paliers de température compris entre 700°C et 1100°C. 94
Figure 3.20 : Transmission du réseau, prise à 100°C, pour les paliers de température de 1100°C et 1200°C 94
Figure 3.21 : Évolution du pic pris à 100°C en fonction de la température du palier.. 95
Figure 3.22 : Évolution de la longueur d'onde du pic du mode LP_{03} en fonction de la température. 97

Liste des symboles

Λ : Pas du réseau.

C_{jm} : Coefficient de couplage entre le mode μ et le mode m.

L : Longueur du réseau.

N : Nombre de pas du réseau.

$\Delta\lambda$: Largeur spectrale des pics.

λ_d : Longueur d'onde de couplage.

LP_{lm} : Modes linéairements polarisés.

$\vec{E}$: Champ électrique.

$\vec{H}$: Champ magnétique.

β : Constante de propagation.

n_{eff} :Indice effectif.

PDL : Polarisation Dependant Loss (pertes dépendantes de la polarisation).

T^* : Température de transition.

σ : Contrainte interne.

$R(y)$: Retard de phase.

C : Coefficient contrainte optique.

DEKTAK : Profilomètre de surface.

AFM : Microscopie à Force Atomique.

Liste des annexes

Annexe A : Caractérisation de la source de tension. 108

Annexe B : Transformée d'Abel. 111

Introduction

Les réseaux d'indices sont des composants tout-fibre permettant le transfert de la lumière d'un mode vers un autre sur une largeur spectrale donnée. Le réseau dit de Bragg est un réseau réflecteur permettant de sélectionner une bande spectrale du mode fondamental de la fibre et de la convertir dans le mode fondamental se propageant dans la direction opposée. Ces réseaux ont une très grande utilité dans les réseaux de communication par fibre optique en particulier pour le multiplexage en longueur d'onde. Pour permettre le couplage dans le mode fondamental régressif, ces réseaux ont une modulation d'indice dont la périodicité est de l'ordre de la demi longueur d'onde.

En augmentant la période de la modulation d'indice, le couplage de mode se fera dans des modes d'ordre supérieur co-propagatifs. Ce type de réseau, appelé réseau à longs pas, possède des propriétés spectrales permettant de produire des filtres réjecteurs en longueur d'onde. Une utilité connue est l'aplanissement de la courbe de gain des amplificateurs à erbium. Ces réseaux peuvent aussi être incorporés à d'autres composants tout fibre comme les coupleurs séparateurs de mode ou les tapers afin de concevoir un composant plus complexe aux propriétés intéressantes.

Plusieurs méthodes de fabrication de ces convertisseurs de modes ont été essayées par le passé. Notons certaines méthodes de déformation de la fibre où la modulation d'indice de la fibre est faite en brisant de façon mécanique la symétrie de la fibre [1, 2]; on parlait alors simplement de convertisseurs de modes [3]. En déformant la fibre de façon périodique en appliquant une contrainte latérale sur la fibre, Bilodeau et al. [3] brisaient la symétrie circulaire, rendant ainsi possible la conversion de modes avec une symétrie azimutale différente. Ces méthodes n'induisaient toutefois pas de déformations permanentes. Afin d'obtenir une déformation permanente, certains ont fait des ablations périodiques sur la fibre à l'aide d'un laser CO_2 suivi d'une annihilation par chauffage [4] ou par arcs électriques [5].

Vengsarkar et al. [6] ont démontré l'utilisation des réseaux d'indice à longs pas comme convertisseurs de modes. Ces réseaux ont été fabriqués par modulation de l'indice de réfraction du cœur à l'aide d'un laser excimère. Cette méthode n'introduit pas de déformation de la fibre et fait la conversion de modes possédant la même symétrie que le mode fondamental. L'inscription de réseaux à longs pas peut se faire aussi par laser CO_2 [7-9], qui ne demande pas de préparation spéciale de la fibre comme l'hyrogénation (comme dans le cas des réseaux faits par laser excimère), même si le dopage à l'hydrogène semble aider à l'écriture du réseau [8].

Une autre méthode de fabrication de réseaux à longs pas à l'aide de décharge électrique a vu le jour [10-12]. Contrairement aux réseaux à longs pas produits avec le laser excimère ou le laser CO_2, les réseaux produits avec décharge électrique nécessitent un nombre réduit de pas, rendant la réjection plus large en longueur d'onde. Récemment, un groupe de recherche a utilisé la décharge électrique pour la production de réseaux à longs pas comme convertisseurs de modes avec une symétrie azimutale différente [13] en faisant une conversion vers le mode LP_{11}.

Le but des travaux décrits dans le présent mémoire consiste en la fabrication des réseaux et l'approfondissement des connaissances reliées aux mécanismes physiques de la modulation d'indice des réseaux à longs pas faits par décharge électrique.

Le mémoire se divise en deux parties : La première (chapitre 1 et 2) traite de la caractérisation du composant comme tel. Les expériences menées dans cette partie ont pour but l'amélioration et la compréhension de la fabrication des réseaux. La deuxième partie, comprise au troisième chapitre, traite de la compréhension des phénomènes physiques fondamentaux qui produisent le changement d'indice dans la fibre permettant la réalisation du composant.

Le chapitre 1 est constitué de l'aspect théorique des réseaux à longs pas, qui fait appel à la théorie des modes couplés. Nous tirons de cette théorie les principales relations régissant le comportement des réseaux à longs pas.

La réalisation expérimentale des réseaux à longs pas par décharge électrique est décrite au chapitre 2. Après avoir expliqué la méthode de fabrication des réseaux à longs pas, nous analysons les comportements de ces réseaux avec les relations analytiques obtenues préalablement ainsi qu'avec des calculs numériques. Nous avons aussi identifié le signe de la perturbation d'indice.

Le chapitre 3 est consacré à l'étude des mécanismes causant la modulation d'indice des réseaux fabriqués à l'aide de cette méthode. Les différentes hypothèses sur la cause de la modulation d'indice sont analysés dans le cadre des expériences entourant l'étude des mécanismes. Nous avons aussi fait l'étude du comportement des réseaux à hautes températures.

Une conclusion générale résume l'ensemble de ces travaux en mettant en relief les principaux résultats obtenus.

Chapitre 1

Aspect théorique des réseaux à longs pas

1.0 Introduction

Le but de ce chapitre est d'établir les équations qui régissent les réseaux d'indice à longs pas dans les fibres optiques. Comme ces équations générales sont connues et se retrouvent dans plusieurs ouvrages : les notes du cours de Technologie de l'Optique Guidée de Jacques Bures [14], Turan Erdogan [15, 16], Amnon Yariv [17], et la thèse de doctorat de Fatima Bakhti [18], nous ne ferons ici qu'énumérer les grandes lignes et les principaux résultats de cette théorie.

Les équations de couplage se résolvent de façon analytique sous certaines conditions. Ces résultats analytiques nous permettront de comprendre et d'interpréter de façon simple les spectres des réseaux à longs pas obtenus de façon expérimentale au deuxième chapitre.

Nous commencerons ce chapitre par définir les principaux concepts de la théorie concernant la fibre optique qui seront utiles dans la section 1.2, qui traite des équations couplées appliquées au problème des réseaux à longs pas. De la résolution des équations de couplage, nous pourrons déduire quelques relations générales sur les réseaux à longs pas qui seront vérifiées expérimentalement au chapitre 2.

1.1 Théorie de la fibre optique

Nous allons utiliser pour la partie théorique, la notation des notes du cours Technologie de l'Optique Guidé [14].

La fibre optique utilisée dans le cadre de ce mémoire, est de la fibre standard de communication SMF-28™. Cette fibre (schématisée à la Figure 1.1) peut être modélisée, lorsque dégainée, par un modèle de fibre à 3 couches avec l'air comme milieu extérieur.

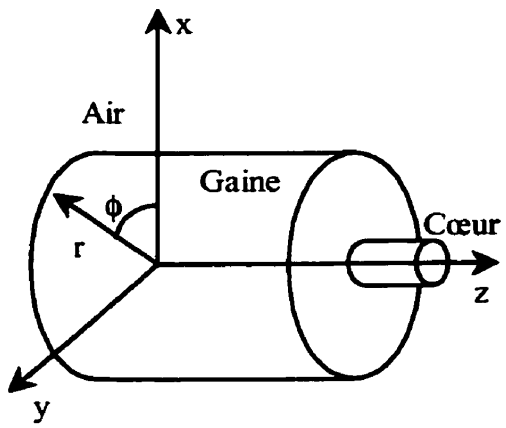

Figure 1.1 : Représentation d'une fibre optique comme modèle à 3 couches.

Le problème est traité à l'aide des équations de Maxwell et conduit à la théorie des modes guidés. Les modes vectoriels qui découlent de ces équations sont les solutions exactes supportées par la fibre. Dans le cas de fibres faiblement guidantes, nous utilisons l'approximation des modes linéairement polarisés (LP_{lm}), dont certaines combinaisons linéaires s'avèrent être une approximation des solutions exactes de la fibre.

Lorsque la fibre est invariante en translation, il n'y a pas de couplage entre les modes, ceux-ci étant orthogonaux entre eux. Les champs électrique et magnétique du mode m s'écrivent sous la forme de l'équation (1.1).

$$\begin{cases} \vec{\bar{E}}_m(r,\phi,z) = \hat{\bar{e}}_m(r,\phi)\exp(i\beta_m z) \\ \vec{\bar{H}}_m(r,\phi,z) = \hat{\bar{h}}_m(r,\phi)\exp(i\beta_m z) \end{cases} \tag{1.1}$$

Les quantités barrées désignent les modes guidés d'un guide non perturbé. La quantité β_m est la constante de propagation du mode m et se relie au nombre d'onde par l'indice effectif du mode m.

$$\beta_m = kn_{\mathrm{eff},m} \tag{1.2}$$

Dans le modèle à trois couches, lorsque $n_c > n_{\mathrm{eff}} > n_g$, le mode guidé est appelé mode de cœur alors que si $n_g > n_{\mathrm{eff}} > n_{\mathrm{ext.}}$, il est appelé mode de gaine. La Figure 1.2 montre un profil d'indice théorique de la fibre SMF-28™ avec une différence d'indice entre le cœur et la gaine de 5×10^{-3}.

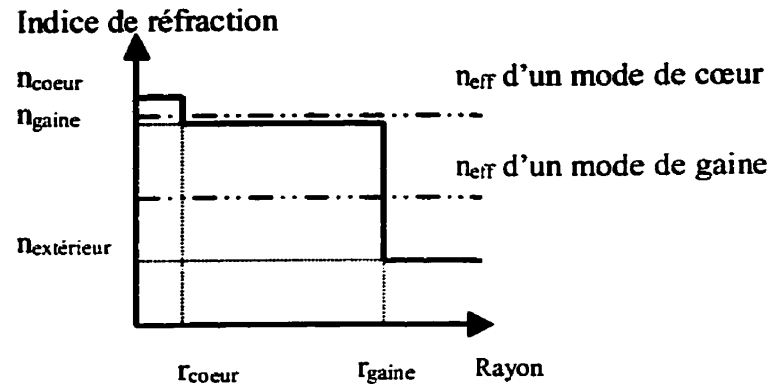

Figure 1.2 : Profil d'indice théorique de la fibre SMF-28™.

La figure 1.2 nous montre le profil d'indice d'une fibre SMF-28 avec le rayon du cœur de 4,5 µm, le rayon de la gaine de 62,5µm, l'indice du cœur de 1,4489 et l'indice de la gaine de 1,4444 à la longueur d'onde de 1550 nm [19].

La longueur d'onde de coupure de la SMF-28™ étant 1260 nm, cette fibre ne supporte qu'un seul mode de cœur au-delà de cette longueur d'onde. Les autres modes supportés, dans le cas où elle serait dégainée, sont des modes de gaine. Lorsque la fibre est recouverte de sa gaine protectrice en plastique, les modes de gaine y sont rapidement piégés. Nous nous servirons de cette propriété pour piéger les modes de gaine à la sortie de notre réseau et ainsi faire apparaître dans le spectre, les pics de réjection correspondant à la conversion dans ces modes.

1.2 Théorie des modes couplés

Nous venons de voir que les modes d'une fibre invariante en translation ne se couplent pas entre eux. Cependant, lorsqu'il y a perturbation dans la fibre, l'énergie lumineuse peut passer d'un mode à un autre. Ce phénomène est décrit par la théorie des modes couplés. Dans le cas des réseaux à longs pas, nous décomposons les champs électrique et magnétique sur la base des modes du guide non perturbé.

$$\begin{cases} \vec{E}(x,y,z) = \sum_m a_m(z)\hat{\vec{e}}_m(x,y) + a_{-m}(z)\hat{\vec{e}}_{-m}(x,y) \\ \vec{H}(x,y,z) = \sum_m a_m(z)\hat{\vec{h}}_m(x,y) + a_{-m}(z)\hat{\vec{h}}_{-m}(x,y) \end{cases} \tag{1.3}$$

Les quantités avec l'indice négatif représentent les modes régressifs. À l'aide du théorème de réciprocité et de la décomposition des champs électrique et magnétique de l'équation (1.3), nous pouvons faire apparaître les équations de couplage générales standards que nous retrouvons aussi dans plusieurs ouvrages [15], [17] et [18].

$$\begin{cases} \dfrac{db_j(z)}{dz} = i\sum_{m\neq j} b_m(z)C_{jm}(z)e^{-i(\beta_j-\beta_m)z} + i\sum_m b_{-m}(z)C_{j-m}(z)e^{-i(\beta_j+\beta_m)z} \\ \dfrac{db_{-j}(z)}{dz} = -i\sum_m b_m(z)C_{-jm}(z)e^{i(\beta_j-\beta_m)z} - i\sum_{m\neq j} b_{-m}(z)C_{-j-m}(z)e^{-i(\beta_j-\beta_m)z} \end{cases}$$

(1.4)

avec

$$a_{\pm m}(z) = b_{\pm m}(z)e^{(\pm i\beta_m z)}$$

$$C_{j\pm m}(z) = C^*_{\pm jm}(z) = \frac{k}{4}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\int_{A_\infty}\left\{n^2(r,\phi,z) - \bar{n}^2(r,\phi)\right\}\hat{\vec{e}}_j^*(r,\phi)\cdot\hat{\vec{e}}_{\pm m}(r,\phi)dA$$

(1.5)

On voit apparaître la quantité C_{jm}, qui est le coefficient de couplage du mode j avec le mode m. L'intégrale du coefficient de couplage renferme la multiplication des champs électriques de chacun des modes ce qu'on appelle l'intégrale de recouvrement entre les modes. Cette intégrale s'effectue sur tout le plan de section droite (dA). l'indice n se réfère à l'indice de réfraction du guide perturbé comparativement à l'indice $\overline{n}$ se référant à l'indice du guide non perturbé.

Dans le cas où la perturbation d'indice respecte la symétrie circulaire de la fibre, le couplage se fait vers des modes ayant la même symétrie azimutale que le mode fondamental. Le couplage de modes se fera donc du mode fondamental (LP_{01}) vers un mode d'ordre supérieur ayant l'indice azimutal $l = 0$ (LP_{0m}). Une modulation d'indice ne respectant pas la symétrie circulaire dans le plan de section droite induit le couplage de modes ayant une symétrie azimutale différente de celle du mode fondamental ($l \neq 0$).

Dans notre problématique de réseaux à longs pas, la perturbation d'indice étant périodique, la constante de couplage C_{jm} s'écrit sous la même forme périodique avec Λ comme pas de la perturbation périodique d'indice. Λ fera référence au pas du réseau exprimé en µm. Dans le cas particulier où nous ne traitons que le couplage entre deux modes co directionnels et où la perturbation est sinusoïdale, les équations générales de couplage (1.4) se simplifient et s'écrivent selon la relation suivante.

$$\begin{cases} \dfrac{db_1(z)}{dz} = ib_2(z)Ce^{-i(\Delta z-\Phi)} \\ \dfrac{db_2(z)}{dz} = ib_1(z)Ce^{i(\Delta z-\Phi)} \end{cases} \qquad (1.6)$$

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

Ces équations peuvent se résoudre de façon analytique et nous donner une solution simple d'interprétation. En introduisant les conditions aux limites : $b_1(0)=1$ et $b_2(0)=0$, les solutions de l'équation (1.6), s'écrivent selon l'équation (1.7).

$$\begin{cases} |b_1(z)|^2 = \cos^2 \sigma z + \left(\frac{\Delta}{2\sigma}\right)^2 \sin^2 \sigma z \\ |b_2(z)|^2 = \frac{C^2}{\sigma^2} \sin^2 \sigma z \end{cases} \qquad (1.7)$$

$$\sigma = \sqrt{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 + C^2}$$

La fibre SMF-28™, étant recouverte d'une gaine protectrice en plastique qui atténue les modes de gaine, se comporte comme une fibre ne supportant que le mode fondamental aux longueurs d'onde supérieures à la longueur d'onde de coupure. Lors de la fabrication des réseaux, nous nous servons de cette propriété pour n'injecter dans le réseau que le mode fondamental. Les conditions limites exprimées plus haut correspondent à cette situation en attribuant le terme b_1 au mode fondamental (LP_{01}) et b_2 à un mode d'ordre supérieur (LP_{0m}).

On remarque de l'équation (1.7) que l'énergie passe d'un mode à un autre de façon périodique. Le transfert maximum se produit lorsqu'il y a accord de phase ($\Delta = 0$) et lorsque $Cz = \frac{\pi}{2} + m\pi$, aussi appelé condition de couplage maximum. La première condition mène à l'équation qui relie la longueur d'onde de couplage du mode et le pas du réseau à longs pas [15].

$$\lambda_d = \left(n_{eff,1} - n_{eff,m}\right)\Lambda \qquad (1.8)$$

où $n_{eff,1}$ est l'indice effectif du mode LP_{01}, $n_{eff,m}$ est l'indice effectif du mode LP_{0m} et λ_d est la longueur d'onde de couplage (design wavelength) du mode LP_{0m} pour un réseau dont la modulation d'indice est faible devant la différence d'indices effectifs des modes du guide. Chaque mode ayant son indice effectif propre, la longueur d'onde de couplage pour chacun de ces modes sera aussi différente pour un même pas de réseau. Aussi, la constante de couplage n'étant pas égale pour deux modes distincts, ces modes n'atteindront pas la condition de couplage maximum avec la même longueur de réseau.

Nous verrons donc plusieurs pics de réjection dans le spectre à des longueurs d'onde différentes avec une isolation propre à chacun des modes couplés.

Un autre résultat intéressant est la largeur des pics. Il est connu que la largeur du pic pour un réseau dépend du nombre de pas N du réseau [15]. La relation (1.9), concernant les réseaux où $CL = \pi/2$, nous indique que la largeur est proportionnelle à l'inverse du nombre de pas du réseau [15].

$$\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda} \simeq \frac{1}{N} \tag{1.9}$$

La largeur du pic est prise ici au niveau des premiers zéros sur les côtés du pic central. Cette largeur de pic affecte la sélectivité spectrale de notre réseau : plus le nombre de pas requis sera grand plus il sera sélectif en longueur d'onde et inversement.

1.3 Conclusion

Nous venons d'établir les principales équations qui nous aideront à interpréter les spectres des réseaux à longs pas réalisés de façon expérimentale.

1. La résolution des équations générales de couplage mène au résultat (équation (1.7)) que les modes s'échangent la puissance de façon périodique le long du réseau.

2. La longueur d'onde de couplage pour chaque mode est fonction du pas du réseau et est donné par la relation $\lambda_d = \left(n_{eff.1} - n_{eff.m}\right)\Lambda$.

3. La largeur d'un pic est proportionnelle à l'inverse du nombre de pas du réseau. Plus le nombre de pas est grand, plus le réseau est sélectif en longueur d'onde.

De ces équations, nous pouvons maintenant tirer des informations qui seront mises à l'épreuve de façon expérimentale et qui nous aideront dans la compréhension de certains phénomènes reliés aux réseaux.

Chapitre 2

Résultats expérimentaux et comparaison avec la théorie

2.0 Introduction

Nous avons exposé, au chapitre précédent, l'aspect théorique des réseaux d'indice à longs pas à l'aide de la théorie des modes couplés. Nous avons résolu les équations couplées de façon analytique. Ceci nous a permis de comprendre de façon simple les propriétés de ces composants.

Au cours de ce chapitre, nous aborderons la réalisation expérimentale des réseaux d'indice à longs pas par décharge électrique.

Après avoir décrit la méthode de fabrication des réseaux [20], nous comparerons les réseaux obtenus de façon expérimentale avec les principaux résultats analytiques issus des équations couplées que nous retrouvons au premier chapitre. Nous discuterons ensuite de la fabrication de réseaux à saut de phase, soulevant le problème de la reproductibilité.

Nous expliquerons ensuite les spectres obtenus de façon expérimentale à l'aide de calculs numériques desquels nous tirerons l'intensité de la modulation d'indice des réseaux. La correspondance entre les modes simulés et expérimentaux sera vérifiée avec la mesure de profil d'intensité du mode couplé. Enfin, nous terminerons ce chapitre avec l'analyse du déplacement du pic en fonction du rétrécissement du diamètre extérieur de la fibre par attaque chimique.

2.1 Fabrication des réseaux à longs pas par décharge électrique

Dans cette section, nous nous attarderons sur la méthode de fabrication des réseaux avec le montage de fabrication conçu à cet effet. Nous présenterons ensuite, à titre d'exemple, les spectres de quelques réseaux à longs pas fabriqués à l'aide de cette méthode de fabrication. Nous discuterons des différents paramètres reliés à la fabrication des réseaux par décharge électrique et plus particulièrement de la tension dans la fibre et son rôle lors de la minimisation des pertes. Nous décrirons, par la suite, l'évolution du spectre d'un réseau en fonction du nombre de pas. Enfin, nous terminerons cette section par l'étude de la luminescence émise par la fibre durant la fabrication en fonction de l'évolution spectrale des réseaux.

2.1.1 Méthode d'inscription

La méthode de fabrication des réseaux à longs pas par décharge électrique est fort simple. Nous employons une méthode d'inscription pas-à-pas qui consiste à produire des décharges électriques contrôlées sur la fibre pour chacun des pas du réseau. En déplaçant les électrodes selon le pas (Λ) désiré du réseau, nous produisons une variation d'indice périodique le long de la fibre.

Dans le cas des réseaux produits avec décharge électrique, la modulation d'indice est plus grande que celles obtenue par les méthodes d'inscription par exposition aux lasers excimère ou CO_2 qui requièrent un nombre élevé de pas. La méthode d'inscription par décharge électrique nécessite moins de pas pour atteindre la condition de couplage maximum [20]. La largeur des pics étant reliée au nombre de pas du réseau selon l'équation (1.9), les pics de réjection du réseau sont ainsi moins sélectifs en longueur d'onde.

La décharge électrique est produite à l'aide d'une fusionneuse (dont les caractéristiques seront décrites à l'annexe A) sur laquelle on peut contrôler la puissance et le temps de la

décharge. Ces deux paramètres sont déterminants quant à l'intensité de la modulation d'indice. La décharge est produite entre deux pointes qui sont montées sur un déplacement linéaire motorisé se déplaçant le long de la fibre. Il est aisé de contrôler le pas Λ et le nombre de pas du réseau avec cette méthode.

La figure suivante nous donne un aperçu des divers composants du montage de fabrication.

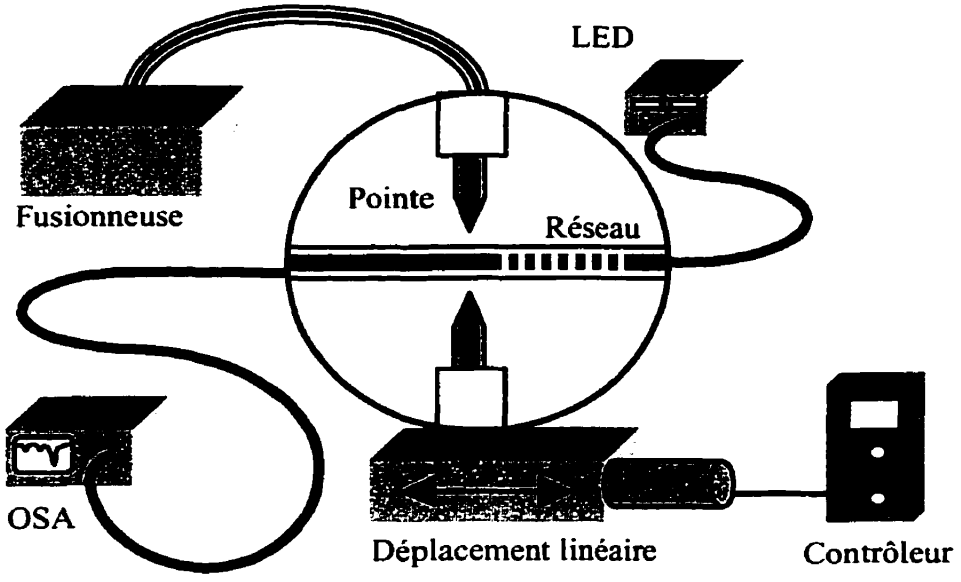

Figure 2.1 : Schéma du montage de fabrication des réseaux à longs pas par décharge électrique.

L'échantillon de fibre standard est tout d'abord dégainé, nettoyé et placé entre les pinces du montage. Un poids de 1 g est placé à une extrémité de l'échantillon afin de donner une légère tension dans la fibre et ainsi s'assurer qu'elle est bien droite entre les pinces (la tension sur la fibre fera l'objet de la section 2.1.3). Au cours de la fabrication des réseaux, nous mesurons en temps réel la transmission à l'aide d'un analyseur de spectre (OSA, HP70004A). Nous utilisons comme source large deux LEDs qui couvrent la bande 1200 nm à 1700 nm. Pour que nous puissions voir l'atténuation des modes de

gaine, il faut laisser entre l'échantillon et l'OSA au moins un mètre de fibre non dégainée qui va absorber les modes de gaine et ainsi créer des pics de réjection correspondants aux modes couplés par le réseau.

La qualité de la décharge émanant des électrodes détermine la distribution spatiale de l'énergie fournie à la fibre. La distribution spatiale de l'énergie influe sur le profil axial du changement d'indice lors d'une décharge [21]. À cet effet, l'état des pointes joue un rôle important sur la décharge électrique et donc sur la qualité de la fabrication du réseau. Elles doivent être aussi pointues et propres que possible Un autre paramètre important reste l'alignement des pointes. Les axes des deux pointes doivent se confondre afin d'obtenir une décharge perpendiculaire à la fibre et ne permettant pas de déformer la symétrie circulaire de la fibre. Nous avons conçu à cet effet un petit support permettant d'aligner facilement l'axe des pointes.

Le déplacement des pointes se fait à l'aide de déplacements linéaires motorisés. Afin d'obtenir une course d'environ 4 cm et ainsi permettre la fabrication de réseaux plus longs (soit environ 50 pas pour des réseaux de 700 μm), nous avons superposé deux déplacements linéaires motorisés. Cette superposition cause des défaillances dans la fabrication des réseaux plus longs et la reproductibilité des composants en est affectée.

L'espacement entre les pointes s'avère aussi un paramètre déterminant de la fabrication des réseaux. Le confinement de la décharge dépend de la distance entre les pointes, jouant ainsi sur la distribution de la perturbation inscrite selon l'axe de la fibre. Ceci affecte le contraste existant entre les pas de notre réseau : il faut que la décharge soit suffisamment confinée pour permettre l'inscription d'une modulation d'indice selon l'axe de la fibre. Il est donc plus aisé d'écrire un réseau ayant un pas plus court lorsque la décharge est plus confinée. Comme la densité de puissance de la décharge est influencée par l'espacement entre les pointes, nous avons donc fixé ce paramètre afin de simplifier le développement d'une recette de fabrication.

Afin de minimiser les pertes, il faut trouver la puissance de décharge idéale. Deux paramètres à observer : la luminescence de la fibre durant la décharge et la déformation physique de la fibre. Des essais de fabrication de réseaux ont indiqué qu'il est nécessaire d'avoir une luminescence de la fibre au moment de la décharge afin d'inscrire une modulation d'indice. Nous l'obtiendrons à partir d'une valeur minimale de puissance électrique, soit environ 110 W. Nous nous sommes assurés que cette puissance n'occasionne pas de déformation de la fibre.

Après avoir fixé la distance entre les pointes, nous avons élaboré une recette de fabrication qui dépend uniquement de la puissance et de la durée de la décharge. Ceci a permis la fabrication de réseaux qui ne nécessitent typiquement qu'entre 15 et 35 pas pour l'obtention de la condition de couplage maximum, $CL = \pi/2$, où L est la longueur du réseau pour un mode déterminé. Les paramètres donnant les meilleurs résultats sont présentés au tableau suivant

115 W	1,4 s.	1 g	1 mm

Tableau 2.1 : Paramètres de fabrication des réseaux.

2.1.2 Spectres de réseaux à longs pas par décharge électrique

Les réseaux obtenus par cette méthode de fabrication ont des pertes d'insertion de moins de 0,5 dB (0,15 dB dans le meilleur des cas) avec une isolation maximum variant de -22 dB à -36 dB pour les pics des modes de gaine. Nous présentons ici quelques spectres ainsi obtenus.

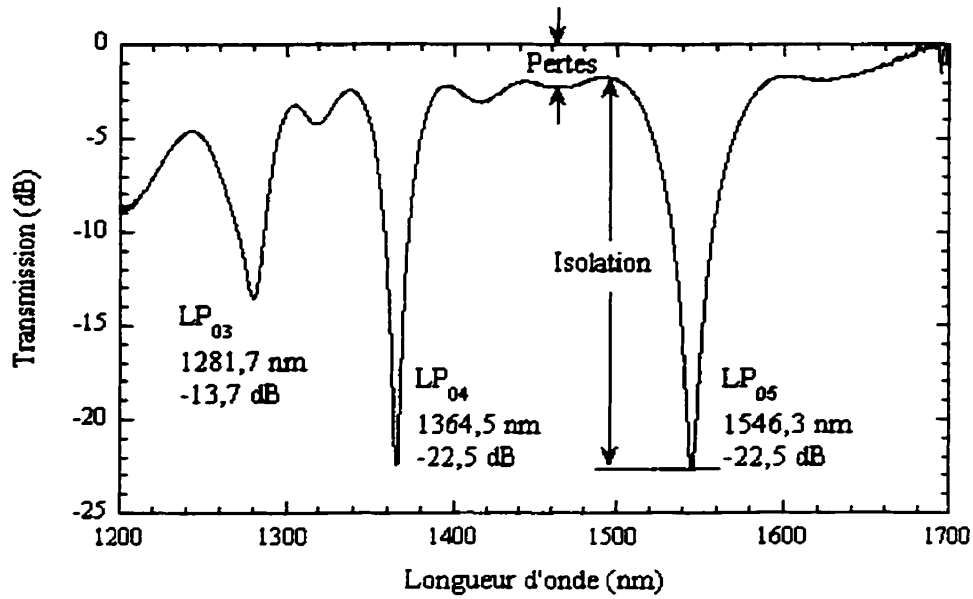

Figure 2.2 : Spectre d'un réseau de 30 pas de 500 µm.

On peut observer à la figure 2.2, un réseau de 30 pas de 500 µm. Les modes de gaine étant atténués à cause de la gaine protectrice entourant la fibre, nous observons le couplage de ces modes par les pics de réjection qu'ils causent dans le spectre de transmission. Nous voyons le couplage des modes : LP_{05}, LP_{04} et LP_{03}. Les pertes de ce réseau sont d'environ 2 dB. On remarque aussi clairement les lobes secondaires du couplage des modes de gaine de part et d'autre des pics principaux.

Le raffinement de la procédure de fabrication a permis de minimiser ces pertes jusqu'à environ 0,2 dB comme on peut le constater sur la figure 2.3. Ce graphique représente un réseau 16 pas de 700 µm avec un couplage du mode LP_{04} de -34,7 dB.

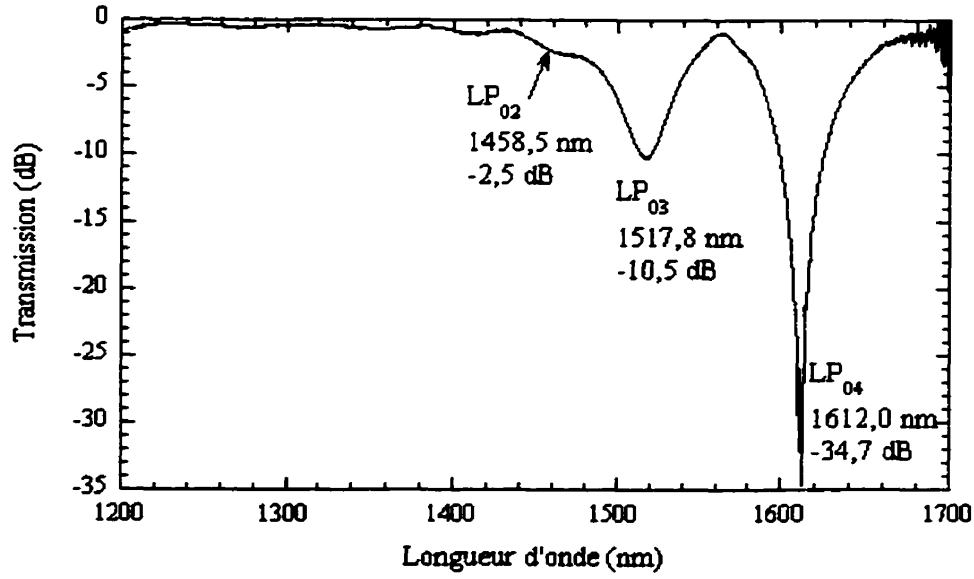

Figure 2.3 : Spectre d'un réseau de 16 pas de 700 µm.

Il est possible de réaliser des réseaux ayant un pas plus court que 500 µm, mais il faut pour cela réduire l'espacement entre les pointes. Lorsque l'espacement entre les pointes est petit, il en résulte un arc électrique plus confiné augmentant le contraste de la modulation d'indice entre les pas du réseau. Ceci a pour effet de diminuer le nombre de pas nécessaire à l'obtention de la condition de couplage maximum (équation (2.1)) pour un mode donné.

$$CL = \frac{\pi}{2} \tag{2.1}$$

Le réseau de la figure 2.4 est un réseau de 45 pas de 400 µm. L'espacement entre les pointes a dû être réduit à 0,5 mm et la puissance de sortie ajustée à 126 W. La durée de la décharge n'a toutefois pas été modifiée. Le pic se trouve malheureusement dans une région spectrale se situant entre les deux diodes, laissant beaucoup de bruit dans la mesure du spectre.

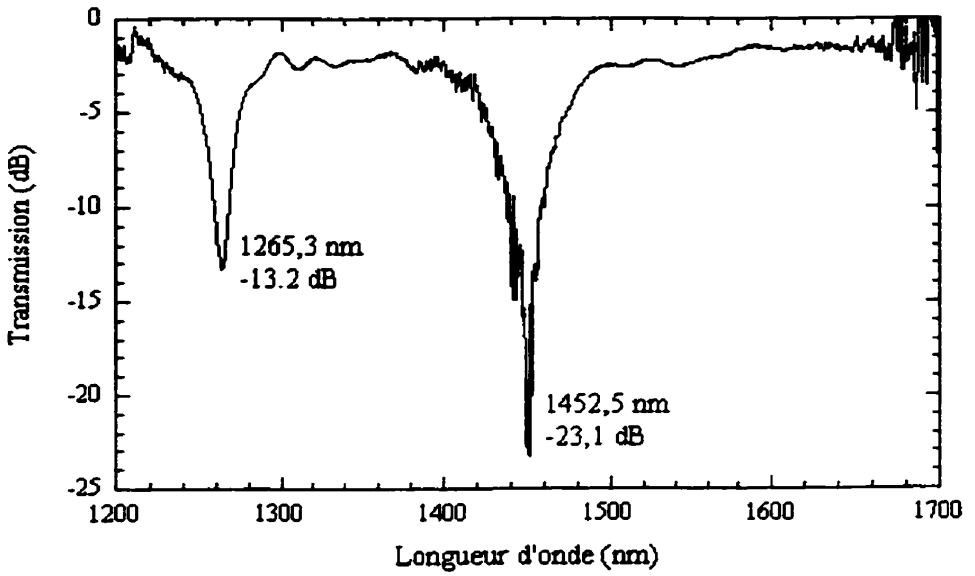

Figure 2.4 : Spectre d'un réseau de 45 pas de 400 µm.

Malgré la réduction de l'espacement entre les pointes, il nous a fallu un nombre de pas plus élevé (45 pas) pour s'approcher de la condition de couplage maximum; le contraste entre les pas s'avérant faible. Les pertes sont plus difficiles à contrôler en raison de l'augmentation du paramètre de puissance. Nous verrons dans une section ultérieure une procédure permettant la minimisation de celles-ci.

2.1.3 Rôle de la tension dans la fibre

Comme dit précédemment, le rôle du poids à une des extrémités de la fibre consiste à maintenir la fibre droite entre les deux pinces. Le poids doit être suffisant pour maintenir la fibre sans toutefois être trop grand; la tension dans la fibre serait alors trop élevée ayant pour conséquence une déformation importante de la fibre lors de la décharge électrique. Cette déformation non contrôlée est souvent accompagnée de pertes d'insertion très élevées et non désirées. Le poids qui sied mieux à ces conditions est de 1 g, poids minimum afin de maintenir la fibre droite.

Malgré ces précautions, il nous faut jouer avec les paramètres de la fusionneuse afin de minimiser les pertes causées par une déformation importante de la fibre. En faisant sur la fibre, avant l'inscription du réseau, des arcs électriques d'une durée plus faible soit une demi-seconde, nous relâchons graduellement la tension dans la fibre. Afin de relâcher complètement la tension, nous avons remarqué qu'il faut faire trois arcs électriques sur la fibre. Lorsque nous appliquons une décharge avec la durée normale de la procédure (sans avoir préalablement relâché la tension), la fibre s'étire en laissant des pertes importantes au composant. Cette façon de procéder permet de minimiser les pertes d'insertion aux environs de 0,2 dB.

La tension dans la fibre joue un rôle au niveau des pertes et il faut minimiser la tension de la fibre afin de minimiser ces pertes d'insertion.

2.1.4 Évolution des pics des modes en fonction du nombre de pas

La méthode d'inscription pas-à-pas permet de suivre l'évolution du réseau avec l'inscription et de voir l'évolution des pics en fonction du nombre de pas. Le couplage du mode fondamental vers un mode d'ordre supérieur suit une loi en sinus carré (équation (1.7)), solution des équations de couplage. Les modes se couplent jusqu'à atteindre la condition de couplage maximum où toute la puissance est transférée au mode d'ordre supérieur.

La figure suivante permet de voir l'évolution d'un réseau pour les premiers pas jusqu'à l'obtention condition de couplage maximum pour le mode LP_{04}.

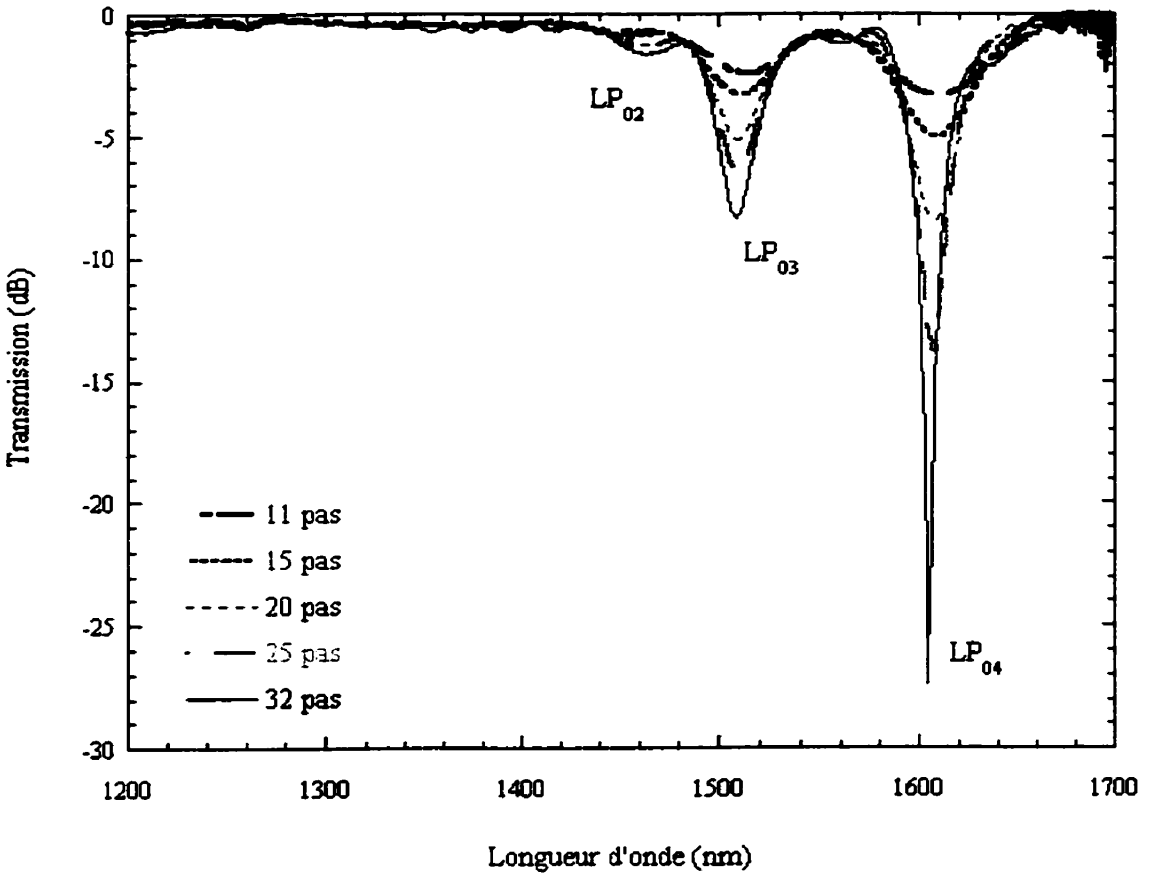

Figure 2.5 : Évolution d'un réseau de pas de 700 µm en fonction du nombre de pas.

Chaque mode n'atteint pas la condition de couplage maximum avec le même nombre de pas en raison d'une constante de couplage différente pour chacun de ceux-ci. Comme la constante de couplage C est différente, le nombre de pas doit aussi différer pour l'obtention de la condition de couplage maximum.

$$CL = \frac{\pi}{2}$$

Les figures suivantes nous montrent l'évolution d'un réseau en fonction du nombre de pas afin d'atteindre la condition de couplage maximum pour les modes LP_{04}, LP_{03} et LP_{02}. Nous voyons sur la Figure 2.6 un réseau de 17 pas de 674 µm avec une isolation de -36 dB pour le mode LP_{04}.

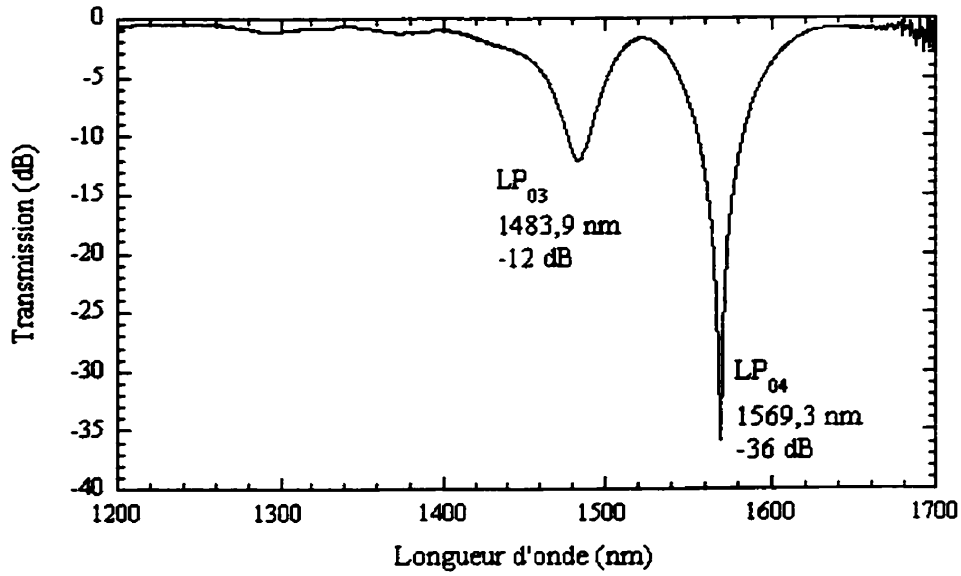

Figure 2.6 : Spectre d'un réseau de 17 pas de 674 µm ; couplage du mode LP_{04}.

En continuant l'inscription du réseau, l'énergie lumineuse contenue dans le mode LP_{04} se transfère vers le mode fondamental. On se rappelle que les solutions des équations couplés pour deux modes co directionnels (1.7) sont périodiques : après avoir atteint la condition de couplage maximum, la lumière contenue dans le mode d'ordre supérieur se couple vers le mode fondamental. Les autres modes, n'ayant pas atteint la condition de couplage maximum, évoluent toujours vers celle-ci.

La figure 2.7 nous montre l'évolution du réseau, représenté à la figure 2.6, après avoir inscrit 4 pas de plus. Le couplage du mode LP_{04} qui était à -36 dB est remonté à -9 dB tandis que le mode LP_{03} a vu son isolation augmenter à -25 dB.

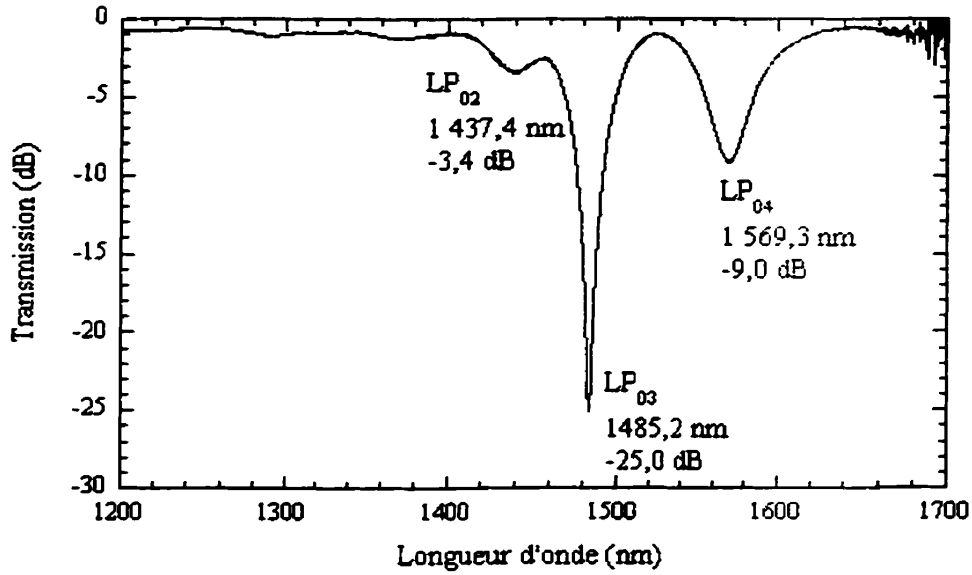

Figure 2.7 : Spectre d'un réseau de 21 pas de 674 µm ; couplage du mode LP_{03}.

Le couplage du mode LP_{02} requiert un nombre de pas beaucoup plus grand. Représenté à la figure 2.8, le couplage du mode LP_{02} a nécessité 62 pas pour atteindre une isolation de -14 dB ; la limite du déplacement linéaire motorisé ayant été atteinte. Nous pouvons aussi remarquer de ce graphique que les lobes secondaires des pics, associés aux modes LP_{03} et LP_{04}, deviennent de plus en plus importants à mesure que le nombre de pas augmente. Aussi, nous remarquons que la largeur des pics diminue avec l'inscription.

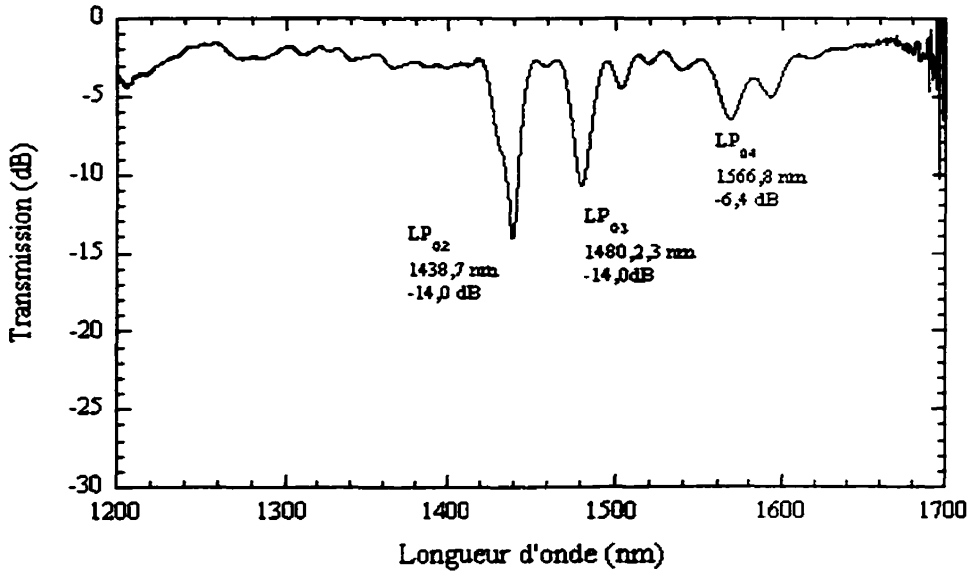

Figure 2.8 : Spectre d'un réseau de 62 pas de 674 µm ; couplage du mode LP_{02}.

Nous voyons que les modes LP_{0m} atteignent la condition de couplage maximum avec un nombre de pas différent, causé par le fait que la constante de couplage diffère pour chacun de ceux-ci. En accord avec la relation

$$\lambda_d = \left(n_{eff,1} - n_{eff,m}\right)\Lambda$$

les modes se couplent à des longueurs d'onde différentes, l'indice effectif de chaque mode étant différent.

2.1.5 Luminescence de la fibre pendant l'arc électrique

Lors de la décharge électrique, nous observons une émission de lumière provenant de la fibre. Durant la fabrication des réseaux, nous observons visuellement une augmentation progressive de la lumière émise par la fibre avec l'augmentation du nombre de pas. Cette augmentation de la luminescence est imputable à la fusionneuse dont la puissance varie à la hausse durant l'utilisation.

Afin de quantifier cette luminescence de la fibre durant l'arc électrique, nous avons branché une des extrémités de la fibre dans un détecteur. Ceci permettra de mesurer la partie guidée de la lumière émise par la fibre à chaque nouveau pas. La figure 2.9 reporte l'évolution de la puissance reçue pour chaque pas du réseau.

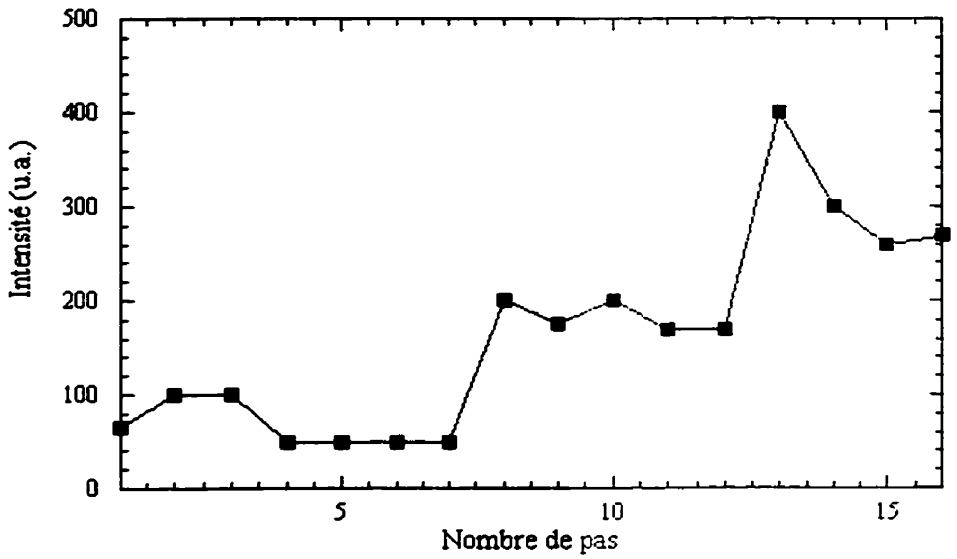

Figure 2.9 : Augmentation de la luminescence lors de l'inscription d'un réseau.

Une étude en puissance nous révèle que lorsque nous augmentons la puissance de décharge, le nombre de pas requis pour atteindre la condition de couplage maximum ($CL = \pi/2$) diminue. Comme la longueur L du réseau diminue, il faut que la constante de couplage et ainsi donc la modulation d'indice augmentent. L'augmentation de puissance de la décharge produit donc une augmentation de la modulation d'indice.

L'augmentation de luminescence à chaque pas, reliée à une augmentation de puissance, est reliée à l'augmentation, en valeur absolue, de la modulation d'indice le long du réseau (le signe de la modulation d'indice est traité à la Section 2.5). Nous étudierons cette modulation en observant le déplacement du pic.

La figure 2.10 représente l'évolution du spectre du pic du mode LP_{05} d'un réseau de 500 µm de pas en superposant les spectres des différentes étapes de la fabrication du réseau. Nous pouvons remarquer que les pics de réjection des modes se décalent vers les courtes longueurs d'onde.

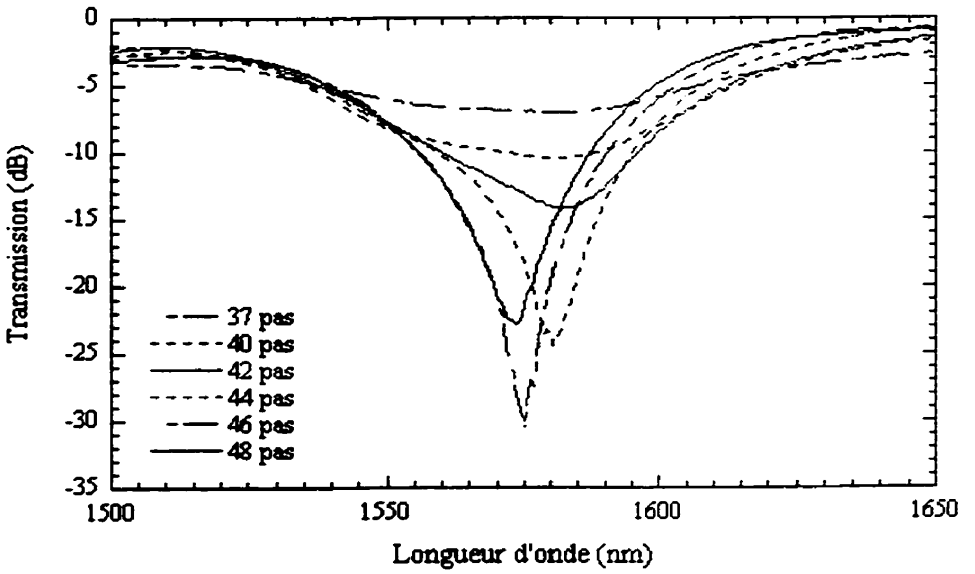

Figure 2.10 : Évolution du mode LP_{05} d'un réseau de 500 µm de pas durant la fabrication en fonction du nombre de pas.

Nous voyons, sur la figure précédente, un décalage évident du minimum du mode LP_{05} à raison de 0,97 nm/pas lors de la fabrication d'un réseau de 500 µm de pas. Nous avons fait une étude sur le décalage en longueur d'onde lors de l'inscription des réseaux des différents modes couplés. Le tableau 2.2 reporte les moyennes sur l'ensemble des réseaux du décalage spectral pour chacun des modes. Nous remarquons que le décalage est plus important pour les modes d'ordre plus élevé.

[illegible]	[illegible]lage [illegible] pas)
LP02	-0,23
LP03	-0,39
LP04	-0,83
LP05	-1,3

Tableau 2.2 : Décalage lors de l'inscription des modes couplés par le réseau.

Lorsque nous augmentons la modulation d'indice, l'indice effectif du mode de cœur (LP_{01}) est aussi modifié occasionnant, avec la relation (2.2), un décalage en longueur d'onde de notre réseau. Le signe de la perturbation d'indice a été déterminé comme négatif et les expériences reliées à la détermination du signe de la modulation d'indice font l'objet de la Section 2.5. Cette variation négative de l'indice conduit a un décalage vers les courtes longueurs d'onde avec une augmentation de la perturbation d'indice.

$$\lambda_d = \left(n_{eff,1} - n_{eff,m}\right)\Lambda \tag{2.2}$$

Ce décalage vers les courtes longueurs d'onde du pic, ajouté aux conclusions sur l'augmentation de la luminescence (puissance) à chaque pas, nous mène à la conclusion selon laquelle l'intensité de la modulation augmente le long du réseau.

Le déplacement en longueur d'onde de notre pic, causé par une variation de la modulation d'indice le long de notre réseau, nuit considérablement à la reproductibilité. Il faudrait avoir une source de tension électrique pouvant émettre la même puissance électrique pour chaque pas afin que le pic de réjection du mode puisse se coupler à la même longueur d'onde le long du réseau. La reproductibilité des réseaux en serait grandement améliorée.

2.1.6 Conclusion

Nous avons réussi à fabriquer des réseaux à longs pas par décharge électrique en élaborant une procédure qui permet de produire des réseaux avec un minimum de pertes d'insertion de 0,2 dB et avec une isolation allant jusqu'à –35 dB (pour une résolution de 1 nm sur l'OSA).

Quoique la source servant à la décharge ainsi que les déplacements linéaires ne réussissent pas à donner une pleine reproductibilité aux composants, la procédure permet toutefois de produire des réseaux à longs pas dont les spectres sont améliorés comparativement à certains retrouvés dans la littérature faits par décharge électrique [20] et laser CO_2 [8].

Afin d'améliorer la reproductibilité de la fabrication des réseaux, il est impératif de changer la source de tension par une source permettant de produire des décharges AC constantes. Les paramètres de puissance et de durée ainsi que le moteur de translation doivent pouvoir être contrôlés avec précision afin d'éliminer les erreurs de manipulation

Pour les décharges électriques, l'utilisation d'un transformateur de chauffage à l'huile, conçu pour pouvoir produire des arcs électriques constants, combiné à un interrupteur à semi-conducteur contrôlable par ordinateur m'a été conseillé par un professeur du département de Génie Électrique spécialisé dans les hauts voltages. Ce système devrait être muni d'une boucle de rétroaction permettant d'éliminer tout changement de puissance électrique durant la fabrication des composants.

Il faudrait remplacer les deux déplacements linéaires superposés par un seul déplacement micrométrique permettant le déplacement des pointes sur au moins 7 à 8 cm. Ce déplacement linéaire doit être contrôlé par le même programme que la source électrique afin de permettre de produire un montage de fabrication qui coordonnerait les décharges et le déplacement des pointes.

Il est impératif de changer et solidifier les pièces soutenant les pointes afin d'éliminer toute source de vibration provoquant des défaillances lors de la fabrication des réseaux.

2.2 Comparaison entre la théorie et la pratique

Nous allons maintenant comparer le comportement des réseaux obtenus de façon expérimentale avec les principales équations relatives au réseaux à longs pas, tirées de la théorie des modes couplés exposée au chapitre 1.

2.2.1 Évolution des pics en fonction du pas

La relation (2.3), nous indique que la longueur d'onde de couplage est directement reliée au pas du réseau (Λ). Nous pouvons donc faire varier la longueur d'onde de couplage de notre réseau en faisant varier le pas de celui-ci.

$$\lambda_d = \left(n_{eff,1} - n_{eff,m}\right)\Lambda \tag{2.3}$$

Le tableau suivant répertorie les moyennes des longueurs d'onde de couplage pour chaque pas de réseau. Nous avons fait ces moyennes pour des réseaux ayant un nombre de pas comparable afin d'éliminer l'effet du décalage en longueur d'onde avec l'inscription.

[illegible]	[illegible]	[illegible]	LP04 (nm)	LP05 (nm)
495	1228.0	1266.0	1347.5	1522.5
500	1244.0	1281.8	1373.0	1527.8
600		1402.0	1338.0	1597.0
650		1460.3	1539.3	
670	1421.5	1466.0	1551.0	
672	1423.0	1467.0	1553.0	
674	1434.0	1476.8	1563.6	
675	1427.5	1472.0	1561.5	
676		1481.0	1569.0	
700	1456.0	1506.2	1601.0	

Tableau 2.3 : Moyenne des longueurs d'onde pour chacun des modes en fonction du pas du réseau.

Nous avons fait une étude sur l'évolution de la longueur d'onde des pics en fonction du pas du réseau pour un intervalle compris entre 650 et 700 µm. Ce domaine était utile pour la réalisation de réseaux pour les mesures de profil de mode de la section 2.6. Nous avons comparé ces données avec une simulation de la longueur d'onde de couplage des modes en fonction du pas du réseau qui est représentée à la figure 2.11.

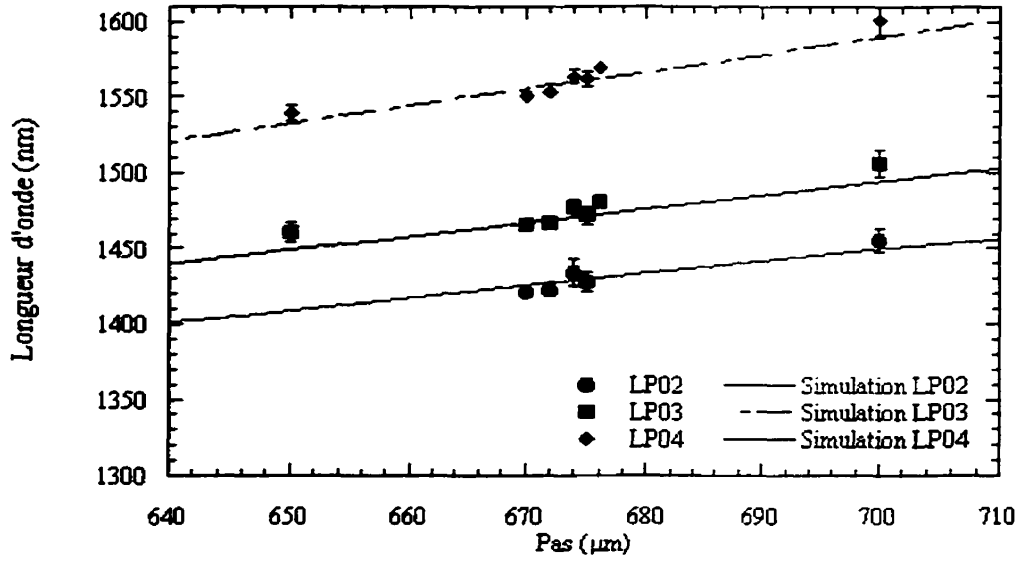

Figure 2.11 : Simulation des longueurs d'onde des pics en fonction du pas du réseau. Comparaison avec les données du Tableau 2.3.

Nous avons dû modifier les paramètres du rayon du cœur et du saut d'indice entre le cœur et la gaine de la fibre de façon importante afin de faire correspondre les simulations avec les données expérimentales. Nous avons réduit le cœur de la fibre de 4,5 µm à 3,53 µm et augmenté le saut d'indice entre le cœur et la gaine de 5×10^{-3} à $5{,}3 \times 10^{-3}$. Nous traiterons à la section portant sur les simulation de la cause de ces modifications importantes des paramètres de la fibre. L'incertitude sur la longueur d'onde couplage dépend du processus de fabrication et est ici l'écart type pris sur la moyenne de l'ensemble des réseaux.

Les pentes de ces simulations sont de 1,10 nm/µm pour le mode LP_{02}, 0,96 nm/µm pour le mode LP_{03} et de 1,28 nm/µm pour le mode LP_{04}. Ces pentes nous dictent la précision des déplacements linéaires contrôlant le pas du réseau : si nous voulons avoir une précision de l'ordre du nanomètre, il nous faut alors avoir un contrôle et une répétabilité sur le pas du réseau inférieure au micromètre.

2.2.2 Largeur du pic en fonction du nombre de pas

La relation (2.4) nous indique que la largeur du pic est proportionnelle à l'inverse du nombre de pas du réseau. Nous comparerons ici des réseaux faits avec différentes modulation d'indice afin d'obtenir différentes largeur de pics.

$$\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda} \simeq \frac{1}{N} \tag{2.4}$$

En reportant la largeur des pics de plusieurs réseaux dans l'équation (2.4), nous pouvons vérifier que la largeur des pics des modes est bien proportionnelle à l'inverse du nombre de pas.

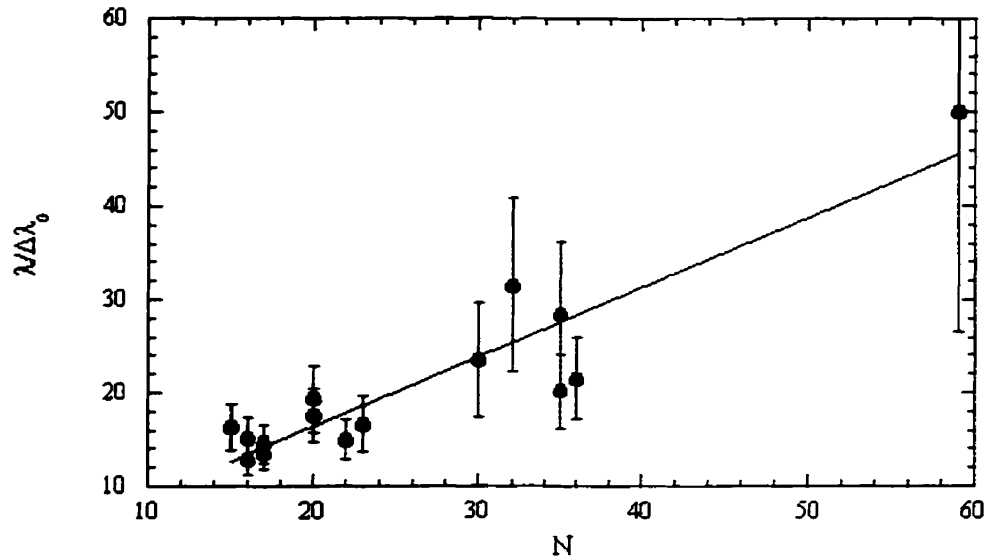

Figure 2.12 : Précision d'un réseau en fonction du nombre de pas.

Nous obtenons une pente de 0,75 alors que nous devrions obtenir une pente de 1 selon la relation (2.4). La largeur des pics de la relation (2.4) est considérée aux premiers zéros de chaque côté du pic [15]. Comme il est difficile de voir ces zéros sur les spectre des réseaux ici présentés, l'incertitude sur la largeur du pic est grande, expliquant cette légère différence entre la pente de la figure 2.12 et la théorie.

2.3 Fabrication de réseaux avec sauts de phases

Cette section est consacrée à la fabrication de réseaux à longs pas comportants un saut de phase permettant d'obtenir une résolution spectrale plus fine.

Deux réseaux séparés par une certaine distance agissent comme un interféromètre Mach-Zehnder (représenté à la figure 2.13) où les deux bras de l'interféromètre sont représentés par les chemins optiques des modes LP_{01} et LP_{0m}. Ces modes produisent des franges d'interférence dans le spectre du mode LP_{0m} après le second réseau à long pas. Les réseaux à longs pas doivent être identiques et avoir chacun une isolation de -3 dB pour chacun des réseaux afin d'obtenir le meilleur contraste possible dans les franges d'interférences.

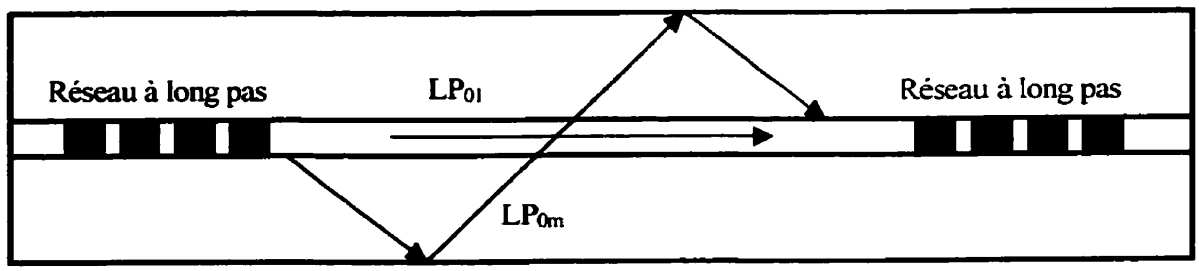

Figure 2.13 : Représentation d'un interféromètre de type Mach-Zehnder.

L'insertion d'un saut de phase de π entre les deux demi-réseaux se fait en ajustant la distance entre les deux réseaux à $\frac{3\Lambda}{2}$ [18]. Les deux modes étant en opposition de phase à la longueur d'onde de couplage, l'isolation à cette longueur d'onde revient théoriquement à 0 dB, laissant de chaque côté deux pics de réjection.

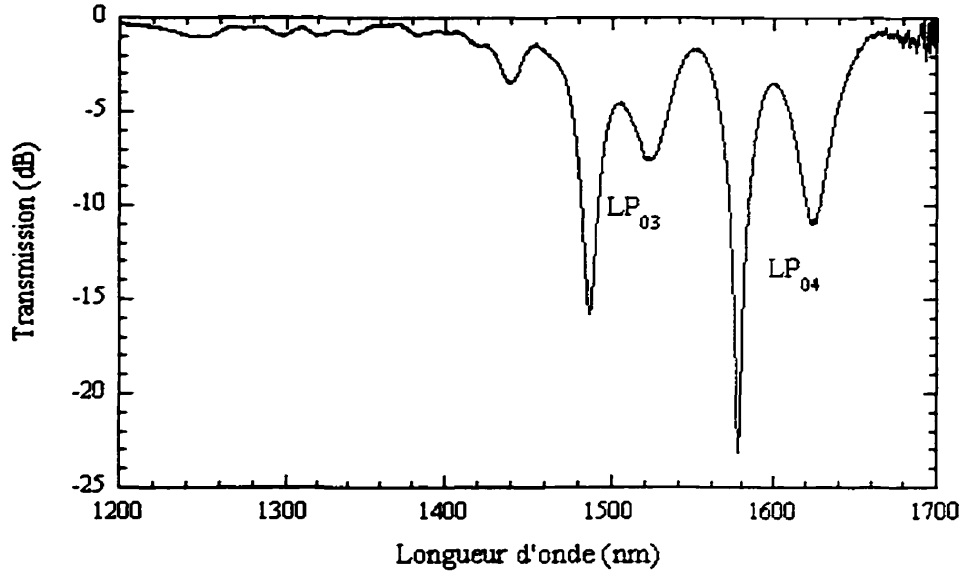

Figure 2.14 : Spectre d'un réseau de 700 μm de pas avec déphasage de π.

Nous pouvons remarquer à la figure 2.14 que les deux pics de réjection pour chacun des modes n'ont pas la même isolation : le pic de gauche étant mieux isolé que celui de droite. Ceci étant en accord avec le fait que la modulation d'indice augmente avec l'écriture du réseau.

En augmentant la distance entre les deux réseaux, l'espacement entre les franges diminuera [22] relativement à la différence de chemins optiques parcourus par les deux modes. Dans ce cas, la reproductibilité des deux réseaux est cruciale pour l'obtention d'un contraste élevé permettant d'avoir une belle figure d'interférence. La figure 2.15 illustre un interféromètre fait de cette manière où on peut voir clairement le manque de contraste, ce qui résulte en une mauvaise isolation des différents pics de l'interféromètre. Ce manque de contraste provient de la différence importante entre les deux réseaux qui composent l'interféromètre. Nous voyons à la figure 2.16 deux réseaux à –3 dB qui ont servi à la fabrication d'interféromètre.

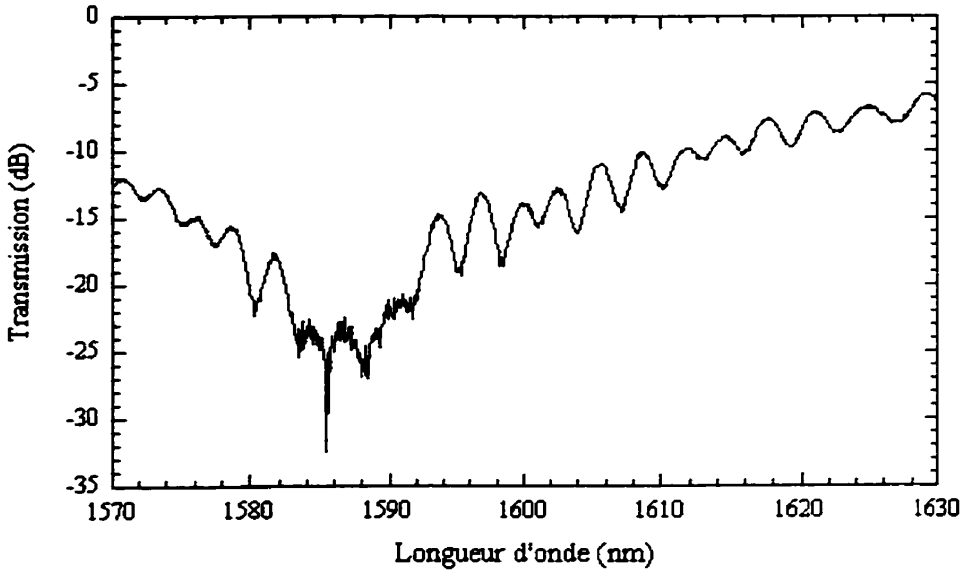

Figure 2.15 : Interféromètre fait avec deux réseaux ayant –3 dB d'isolation séparés de 40 cm.

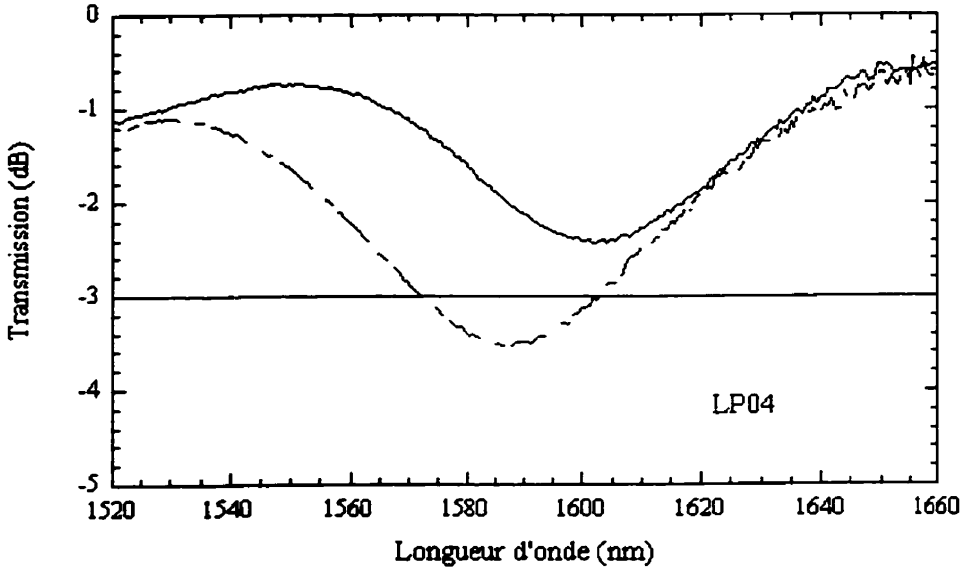

Figure 2.16 : Transmission de deux réseaux avec une isolation de l'ordre de-3 dB pour la fabrication d'un interféromètre de type Mach-Zehnder.

On voit très bien à la figure 2.16 la disparité entre les deux réseaux servant à faire l'interféromètre de type Mach-Zenhder : les pics des deux réseaux n'ont pas la même

isolation et la longueur d'onde de couplage diffère. Outre le manque de reproductibilité de la méthode de fabrication telle que mentionnée dans les section précédentes, le petit nombre de pas que requiert ce type de réseau rend difficile l'élaboration d'un réseau qui a une isolation d'exactement -3 dB.

Comme l'évolution du réseau repose sur un nombre de pas discret, il serait plus facile de reproduire deux réseaux identiques avec un nombre de pas plus grand que celui relié à notre méthode de fabrication. Le nombre de pas requis étant petit, l'ajout d'un pas change de beaucoup l'isolation des modes. Il est par conséquent difficile d'ajuster l'isolation du réseau afin d'obtenir une figure d'interférence acceptable.

2.4 Simulation numérique des réseaux

Afin de calculer la modulation d'indice de nos réseaux, nous recourons aux simulations numériques afin de résoudre les équations couplées. Le logiciel de simulation SimFibres 2.2 [19], développé au Laboratoire des Fibres Optiques, nous permet de comparer les résultats expérimentaux et théoriques ainsi que de calculer la modulation d'indice du réseau.

Nous avons ici fait la simulation de quelques réseaux obtenus expérimentalement. Les calculs sont effectués avec une perturbation d'indice négative. Le choix du signe de la perturbation est justifié à la Section 2.5 qui traite du signe de la modulation d'indice.

La courbe « Simulation » étant le résultat d'une combinaison de la réjection de l'ensemble des modes de gaine couplés par le réseau.

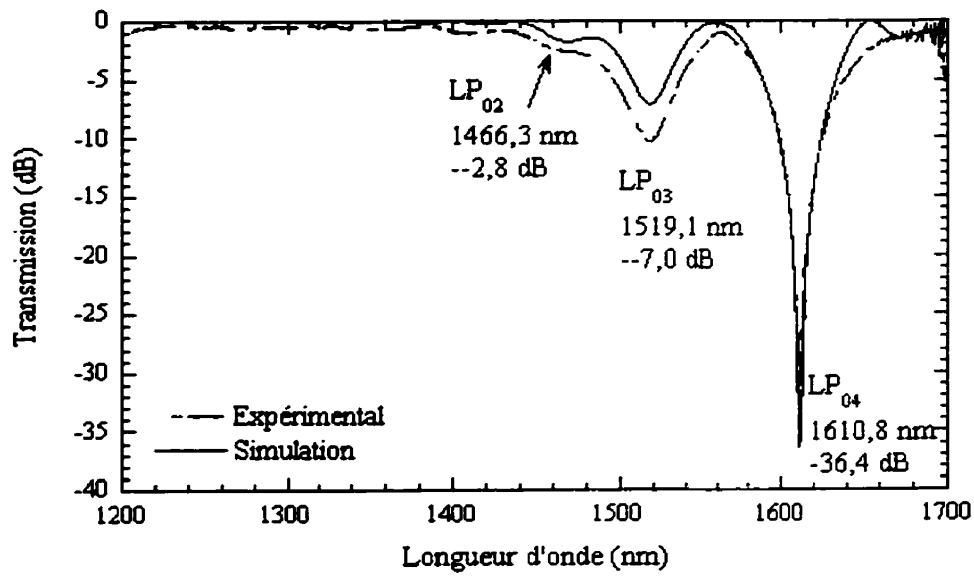

Figure 2.17 : Simulation d'un réseau de 16 pas de 700 µm.

Ce réseau a été simulé avec une modulation d'indice de $-1{,}86 \times 10^{-3}$. Nous avons toutefois modifié les paramètres de la fibre lors de la simulation, afin de faire

correspondre l'espacement entre les différents modes. Le rayon du cœur de la fibre est passé de 4,5 µm à 3,2 µm constituant une modification de 28% tandis que le saut d'indice entre le cœur et la gaine est passée de 0,0045 à 0,006171, soit une modification de 37%. Ces modifications apportées aux paramètres de la fibre sont très grandes.

Une autre simulation d'un réseau de 700 µm, représenté à la figure 2.18, nous confirme les modifications importantes qui doivent être apportées aux paramètres de la fibre. Le rayon de la fibre est passé à 3,5 µm et le saut d'indice entre le cœur et la gaine à 0,00558. La modulation d'indice calculée de cette manière est de $-1{,}80 \times 10^{-3}$.

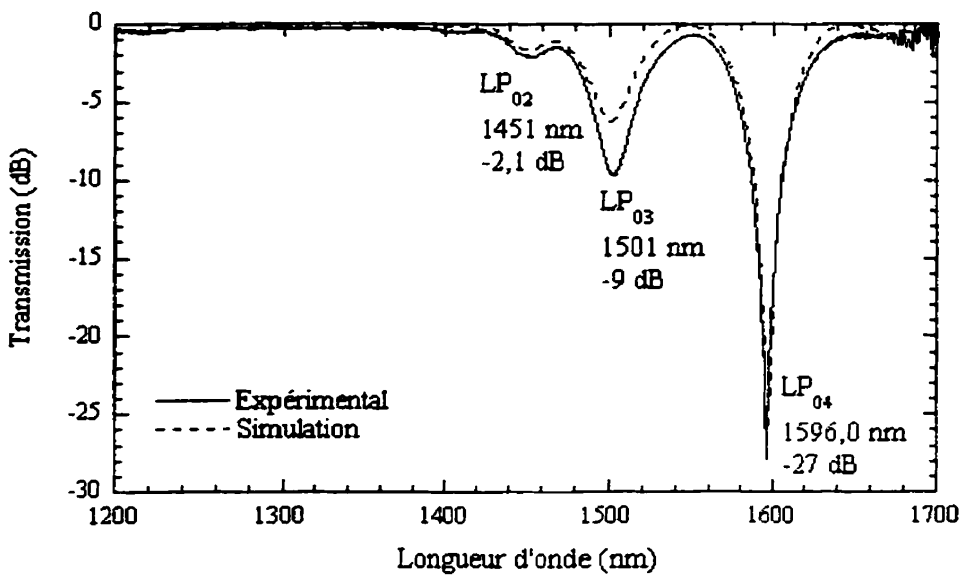

Figure 2.18 : Simulation d'un réseau de 15 pas de 700 µm.

Nous avons fait une simulation d'un réseau 30 pas de 500 µm. Ce réseau nécessitant plus de pas avec la même recette de fabrication a une modulation d'indice plus faible, soit $-0{,}905 \times 10^{-3}$. Cette modulation d'indice est deux fois plus faible que celle du réseau de la figure 2.18, ceci en accord avec le nombre de pas deux fois plus élevé que requiert ce réseau pour le couplage maximum du mode LP_{04}.

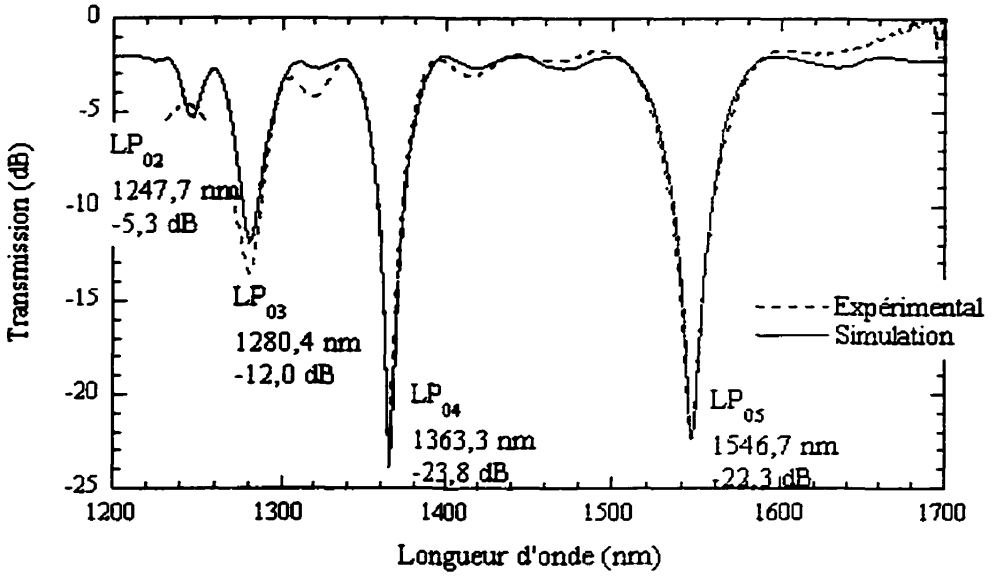

Figure 2.19 : Simulation d'un réseau de 30 pas de 500µm.

Il a fallu ici aussi changer les paramètres de la fibre afin de faire correspondre le spectre de la simulation et le spectre du réseau. Nous avons modifié le rayon de la fibre de 4,5 µm à 7,1 µm, ainsi que le saut d'indice entre le cœur et la gaine passant ainsi de 0,0045 à 0,003485. Ces dernières modifications des paramètres de la fibre sont dans le sens contraire de celles qu'il a fallu faire pour la simulation des figures 2.17 et 2.18. Nous avions dû faire diminuer le rayon du cœur et augmenter le saut d'indice tandis qu'à la figure 2.19, nous avons augmenté le rayon du cœur et diminué le saut d'indice pour faire varier l'espacement entre les pics des modes.

Ces modifications des paramètres de la fibre ne sont pas physiquement réelles comme en témoignent les mesures de profil d'indice présentées au troisième chapitre. La nécessité de modifier ces paramètres, afin d'ajuster l'espacement entre les pics, provient du fait que les calculs numériques du guide à trois couches ne tiennent pas compte de la variation du profil radial de la modification d'indice engendrée par l'arc électrique. En effet, l'arc électrique engendre un changement d'indice non seulement dans le cœur, mais aussi dans la gaine, ce qu'il n'est pas possible de simuler avec le logiciel. Le

logiciel de simulation tient seulement compte du couplage dans le cœur de la fibre, donc de la variation de l'indice dans le cœur. Ainsi, nous devons créer un guide aux paramètres non physiquement réels, dont le spectre est équivalent au spectre expérimental.

Ces modifications des paramètres de la fibre nous permettent de pouvoir faire concorder la position des pics dans le spectre, mais il n'est pas toujours possible d'obtenir la même isolation entre les pics simulés et ceux obtenus expérimentalement comme nous pouvons le voir à la figure 2.23. Cette différence serait imputable au fait que l'intégrale de recouvrement contenue dans la constante de couplage (équation (1.5)) entre les modes pour le guide réel et le guide simulé ne serait pas équivalente.

Les modifications apportés aux paramètres de la fibre diffèrent pour les simulations faites pour les réseaux de 500 µm de pas et celles des réseaux de 700 µm de pas. Le pas d'un réseau change le contraste de la modulation d'indice. Cette différence de contraste entre les réseaux de 500 µm de pas et ceux de 700 µm entraîne cette disparité pour la modification des paramètres de la fibre.

Nous pouvons alors seulement comparer les simulations de réseaux ayant le même pas (contraste) comme nous l'avons fait pour l'étude de la modification de la longueur de couplage en fonction du pas du réseau. À la section 2.2.1, nous avons fait cette étude sur le domaine de 650 à 700 nm afin de comparer les longueur d'onde de couplage de réseaux ayant le même contraste. Nous pouvons noter à cet égard, que les paramètres de la simulation pour cette étude correspondent à ceux que nous utilisons pour les simulations des réseaux de pas de 700 µm de la Figure 2.18.

Les modifications importantes des paramètres de la fibre simulée, au niveau du saut d'indice et du rayon du cœur, indiquent la nécessité de la prise en compte du profil radial (cœur et gaine) de la modification d'indice. L'approximation d'un couplage uniforme dans le cœur de la fibre, telle que prise en compte lors des calculs numériques, ne serait donc pas valide pour les réseaux à longs pas faits par décharge électrique.

2.5 Détermination du signe de la modulation d'indice

Même si le programme de simulation nous aide à calculer la modulation d'indice, il reste une incertitude quant au signe de celle-ci; nous pouvons aussi bien simuler les réseaux avec une variation d'indice positive que négative. Dans cette section, nous nous concentrerons uniquement sur le signe de la perturbation d'indice, les causes de celle-ci seront analysées au prochain chapitre.

Selon la relation (2.5), nous voyons que lorsque nous augmentons la perturbation d'indice d'un réseau, ce qui modifie principalement l'indice effectif du mode de cœur, nous modifions la longueur d'onde de couplage d'un réseau. En présence d'une modulation d'indice négative, nous verrons un décalage vers les courtes longueur d'onde lors d'une augmentation en valeur absolue de la modulation d'indice. Une modulation positive de l'indice entraînerait un décalage vers les longues longueurs d'onde.

$$\lambda_d = \left(n_{eff,1} - n_{eff,m}\right)\Lambda \tag{2.5}$$

Pour augmenter ainsi la perturbation d'indice du réseau, nous avons réinscrit aux mêmes endroits des décharges électriques. En comparant les spectres des réseaux ayant plusieurs passages consécutifs, nous pouvons théoriquement déterminer, par le déplacement des pics des modes, le signe de la modulation d'indice. La figure 2.20 suit l'évolution d'un tel réseau en fonction des différents passages.

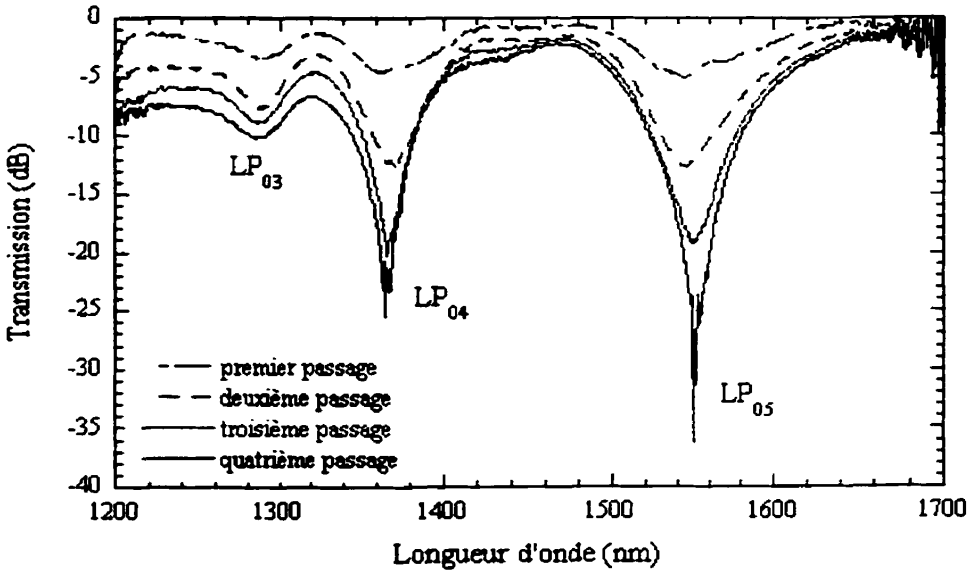

Figure 2.20 : Évolutions du spectre d'un réseau de 15 pas de 500 µm après plusieurs passages.

Selon cette figure, nous avons l'impression que le pic LP_{05} se déplace vers les grandes longueurs d'onde. Par contre, comme la position exacte du minimum d'un pic est difficile à identifier lorsque le pic n'a pas atteint le couplage maximum, nous avons pris le point milieu d'une droite horizontale coupant le pic de réjection au point d'inflexion afin d'obtenir une plus grande précision.

Les minimums de chaque pics sont reportés dans le graphique suivant en fonction du passage. Une régression linéaire affectée à chacune de ces courbes nous révèle une pente négative de -1,00 nm/passage pour le mode LP_{03}, -3,40 nm/passage pour LP_{04} ainsi que de -1,05 nm/passage pour le mode LP_{05}.

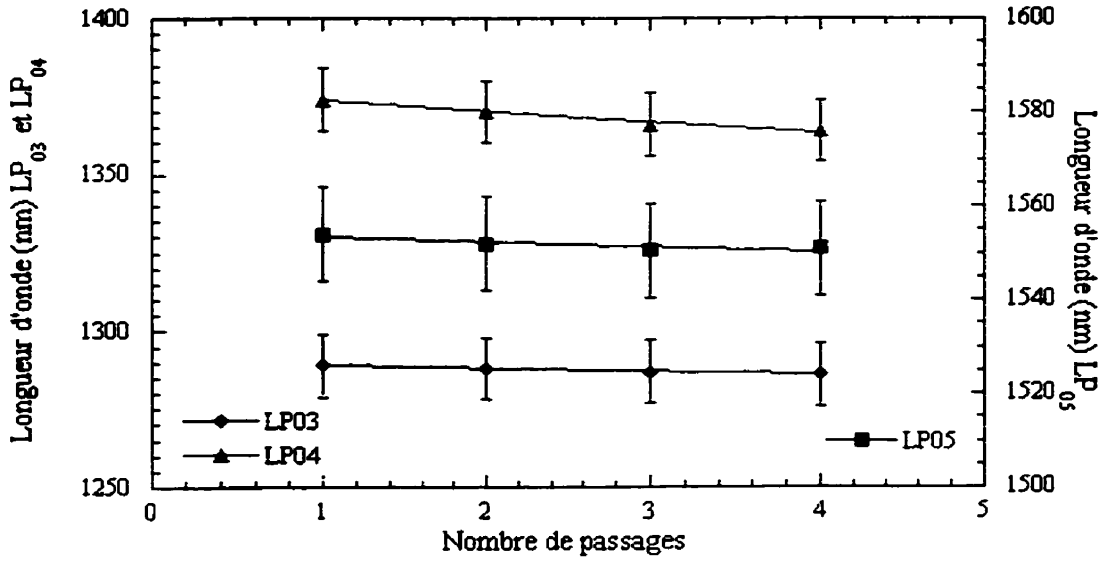

Figure 2.21 : Longueur d'onde en fonction du nombre de passage pour un réseau de 15 pas de 500 µm; décalage vers les courtes longueurs d'onde.

Nous avons donc un décalage vers les courtes longueurs d'onde qui confirme l'hypothèse selon laquelle la modulation d'indice causée par la décharge électrique est de signe négatif.

2.6 Mesure du profil du mode

Les calculs numériques nous permettent de simuler le spectre d'un réseau et de procéder à l'identification des modes en jeu dans le réseau. Il est intéressant de vérifier que les modes identifiés par les calculs numériques correspondent bien aux modes réels couplés par le réseau. C'est pourquoi nous avons pris la mesure de profil d'intensité d'un mode couplé par le réseau à longs pas.

Les réseaux à longs pas agissent comme des convertisseurs de modes; il est possible d'isoler un mode autre que le mode fondamental de la fibre en fabriquant un réseau ayant une bonne isolation à la longueur d'onde désirée.

2.6.1 Montage

Nous avons réalisé un montage pour la mesure de l'image du mode à la sortie d'un réseau à long pas qui est représenté à la figure suivante [3, 4, 9].

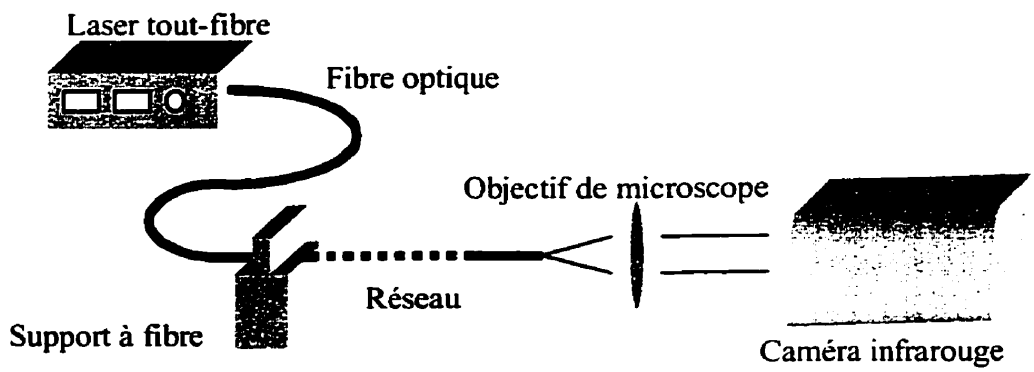

Figure 2.22 : Schéma du montage de mesure du profil d'intensité du mode.

Nous avons utilisé un laser tout-fibre conçu au Laboratoire et remanié ici pour les besoins de la cause : il est important ici que la sortie soit épurée de toute puissance provenant du laser pompe à 980 nm afin de ne pas détecter sur la cméra le signal de ce

laser pompe. La longueur d'onde de sortie de ce laser est 1560 nm avec une largeur spectrale de moins de 0,1 nm.

Nous avons réalisé des réseaux dont la longueur d'onde centrale des pics des modes était ajustés à 1560 nm à l'aide de l'étude faite à la section 2.2.1. Chaque réseau est ensuite clivé à la fin du composant et placé sur notre montage.

Comme le mode guidé par la fibre après le réseau est un mode de gaine, il est beaucoup plus influencé par le milieu extérieur qu'un mode de cœur. Il ne faut pas que la fibre soit en contact direct avec un autre matériau que l'air, sans quoi le profil d'intensité du mode pourrait être perturbé. Il faut aussi que la largeur spectrale du laser soit petite afin que la lumière du laser reste dans la région du spectre où il y a une bonne isolation entre les deux modes.

La lumière à la sortie de la fibre est collectée par un objectif de microscope en champ proche et est détectée par une caméra infrarouge. L'image de la caméra est ensuite acheminée vers un ordinateur pour l'analyse des résultats.

2.6.2 Résultats

Nous avons fait pour cette expérience un réseau avec un pas de 674 µm qui donne un pic à 1560 nm avec -24,9 dB d'isolation entre le mode fondamental et le mode de gaine à analyser.

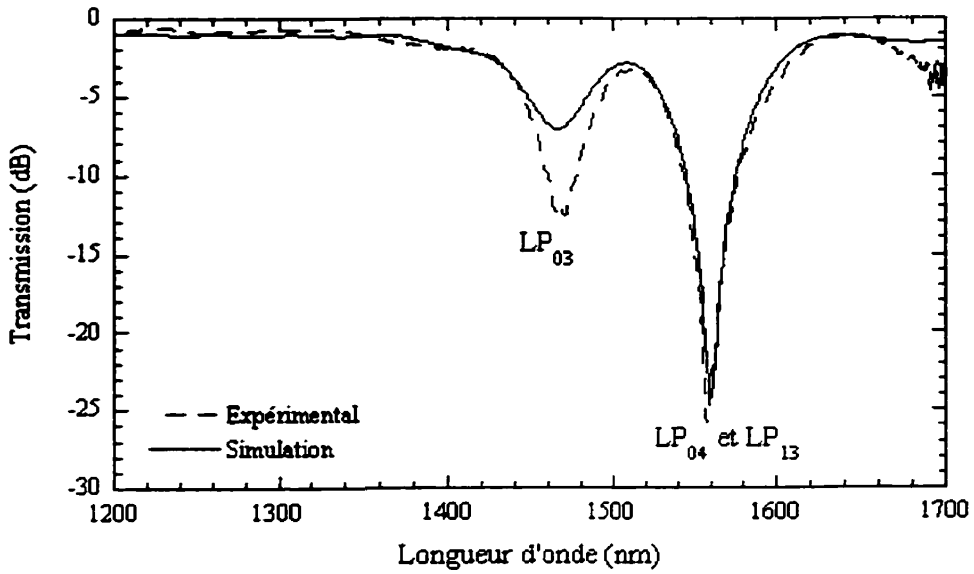

Figure 2.23 : Spectre du réseau pour la mesure du profil d'intensité et simulation du spectre du réseau et des modes LP_{04} et LP_{13}.

La simulation du réseau qui a servi à la prise de l'image du mode a été faite en introduisant un angle permettant le couplage de modes ayant une symétrie azimutale différente. Ici, nous remarquons que comme les indices effectifs des modes LP_{13} et LP_{04} sont proches, ces deux modes se recouvrent dans le spectre de notre réseau et se combinent à la sortie de notre composant pour former l'image du mode.

Les paramètres de simulations de ce réseau de 10 pas de 674 µm sont : $r_c = 3{,}725$ µm, $\Delta n = 0{,}00535$ entre le cœur et la gaine, angle de 1,65° et une modulation d'indice de -0,0027. La contribution du mode LP_{13} à la figure 2.23 est infime et ne change pas le

spectre de façon significative, mais nous remarquons que la position des modes LP_{04} et LP_{13} se chevauchent, leurs indices effectifs étant proches. Nous pouvons voir à la figure 2.24 une simulation des spectres de transmission des modes LP_{04} et LP_{13} qui sont couplés par le réseau et atténués par la gaine protectrice de plastique de la fibre. On voit que la longueur d'onde de couplage est proche pour les deux modes.

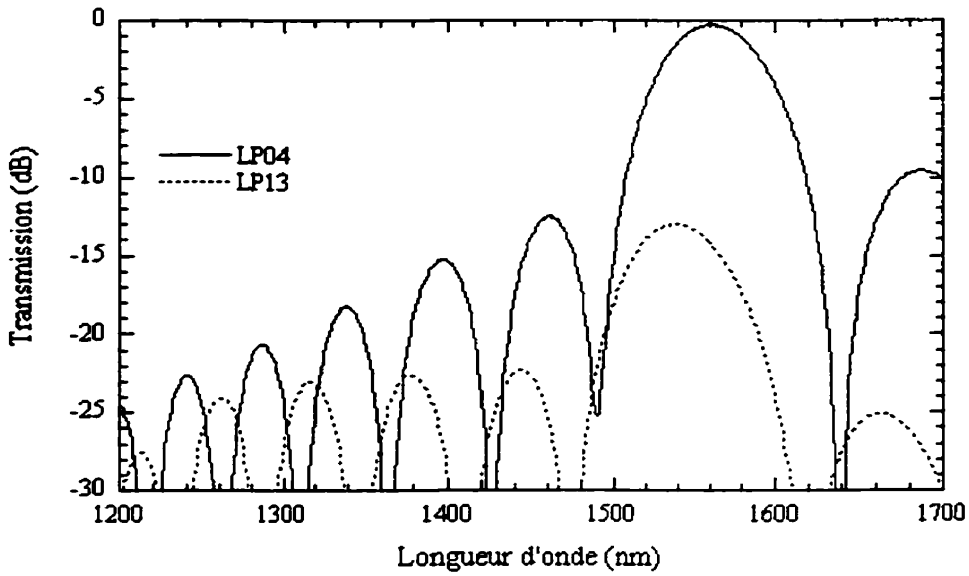

Figure 2.24 : Simulation des spectre des modes de réjection LP_{04} et LP_{13}.

L'image suivante est celle du mode couplé par le réseau à long pas telle que observée par la caméra infrarouge.

Figure 2.25 : Image du mode couplé par le réseau à longs pas prise avec la caméra infrarouge.

Nous avons pris un profil d'intensité de ce mode et comparé ensuite avec un profil théorique calculé avec un programme de simulation numérique (figure suivante). Les positions des zéros coïncident entre le profil expérimental et le profil théorique du mode LP_{04}. Par contre, il est difficile de voir le premier zéro sur la courbe expérimentale. Nous avons ajouté une légère contribution d'environ 5% du mode LP_{13} telle que suggérée par la simulation de la figure 2.23 et 2.24 et correspondant à la différence de couplage de 15 dB entre les deux modes. Cet apport fait augmenter l'intensité de la courbe théorique au niveau du premier zéro de la fonction de Bessel associée au mode LP_{04}. Nous pouvons expliquer, à l'aide d'une légère contribution d'un autre mode, le profil d'intensité des modes couplés. Nous pouvons toutefois toujours associer la majeure contribution à ce pic au mode LP_{04}, de sorte que l'identification des modes pour les simulations de la Section 2.4 est valide.

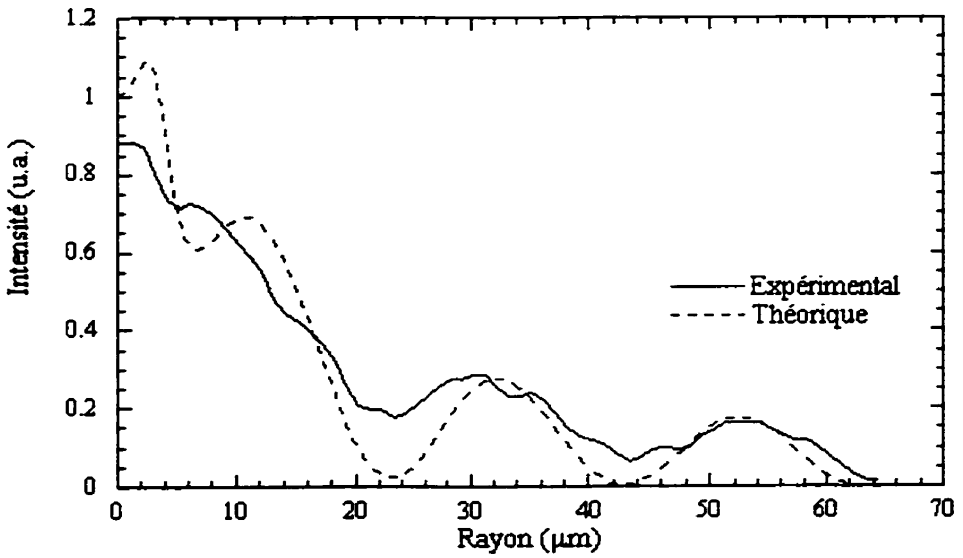

Figure 2.26 : Profil radial de l'intensité du mode expérimental et des modes théoriques.

Cette mesure nous indique que la modulation d'indice que nous induisons peut déformer légèrement la symétrie circulaire de la fibre causant ainsi un faible couplage dans des modes de gaine avec une symétrie azimutale différente.

2.7 Modification du rayon de la fibre et modification de la longueur d'onde de couplage.

Avec l'objectif de détecter le mécanisme induisant la modification de l'indice par la décharge électrique, nous avons fait des attaques chimiques à l'acide fluorhydrique sur des réseaux. Cette expérience n'a pas été concluante quant à la recherche des mécanismes, mais elle a permis de mettre en relief la variation des propriétés spectrales du réseau en fonction du diamètre de la fibre.

L'indice effectif du mode de gaine, ayant la majeure partie de sa puissance transportée dans la gaine, est modifié lorsque l'on fait varier le diamètre extérieur de la gaine. L'équation (2.6) prédit une variation de la longueur d'onde de couplage avec une variation de l'indice effectif du mode de gaine.

$$\lambda_d = \left(n_{eff,1} - n_{eff,m}\right)\Lambda \tag{2.6}$$

En modifiant le rayon de la fibre en trempant celle-ci dans l'acide fluorhydrique (HF), nous changeons l'indice effectif des modes de gaine et ainsi la longueur d'onde de couplage des modes. Il semble donc possible de pouvoir accorder la longueur d'onde de couplage d'un mode à une autre longueur d'onde en réduisant le diamètre extérieur de la fibre.

Pour réduire le diamètre extérieur de la fibre, nous avons trempé celle-ci dans le HF en mesurant en temps réel le spectre du réseau avec l'analyseur de spectre et la source blanche. Nous prenions les traces à chaque minute en retirant le réseau du bain d'acide et en lui appliquant une légère tension afin de le maintenir droit et de lui redonner ses propriétés spectrales.

Nous pouvons voir aux figures 2.27 et 2.28, l'évolution des pics en fonction du temps de trempage du réseau dans le HF. Nous avons jumelé, pour chacune des figures, une simulation de l'évolution en longueur d'onde des modes en fonction de la réduction du diamètre extérieur. Nous avons calibré le taux d'attaque (considéré constant) à l'acide de 1,4 µm/minute pour la figure 2.27 et à 1,33 µm/minute pour la figure 2.28.

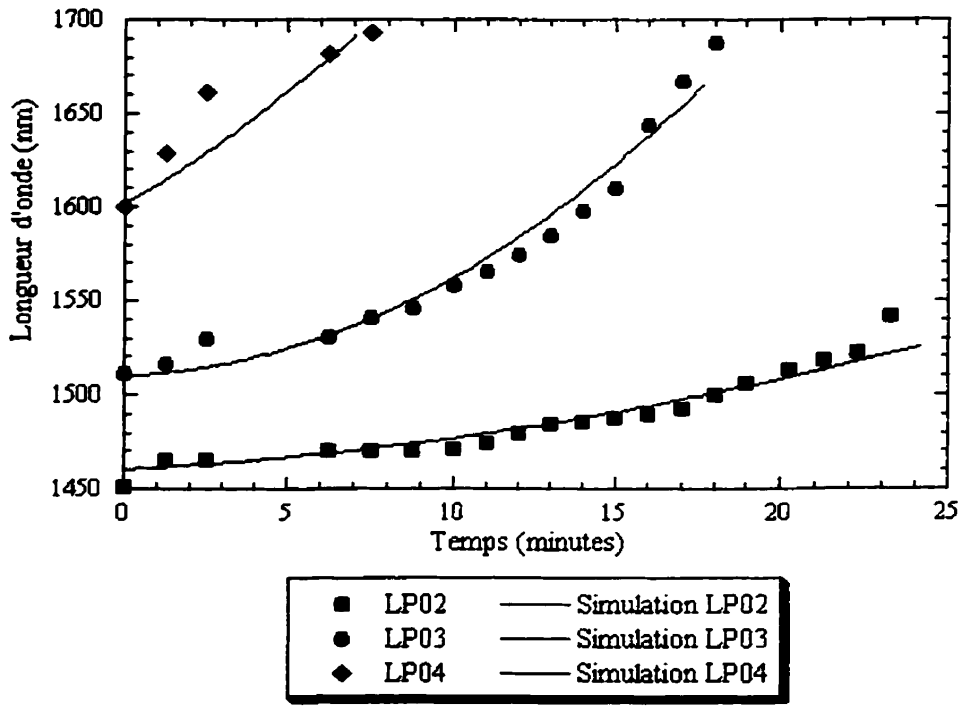

Figure 2.27 : Évolution des pics des modes d'un réseau de 700 µm de pas en fonction du temps d'exposition à l'acide fluorhydrique.

Les simulations des figures 2.27 et 2.28 ont été faites avec les paramètres de fibre regroupés au tableau suivant.

		[illegible]	[illegible]
Figure 2,27	4,0	0,00379	-0,002385
Figure 2.28	7,28	0,003778	-0,00088

Tableau 2.4 : Paramètres de simulation des réseaux.

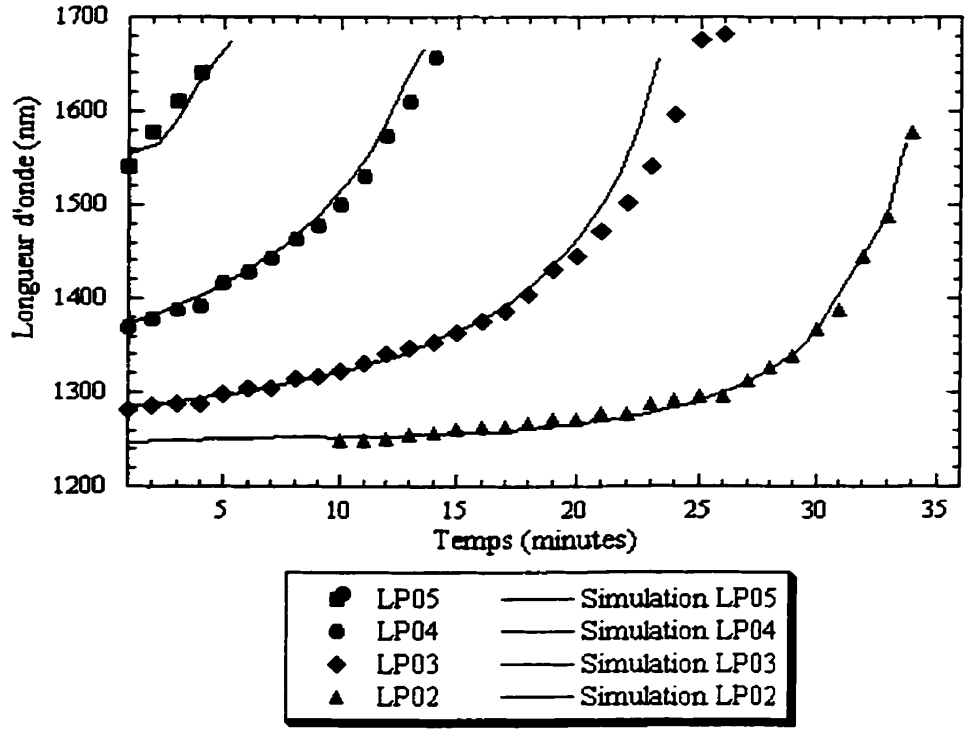

Figure 2.28 : Évolution des pics des modes d'un réseau de 500 µm de pas en fonction du temps d'exposition à l'acide fluorhydrique.

Nous voyons que les simulations correspondent bien aux résultats expérimentaux pour les deux réseaux. L'évolution en longueur d'onde pour chaque mode n'est pas linéaire. La vitesse de la variation en longueur d'onde de chaque mode n'est pas équivalente pour chacun des modes faisant que la distance entre les pics évolue avec le temps.

En plus de changer l'indice effectif en faisant varier le diamètre extérieur, nous modifions par le fait même la constante de couplage de notre réseau qui découle aussi de l'intégrale de recouvrement entre les deux modes. Nous changeons donc le paramètre de couplage CL du deuxième terme de l'équation (1.7), ce qui modifie par conséquent le transfert de la puissance entre les modes. Ainsi, l'isolation des pics est sujette aux changements en fonction de la variation de diamètre extérieur. Les figures 2.29 à 2.31 représentent la variation de l'isolation de chacun des pics en fonction du temps de

trempage dans le HF. Nous avons joint, pour chacun des modes, une simulation de l'évolution de l'isolation.

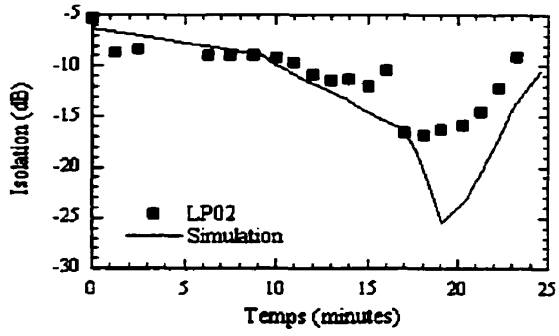

Figure 2.29 : Évolution de l'isolation du mode LP_{02} d'un réseau de 700 µm en fonction du temps de trempage.

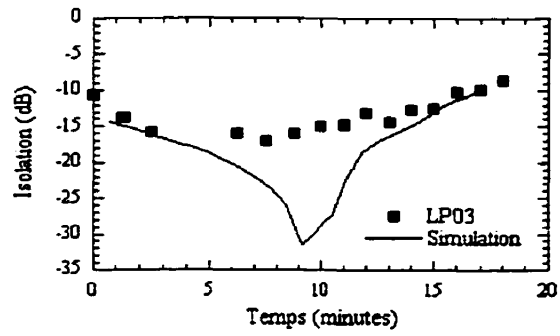

Figure 2.30 : Évolution de l'isolation du mode LP_{03} d'un réseau de 700 µm en fonction du temps de trempage.

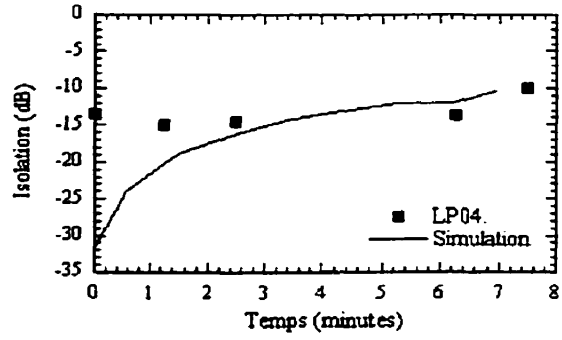

Figure 2.31 : Évolution de l'isolation du mode LP_{04} d'un réseau de 700 µm en fonction du temps de trempage.

Nous voyons que les résultats expérimentaux ne concordent pas avec les résultats des simulations. La raison est que nous avons utilisé pour fin de mesure une source blanche large qui, ayant peu de puissance, nous limite beaucoup au niveau de la mesure de l'isolation des pics. Il était impossible sur certains domaines de longueur d'onde de pouvoir mesurer une isolation plus petite que –20 dB. Nous retrouvons le même type de

résultats pour la variation de l'isolation pour le réseau de 500 µm de pas aux figures suivantes.

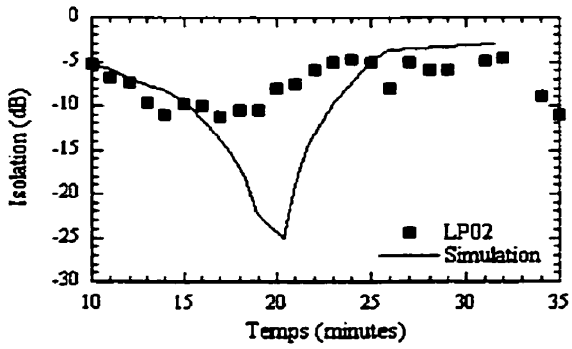

Figure 2.32 : Évolution de l'isolation du mode LP_{02} d'un réseau de 500 µm en fonction du temps de trempage.

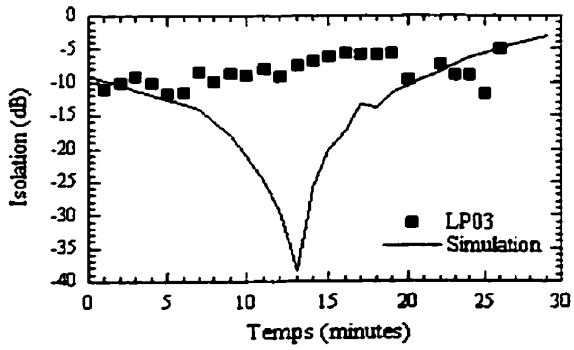

Figure 2.33 : Évolution de l'isolation du mode LP_{03} d'un réseau de 500 µm en fonction du temps de trempage.

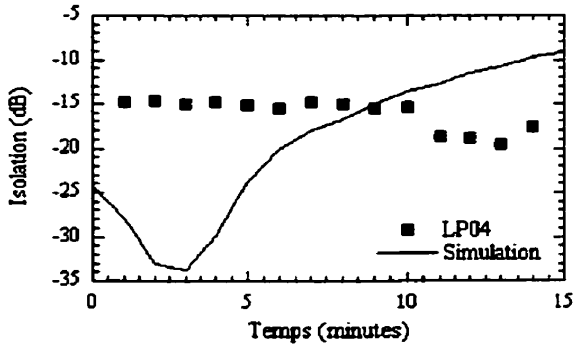

Figure 2.34 : Évolution de l'isolation du mode LP_{04} d'un réseau de 500 µm en fonction du temps de trempage.

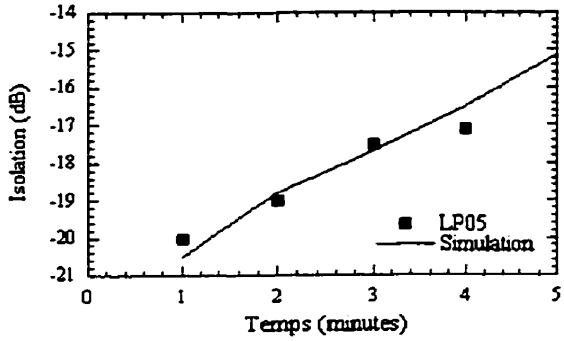

Figure 2.35 : Évolution de l'isolation du mode LP_{05} d'un réseau de 500 µm en fonction du temps de trempage.

Outre le fait que le déplacement de pics n'est pas linéaire, la variation de l'isolation des modes avec le temps de trempage combinée avec une fragilisation du composant sont des obstacles majeurs pour la modification des propriétés spectrales des réseaux par attaque chimique.

2.8 Conclusion

Nous avons réalisé un montage fonctionnel permettant la fabrication de réseaux à longs pas par décharge électrique. Nous avons réussi des réseaux montrant une isolation, dans le meilleur des cas, de plus de -35 dB. Le procédé de fabrication a été raffiné afin de minimiser les pertes d'insertion qui se situent maintenant aux alentours de 0,2 dB.

Nous avons aussi pu fabriquer des réseaux avec un saut de phase, mais le manque de reproductibilité rend la fabrication difficile et les résultats peu satisfaisants.

Nous avons vérifié les principales formules analytiques issues du chapitre 1 et provenant des solutions des équations de couplage appliquées au problème des réseaux à longs pas. Nous avons fait une étude de la longueur d'onde de couplage de nos réseaux en fonction du pas et nous avons vérifié que la largeur des pics était proportionnelle à l'inverse du nombre de pas.

Nous avons mesuré la luminescence de la fibre et montré que celle-ci augmente durant l'inscription, nous indiquant que la modulation d'indice n'est pas constante le long du réseau. Ceci cause un léger élargissement des pics dans le spectre ainsi qu'un décalage vers les courtes longueurs d'onde du pic lors de l'inscription.

Nous avons démontré que le signe de la perturbation d'indice est négatif, en comparant les spectres de réseaux auxquels nous avons augmenté la perturbation d'indice.

Des simulations numériques de nos réseaux ont été faites afin de calculer la modulation d'indice nécessaire à la fabrication des réseaux. Il faut toutefois modifier de façon importante les paramètres de la fibre afin d'obtenir le bon espacement entre les différents modes. Ces modifications importantes sont dues au fait que les simulations numériques en tiennent pas compte du profil radial de la perturbation d'indice qui n'est pas négligeable dans ce cas.

Afin de s'assurer de la correspondance des modes simulés et des modes expérimentaux, nous avons fait la mesure du profil d'un mode couplé par le réseau. Nous avons trouvé que les réseaux fabriqués avec cette méthode couplent légèrement dans des modes ayant une symétrie azimutale différente (ici LP_{13}).

Enfin, nous avons tenté de modifier les propriétés spectrales des réseaux en modifiant le diamètre de la fibre par attaque chimique. Le fait que l'évolution en longueur d'onde des pics n'est pas linéaire combiné à la variation de l'isolation des pics rend difficile l'application de cette méthode pour ajuster les propriétés spectrales des réseaux.

Chapitre 3

Caractérisation et interprétation des mécanismes

3.0 Introduction

Après avoir passé à la réalisation expérimentale des réseaux à longs pas lors du précédent chapitre, nous avons calculé à l'aide de simulations numériques la modulation d'indice nécessaire à la réalisation de ces réseaux. Nous avons aussi déterminé que le signe de la modulation d'indice était négatif. Toutefois, nous n'avons pas encore traité de la cause physique de cette modulation d'indice. Ce chapitre est dédié aux mécanismes physiques impliqués dans la réalisation des réseaux à longs pas par décharge électrique.

Les modifications importantes apportées aux caractéristiques de la fibre, telles que le rayon du cœur et le saut d'indice entre le cœur et la gaine lors des simulations, nous proposent quelques hypothèses sur les mécanismes possibles causant la modulation d'indice [11] :

1) Déformation physique de la fibre.

2) Diffusion de dopants

3) Modification de la structure interne (densification du matériau) causée par une modification des contraintes internes de la fibre.

Nous verrons au cours de ce chapitre les différentes expériences menées afin de mettre en évidence le ou les mécanismes causant la modulation d'indice dans les réseaux fabriqués par décharge électrique.

Nous débuterons notre exposé par la mesure de profil d'indice sur un échantillon modifié par l'arc électrique. Suivront ensuite les mesures de DEKTAK (profilomètre de

surface) et de Microscopie à Force Atomique (AFM) qui révéleront le rôle des contraintes comme mécanisme responsable de la modulation d'indice. Ces mesures qualitatives prouvant le rôle des contraintes sur la modulation d'indice, nous élaborerons ensuite sur une mesure quantitative des contraintes dans les fibres. Nous terminerons ce chapitre sur la mesure de PDL (pertes dépendantes de la polarisation) sur un réseau ainsi que sur les tests en température.

3.1 Mesure de profil d'indice

Nous avons pris une mesure directe de la modification d'indice et l'avons comparée aux valeurs de modulation d'indice calculés précédemment. La modulation d'indice calculée à l'aide des programmes de simulation est de l'ordre de 10^{-3}.

3.1.1 Mesure du saut d'indice causé par la décharge électrique

Nous avons fait la mesure du profil d'indice à l'aide de la méthode du champ proche réfracté. Cette méthode nécessite de faire une coupe selon le plan de section droite de la fibre sur une région qui a reçu une décharge électrique. La mesure est ensuite comparée avec la mesure d'une fibre vierge. Il est important lors de la comparaison des deux profils d'indice que l'alignement et la puissance du laser restent inchangés afin de pouvoir superposer les deux profils. La mesure à été faite avec une polarisation (figure 3.1) du laser parallèle à l'axe de déplacement de la fibre lors de la mesure. L'indice mesuré à la figure 3.2 correspond à l'indice radial (n_r).

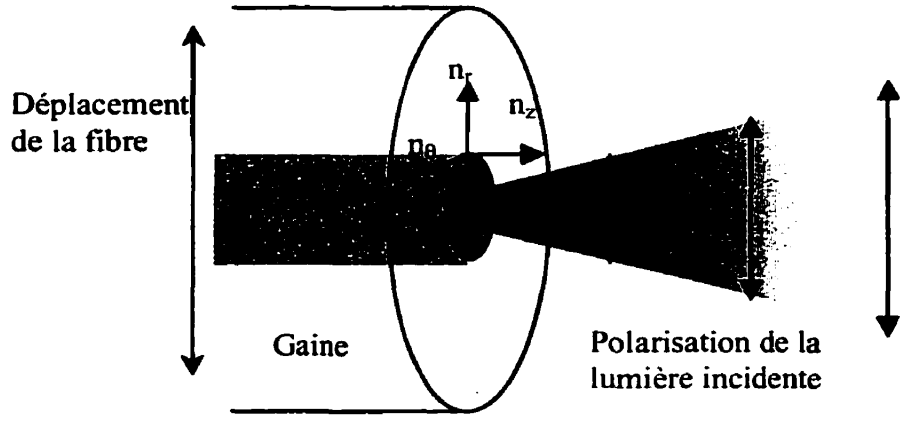

Figure 3.1 : Polarisation de la lumière incidente à la fibre lors de la mesure de profil d'indice par la méthode du champs proche réfracté.

En superposant ainsi les graphiques des deux mesures de profil d'indice, nous pouvons tirer quelques changements imposés par l'arc électrique sur la fibre.

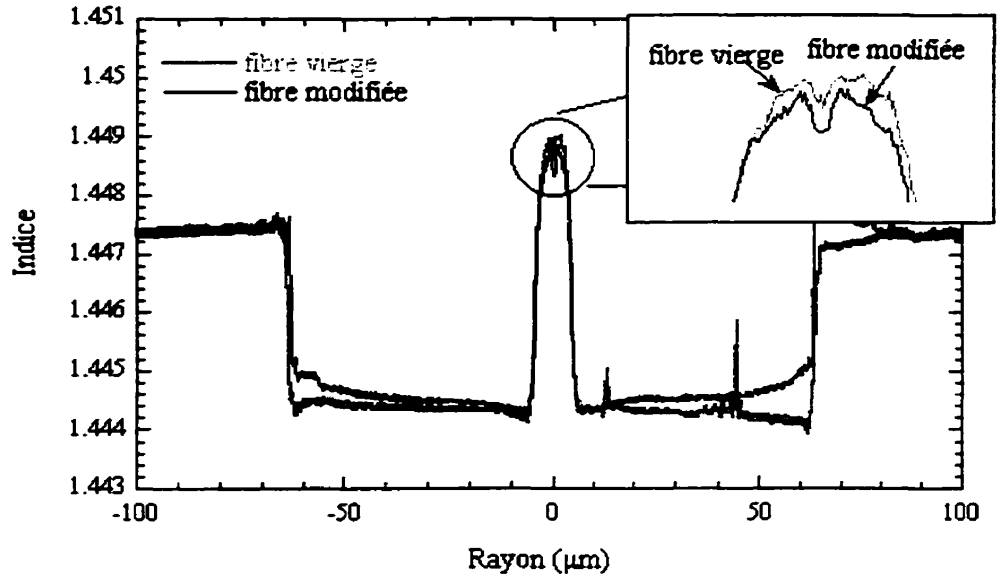

Figure 3.2 : Mesure de profil d'indice d'un échantillon de fibre modifié par l'arc électrique comparé à un échantillon vierge.

a) La différence d'indice entre le cœur de la fibre vierge et celui de la fibre modifiée n'est que de $1{,}1 \times 10^{-4}$, alors que nous nous attendions à une variation de l'ordre de 10^{-3}.

b) Il est à noter que l'indice du cœur de la fibre modifiée par l'arc électrique a subi selon cette mesure une variation négative. Cette mesure directe confirme le sens de la modulation telle que prédite par les expériences menées au chapitre 2.

c) Le diamètre du cœur ne semble pas avoir subi d'influence de la part de la décharge électrique. On peut donc éliminer l'hypothèse de la diffusion des dopants comme cause possible de la modulation d'indice du réseau.

d) Le diamètre total de la fibre a diminué légèrement selon cette mesure, mais la cause de cette modification est probablement imputable au processus de fabrication de l'échantillon. Nous verrons dans la prochaine section des mesures plus précises de modification du diamètre avec les mesures au profilomètre de surface.

3.1.2 Interprétation de la mesure de profil d'indice

Malgré le fait que nous ne pouvons pas mesurer le saut d'indice attendu, cette mesure renforce l'hypothèse selon laquelle les contraintes seraient responsables de la modulation d'indice : en clivant la fibre, nous relâchons les contraintes à la surface du plan de section droite de la fibre, [23] rendant impossible la mesure du saut d'indice attendu.

Lorsque nous faisons la différence entre les deux profils d'indice, nous voyons que la perturbation d'indice s'étend sur un rayon d'environ 7 µm de part et d'autre du centre de la fibre. La perturbation d'indice n'étant pas confinée au cœur de la fibre, l'espacement entre les pics de notre réseau dépend alors de la distribution radiale de la perturbation d'indice, d'où l'importance de la prise en compte de cette distribution dans les simulations numériques.

3.2 Mesures au profilomètre de surface

La mesure de profil d'indice décrite à la section précédente nous suggère une variation d'indice qui n'est pas uniforme le long du rayon de la fibre. Nous avons voulu voir de façon qualitative les effets de l'arc électrique sur les fibres en soumettant celles-ci à une attaque chimique dans une solution d'acide fluorhydrique. On sait que le taux d'attaque au HF est sensible aux variations de densité et de contrainte de la silice [24].

La différence d'attaque est prise en faisant la différence entre l'attaque sur une région ayant subie une décharge et celle à un endroit non modifié par l'arc électrique. Avec différents temps de trempage, nous nous trouvons à faire une étude de la différence d'attaque en fonction du rayon de la fibre. Comme ces différences d'attaque ne sont pas visibles à l'œil nu, la mesure de ces variations se fait à l'aide d'un profilomètre de surface le long de l'axe de la fibre. La mesure au profilomètre de surface s'effectue en promenant, le long de la fibre, une pointe qui relève la topographie de la surface sur laquelle la pointe se déplace.

3.2.1 Déformation de la fibre sous l'effet des arcs électriques

La déformation de la fibre n'est pas apparente au microscope lors de la fabrication : on se souvient que la recette de fabrication a été élaborée de façon à ce qu'il n'y ait pas de déformation visible de la fibre. Par contre, la mesure au profilomètre de surface sur un échantillon n'ayant pas subi l'attaque chimique nous indique une légère modification du diamètre de la fibre de l'ordre de 1 μm imputable aux arcs électriques.

Ces faibles déformations ne peuvent toutefois pas expliquer à elles seules la forte modulation d'indice créée par l'arc électrique. Les déformations ne sont présentes qu'à la surface extérieure de la fibre et on n'observe aucune modification de la fibre au niveau du cœur (section 3.1), là où se produit le couplage vers les modes d'ordre supérieurs. Comme aucune déformation physique de la fibre n'est présente dans le cœur,

on peut donc rejeter l'hypothèse selon laquelle la modulation d'indice serait imputable à une déformation physique. Nous avons donc éliminé deux des trois hypothèses des causes de la modification d'indice. Il reste donc à vérifier la dernière hypothèse portant sur les contraintes mécaniques.

3.2.2 Mesure de la déformation en fonction de l'attaque chimique au HF

Nous avons voulu déceler, avec l'attaque chimique au HF, des indices concernant la modification de la structure qui prévaut au niveau de la gaine. Nous avons fait pour la mesure trois réseaux pour trois temps différents d'attaque au HF. Les échantillons sont fixés sur des lamelles de microscope. Des mesures à l'aide du profilomètre de surface le long de l'axe de ces échantillons nous permettent de suivre la déformation relative entre les régions modifiées et non modifiées par l'arc électrique.

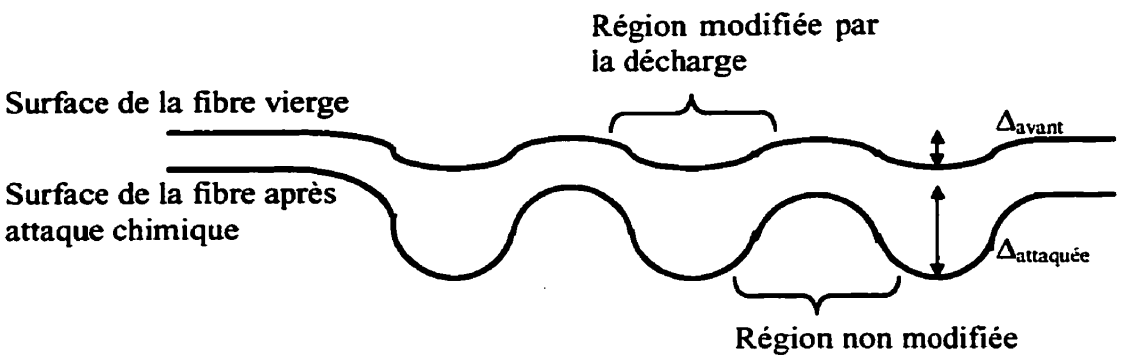

Figure 3.3 : Surface de la fibre pour les mesures de profilomètre de surface.

Nous avons fait une moyenne sur tous les pas du réseau pour chaque temps de trempage et fait la différence entre la déformation avant et après le trempage. Pour fin de comparaison, nous avons normalisé ce résultat en divisant ce dernier par la déformation avant la décharge; l'équation (3.1) exprime ce résultat.

$$\text{Différence normalisée} = \frac{\Delta_{attaquée} - \Delta_{avant}}{\Delta_{avant}} \qquad (3.1)$$

Ces mesures sont reportées à la figure 3.4 et nous indiquent que les régions ayant subi les décharges électriques sont attaquées préférentiellement à raison d'une vitesse de réaction plus rapide d'environ 40% à la surface de la fibre.

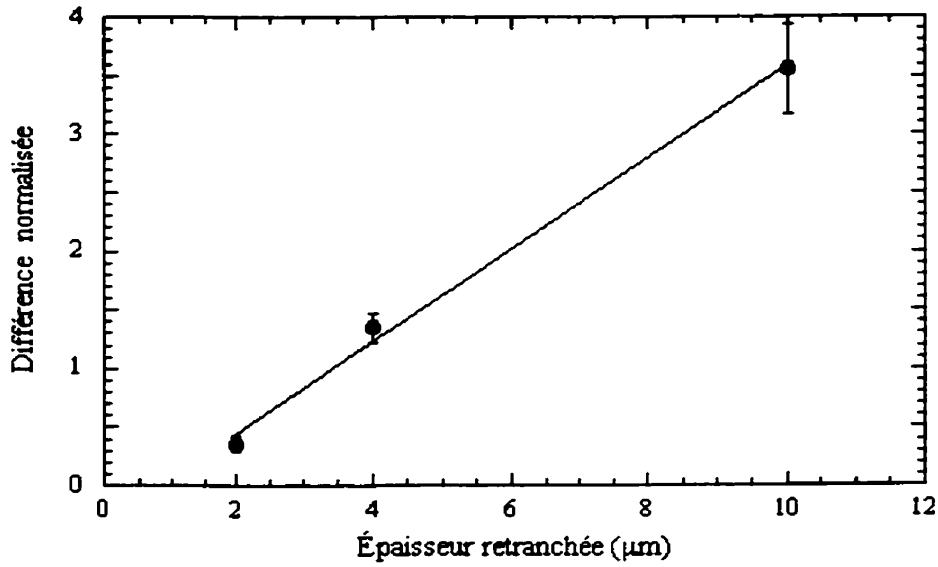

Figure 3.4 : Mesure de la différence d'attaque normalisée en fonction de l'épaisseur de fibre retranchée.

Cette mesure est toutefois limitée par le fait que le contraste entre les régions modifiées et vierge diminue avec le temps d'attaque et qu'il est difficile d'aligner la pointe du profilomètre de surface avec la fibre à mesure que le diamètre de la fibre rétrécit. Cette méthode ne peut donc pas rendre compte des changements subis au delà de 10 µm sous la surface extérieure.

Par contre, en laissant la fibre plus d'une demi-heure dans la solution de HF, nous avons remarqué au microscope (Voir schéma à la figure 3.5) que les régions modifiés par décharge électrique avaient été moins attaquées avec une différence de 10% sur le diamètre; le diamètre total de la fibre étant de 30,5 µm. Ce résultat nous suggère que la modification de structure aux alentours du cœur de la fibre est à l'inverse de celle qui prévaut proche de la surface extérieure de la fibre.

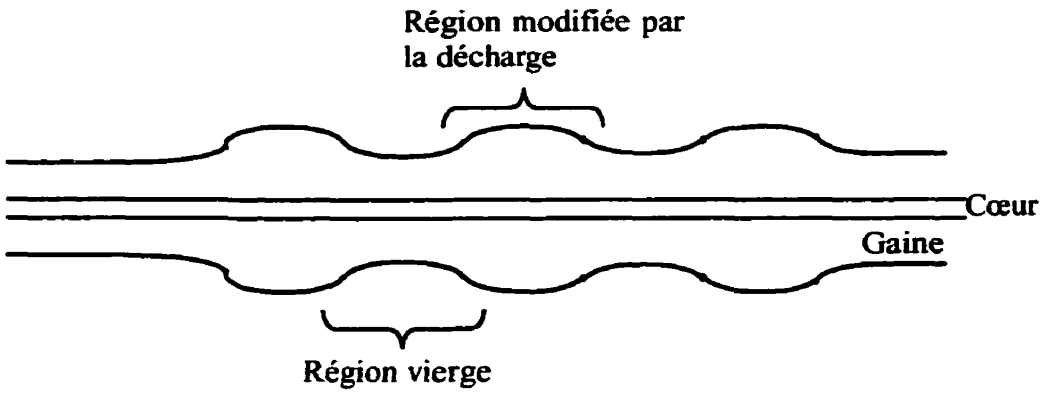

Figure 3.5 : Schéma du réseau attaqué au HF tel que vu au microscope.

Ces derniers résultats vont de pair avec la mesure de profil d'indice qui montre une variation d'indice différente à la surface de la fibre et proche du cœur. On se rappelle que la variation d'indice était positive proche de la surface et légèrement négative proche de l'interface cœur-gaine sur la figure 3.2.

3.3 Mesures AFM

Les mesures faites au profilomètre de surface étant impossibles à faire lorsque nous travaillons près du cœur en raison des dimensions restreintes de l'endroit où nous désirons les effectuer, nous recourrons aux mesures faites avec le Microscope à Force Atomique (AFM).

3.3.1 Explication de la mesure

Contrairement à la mesure faite avec le profilomètre de surface, la mesure AFM se fait sur la surface du plan de section droite de la fibre. Nous pouvons à cet égard recueillir de l'information quant aux modifications de structure se situant au niveau du cœur.

Pour se faire, les échantillons sont clivés aux endroits modifiés par la décharge électrique et traités au HF avec différents temps de trempage. Pour fin de comparaison, nous avons associé pour chaque temps de trempage un échantillon vierge avec un échantillon modifié par la décharge électrique.

La mesure AFM nous retourne une carte topographique de la surface clivée. De cette carte, nous allons tirer l'information des modifications structurales au niveau du cœur de la fibre.

3.3.2 Résultats

Une mesure AFM faite sur un échantillon vierge nous informe que la surface reste parfaitement lisse lorsqu'elle n'a pas subi de traitement au HF. La coupe suivant le plan de section droite de la fibre n'influence donc pas la mesure de la surface.

La figure 3.6 montre une cartographie de notre échantillon modifié par l'arc électrique et traité chimiquement pendant 2 minutes. Nous pouvons distinguer le cœur du reste de la gaine sur cette cartographie de l'échantillon prise par l'AFM.

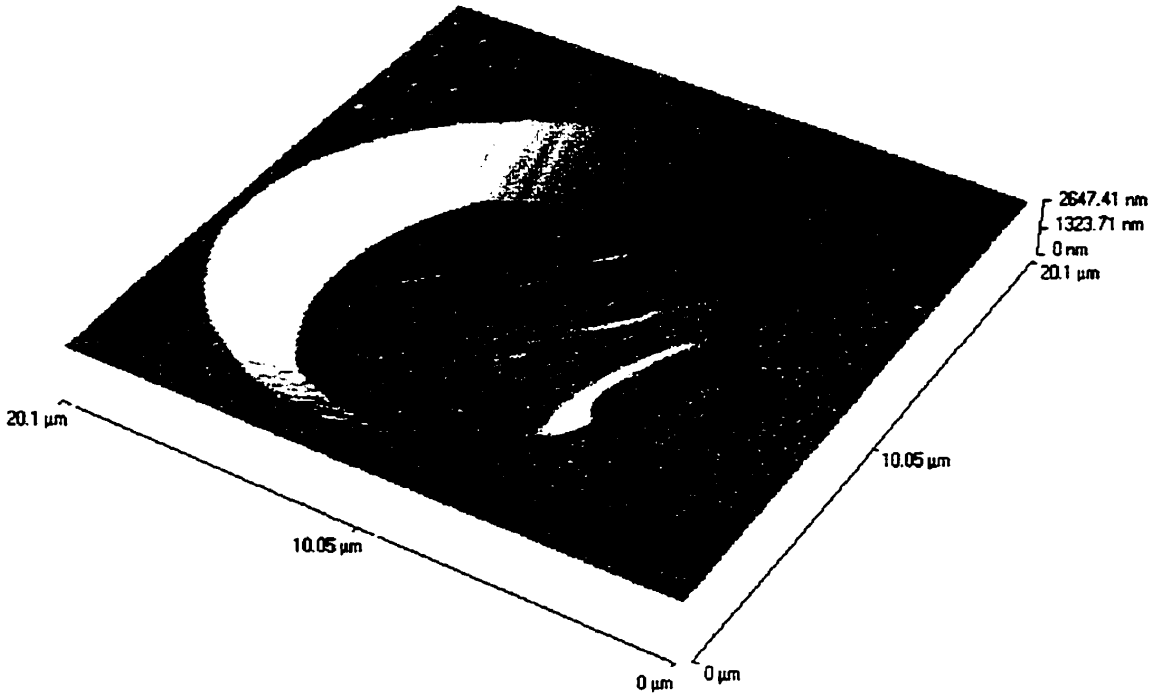

Figure 3.6 : Cartographie AFM selon le plan de section droite d'une fibre modifiée par décharge électrique et attaquée au HF pendant 2 minutes.

La mesure faite sur un échantillon ayant subi le même traitement chimique (figure 3.7), mais n'ayant pas été modifié par l'arc électrique, donne une cartographie ayant la même apparence visuelle, mais avec un taux d'attaque différent entre le cœur et la gaine. Nous présentons au tableau suivant les différences d'attaque au HF entre le cœur et la gaine pour les fibres vierges et modifiées par décharge et ce, pour chaque temps d'attaque.

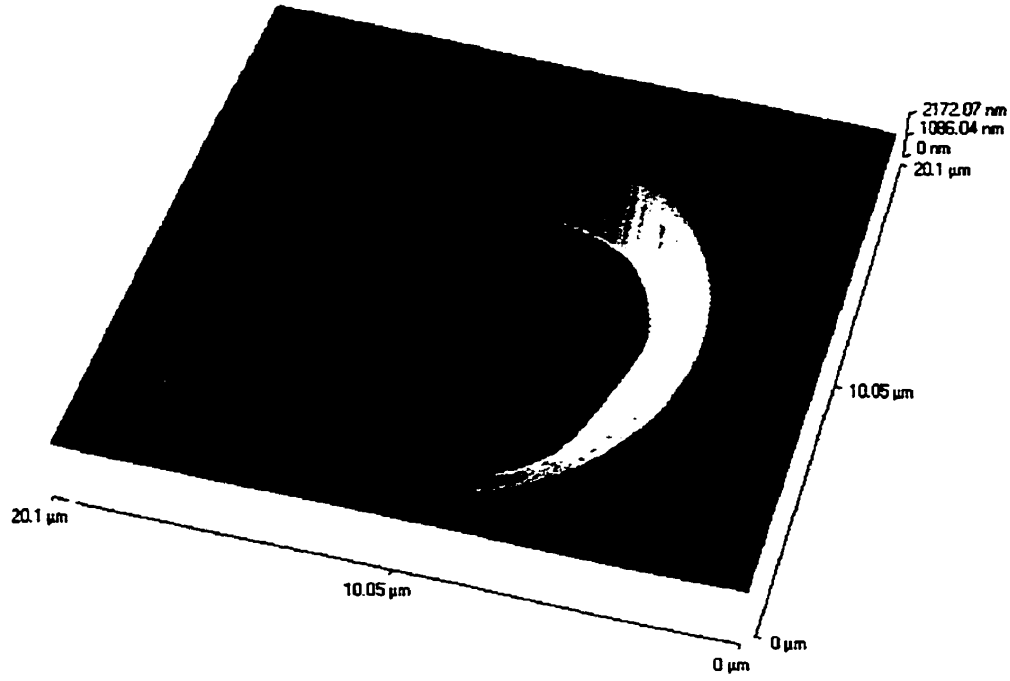

Figure 3.7 : Cartographie AFM du plan de section droite d'une fibre vierge attaquée au HF pendant 2 minutes.

2 minutes	non	1336,3 nm
	oui	1692,9 nm
4 minutes	non	1863,3 nm
	oui	2299,5 nm

Tableau 3.1 : Différence d'attaque entre le cœur et la gaine lors des mesures AFM.

Dans le cas des deux temps d'attaque, le cœur de l'échantillon modifié à l'arc électrique a été préférentiellement attaqué par rapport à un cœur non modifié par décharge électrique. La différence d'attaque entre une fibre vierge et modifiée par décharge est de 356,6 nm (27%) pour une attaque de 2 minutes et de 436,2 nm (24%) pour l'attaque de 4 minutes.

Lors des attaques de 4 minutes, nous commençons à voir la dépression d'indice au centre du cœur de la fibre. La méthode a aussi rendu possible la détection d'un anneau (non présenté ici) au centre de la gaine qui est un vestige de la méthode de fabrication de la fibre. Cette méthode est donc sensible aux éléments de contrainte dans la fibre qui peuvent être responsables de la modification de l'indice dans la fibre [24].

La figure 3.8 nous montre une mesure faite avec l'AFM sur laquelle on peut voir le cœur d'une fibre vierge ayant subi un traitement au HF pendant 4 minutes. On remarque au centre du cœur une structure associée à la dépression d'indice qui est le creux d'indice au centre du cœur et qui est vestige de la méthode de fabrication de la fibre.

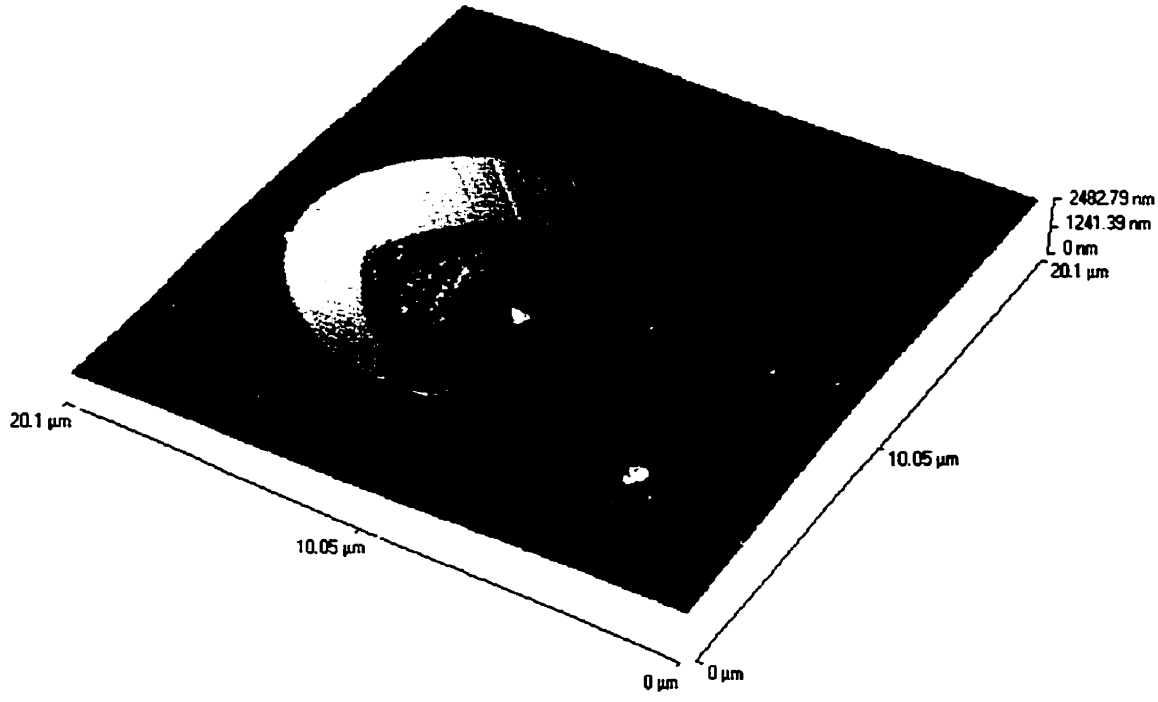

Figure 3.8 : Cartographique AFM d'une fibre vierge attaquée 4 minutes au HF où l'on peut voir la dépression d'indice au centre du cœur.

La figure suivante nous montre une cartographie AFM d'une fibre modifiée par décharge électrique attaquée 4 minutes au HF.

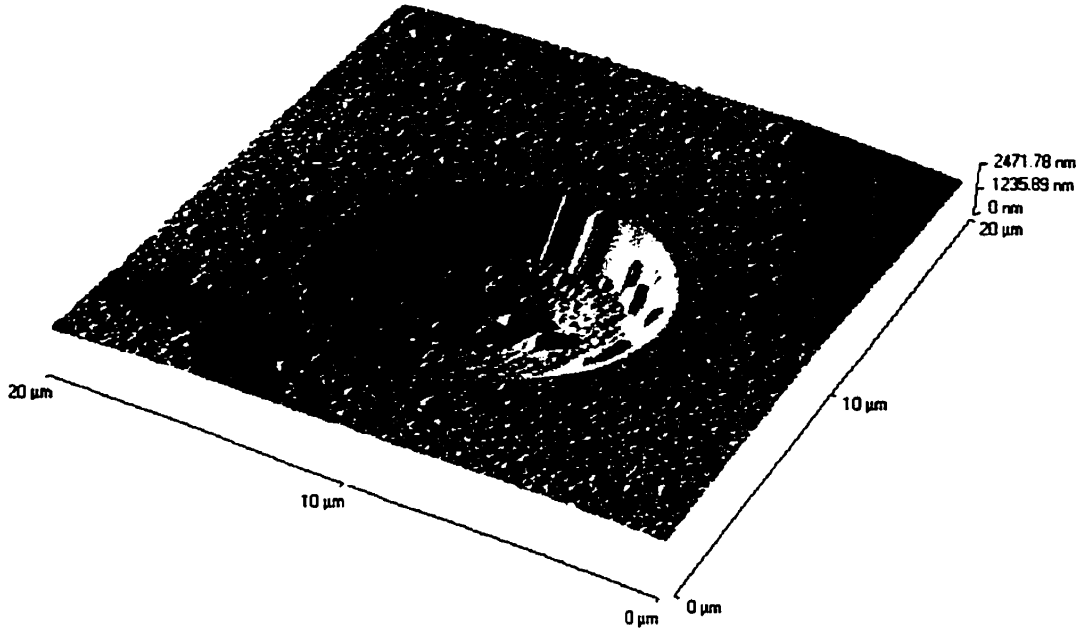

Figure 3.9 : Cartographie AFM d'une fibre modifiée par décharge électrique et attaquée 4 minutes au HF.

Nous pouvons donc voir les éléments possédant des contraintes différentes résultant de la méthode de fabrication des fibres. Les différences d'attaque entre les fibres modifiées par les décharges électrique et les échantillons vierges nous prouvent le rôle des contraintes au niveau du cœur de la fibre.

3.3.3 Conclusion

Les mesures faites au profilomètre de surface et à l'AFM lorsque les échantillons ont été soumis à l'attaque chimique nous indiquent que l'arc électrique agit sur les contraintes internes de la fibre qui seraient le mécanisme responsable de la modulation d'indice.

Nous avons vu dans le cas des mesures AFM que le cœur est préférentiellement attaqué (≅25%) après avoir subi une décharge électrique. Cela nous prouve le rôle des contraintes comme cause de modulation d'indice dans le cœur.

L'arc électrique agit aussi sur les contraintes dans la gaine. Les mesures faites au profilomètre de surface nous montrent que l'extérieur de la fibre est préférentiellement attaqué d'environ 30% pour les fibres modifiées par l'arc électrique. Après avoir laissé ces fibres plus de 30 minutes dans une solution de HF, l'attaque se faisait alors préférentiellement sur les régions non perturbées de la fibre. Ces résultats sont en accord avec le profil d'indice dans la gaine tel que mesuré par la méthode du champ proche réfracté à la section 3.1.

Les mesures effectuées au profilomètre de surface et à l'AFM ne peuvent être comparées une à l'autre, car les surfaces libres lors des mesures ne sont pas les mêmes. Les contraintes sortantes de la surface doivent s'annuler à la surface [23]. Lors des mesures au profilomètre de surface, la surface libre est le diamètre extérieur de la fibre correspondant à la contrainte selon le rayon (σ_r) qui doit être nulle. Dans le cas mesures AFM, c'est la contrainte axiale (σ_z) qui doit s'annuler, la surface libre étant la surface du plan de section droite de la fibre.

Quoiqu'il en soit, ces expériences permettent de confirmer le rôle des contraintes comme cause de la modulation d'indice dans les réseaux faits par décharge électrique. Cette modification de l'indice n'est pas restreinte au cœur, mais possède un profil radial qui suit les variations des contraintes. Ces mesures restent toutefois des mesures qualitatives et une mesure quantitative de ces variations de contrainte est la prochaine étape dans la caractérisation des mécanismes.

3.4 Rôle des contraintes dans la modification de l'indice

Le rôle des contraintes comme cause possible du changement d'indice dans les réseaux faits par décharge électrique et au laser CO_2 a souvent été exposé dans plusieurs références [7, 10] ainsi que les modifications de contraintes lors de l'épissurage par fusion [21]. La SMF-28 semble posséder de grandes contraintes axiales au niveau de la gaine [25] et la relaxation de celles-ci serait responsable de notre modulation d'indice.

Les tests faits avec les mesures au profilomètre de surface et à l'AFM sur des fibres traitées dans une solution de HF nous confirment le rôle des contraintes comme cause de la modulation d'indice dans les réseaux à longs pas faits par décharge électrique, mais elles ne donnent pas de mesure quantitative de l'état des contraintes et donc de la variation d'indice.

Cette section est consacrée à l'étude des contraintes dans les fibres optiques et à la réalisation d'un montage de mesure de ces contraintes afin de quantifier la modulation d'indice causé par la décharge électrique dans les fibres.

3.4.1 Théorie des contraintes

L'étude théorique des contraintes dans deux cylindres concentriques a été faite [23], et plus spécifiquement dans les guides optiques cylindriques [26-28]. Nous résumerons ici les principales équations tirées de la théorie.

3.4.1.1 Type de contraintes

Il existe trois types de contrainte dans les fibres [29] :

1) Les contraintes thermiques, causées par une différence entre les coefficients de dilatation thermique et qui laissent dans la fibre des contraintes résiduelles lors du refroidissement de celle-ci.

2) Les contrainte hydrostatiques, qui surviennent lorsque le cœur est liquide alors que la gaine s'est solidifiée ($T^*_{gaine} > T^*_{coeur}$)où T^* est la température de transition à laquelle le verre devient visqueux. Le cœur n'ayant pas de surface libre, il exerce une pression hydrostatique sur la gaine.

3) Les contraintes mécaniques, qui surviennent dans le processus de fabrication lors de l'étirage de la préforme.

Les contraintes résiduelles, que l'on retrouve dans les fibres à la température de la pièce, regroupent les contraintes thermique et mécanique. Lorsque nous parlons de relâchement des contraintes (frozen-in stress) dans la fibre lors d'un chauffage, nous relâchons uniquement les contraintes mécaniques, les contraintes thermiques entre le cœur et la gaine étant toujours présentes après refroidissement.

Lors de l'arc électrique, la variation de contrainte est causée par le relâchement des contraintes mécaniques. La distribution axiale de température de l'arc électrique détermine la distribution selon cet axe des relâchements des contraintes [21].

3.4.1.2 Forme des contraintes

La définition de la contrainte est une force interne par unité de surface [30] On définit la contrainte normale par la relation (3.2) [30], dont les unités s'expriment en MPa.

$$\sigma_{xx} = \lim_{\Delta A_x \to 0} \frac{\Delta F_x}{\Delta A_x} \tag{3.2}$$

En coordonnées cylindriques, la forme des contraintes dans les fibres est donnée par les expressions (3.3) pour ce qui est de la gaine avec la notation de Brugger [23, 26] :

$$\begin{cases} \sigma_{rr} = A_{go} - \dfrac{B_{go}}{r^2} \\ \sigma_{\theta\theta} = A_{go} + \dfrac{B_{go}}{r^2} \\ \sigma_{zz} = C_{go} \end{cases} \tag{3.3}$$

Les termes non-diagonaux sont nuls et A_{go}, B_{go} et C_{go}, sont des constantes qui dépendent des conditions aux frontières dont l'indice « go » se réfère à la gaine optique. Nous pouvons remarquer que le profil de contrainte de σ_{rr}, en $-1/r^2$ dans la gaine possède la même tendance que le profil d'indice de la gaine d'une fibre modifiée par décharge électrique mesurée précédemment à la figure 3.2. Nous avions alors associé cette composante à la composante radiale de l'indice de réfraction en raison de la polarisation du laser incident.

Les termes diagonaux du tenseur de contrainte au niveau du cœur sont indépendants du rayon [23]. Les termes non-diagonaux restent nuls. L'indice « co » se réfère au cœur de la fibre.

$$\begin{cases} \sigma_{rr} = A_{co} \\ \sigma_{\theta\theta} = A_{co} \\ \sigma_{zz} = C_{co} \end{cases} \tag{3.4}$$

De ces équations, il est possible de tirer analytiquement les différentes constantes (A_i, B_i, C_i) en fonction de la température [23].

3.4.2 Théorie de la mesure des contraintes dans les fibres

Nous avons choisi de réaliser le montage de mesure de contraintes proposé par Chu et Whitbread [31], montage qui a été utilisé par d'autres groupes pour la mesure de contraintes dans les préformes [32], les fibres [29, 33] et les réseaux de Bragg [34]. Pour ces derniers, la méthode de mesure est complexe et peu détaillée au niveau de la méthode utilisant un 'half shade device'[35]. Nous présentons ici un résumé de la théorie de la mesure telle que présentée dans l'article de Chu et Withbread [31]. Le schéma du montage ainsi qu'une description détaillée de toutes les composantes se trouvent à la section suivante.

Les rayons du laser polarisés à 45°, selon l'axe longitudinal de la fibre, traversent celle-ci comme représenté à la figure 3.10, issue de l'article de Chu et Withbread [31]. La polarisation à 45° permet de séparer de façon égale les composantes parallèle et perpendiculaire de la lumière à l'axe de la fibre.

L'échantillon est placé dans du glycérol ($n \approx n_{go}$) pour contrer l'effet de lentille causé par la courbure de la surface de la fibre.

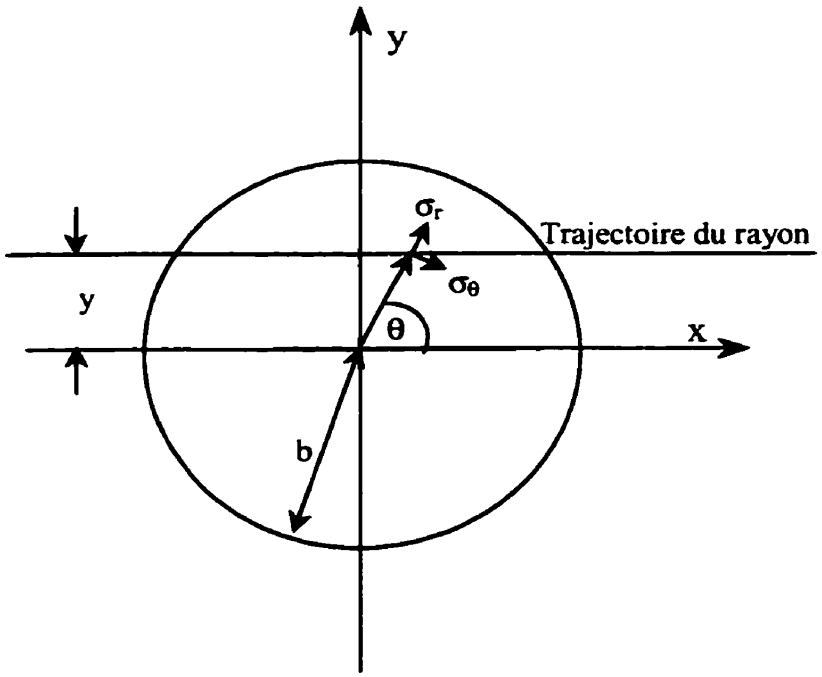

Figure 3.10 : Trajectoire du rayon dans la fibre optique.

S'il existe un retard entre les deux composants, il y a présence d'une contrainte selon l'axe de la fibre causant une biréfringence au sein du matériau. Le retard R, qui introduit une différence de phase, exprimée en nm, causé par cette biréfringence, est relié aux contraintes de la façon suivante [31].

$$R(y) = C \int_{-\sqrt{b^2-y^2}}^{\sqrt{b^2-y^2}} (\sigma_z - \sigma_y)\, dx, \tag{3.5}$$

où σ_y est une combinaison linéaire des vecteurs σ_θ et σ_r dans le plan de section droite de la fibre, b est le rayon de la fibre et C est le coefficient stress optique qui s'exprime en mm^2/Kg dans cette publication [31]. En séparant les éléments de cette intégrale il se trouve, par symétrie, que la partie comportant σ_y est nulle [23]. Le calcul de cette intégrale (équation (3.6)) a été démontré par Poritzky [23].

$$\int_{-\sqrt{b^2-y^2}}^{\sqrt{b^2-y^2}} \sigma_y dx = 0 \tag{3.6}$$

Nous pouvons écrire l'équation (3.5) en coordonnées polaires. En appliquant la transformée d'Abel (annexe B), nous pouvons isoler le terme de la contrainte axiale σ_z en fonction du retard R(y).

$$\sigma_z(y) = \frac{-1}{\pi C} \int_r^b \frac{dR(y)/dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \tag{3.7}$$

De cette contrainte axiale, nous pouvons alors aller chercher toutes les autres composantes de la contrainte élastique [33]

$$\sigma_r(r) = \frac{1}{r^2} \int_0^r \sigma_z(r') r' dr' \tag{3.8}$$

La dernière composante se trouvent à l'aide de l'équation suivante.

$$\sigma_\theta = \sigma_z - \sigma_r \tag{3.9}$$

Ces deux dernières équations sont valides seulement lorsque nous nous trouvons dans le domaine élastique du matériau, c'est-à-dire lorsque la température $T < T^*$. C'est le cas lorsque nous nous trouvons à la température de la pièce. À l'aide de ces trois composantes, nous pouvons maintenant retracer les variations d'indice de réfraction :

$$\begin{cases} \Delta n_r = -C_1\sigma_r - C_2(\sigma_\theta + \sigma_z) \\ \Delta n_\theta = -C_1\sigma_\theta - C_2(\sigma_r + \sigma_z) \\ \Delta n_z = -C_1\sigma_z - C_2(\sigma_\theta + \sigma_r) \end{cases} \tag{3.10}$$

avec C_1 et C_2, les coefficients de contraintes optiques pour les rayons ordinaires et extraordinaires respectivement [33] pour chaque composant de l'indice. Ces coefficients sont positifs de sorte qu'en présence d'une contrainte en tension (positive), l'indice de réfraction diminue [28]. Ils sont reliés au coefficient de contrainte optique C par la relation (3.11) [33].

$$C = C_2 - C_1 \tag{3.11}$$

Nous avons maintenant en main tous les éléments de théorie concernant la mesure des contraintes dans les fibres optiques. La prochaine section est consacrée à l'explication des différents éléments composant le montage de mesure des contraintes dans les fibres.

3.4.3 Montage de mesure

Nous avons utilisé la méthode utilisée par Chu et Withbread [31] et dont d'autres auteurs se sont inspirés pour les mesures des contraintes dans les fibres optiques et les préformes [29, 33, 36]. La Figure 3.11 représente les différents éléments du montage de mesure des contraintes.

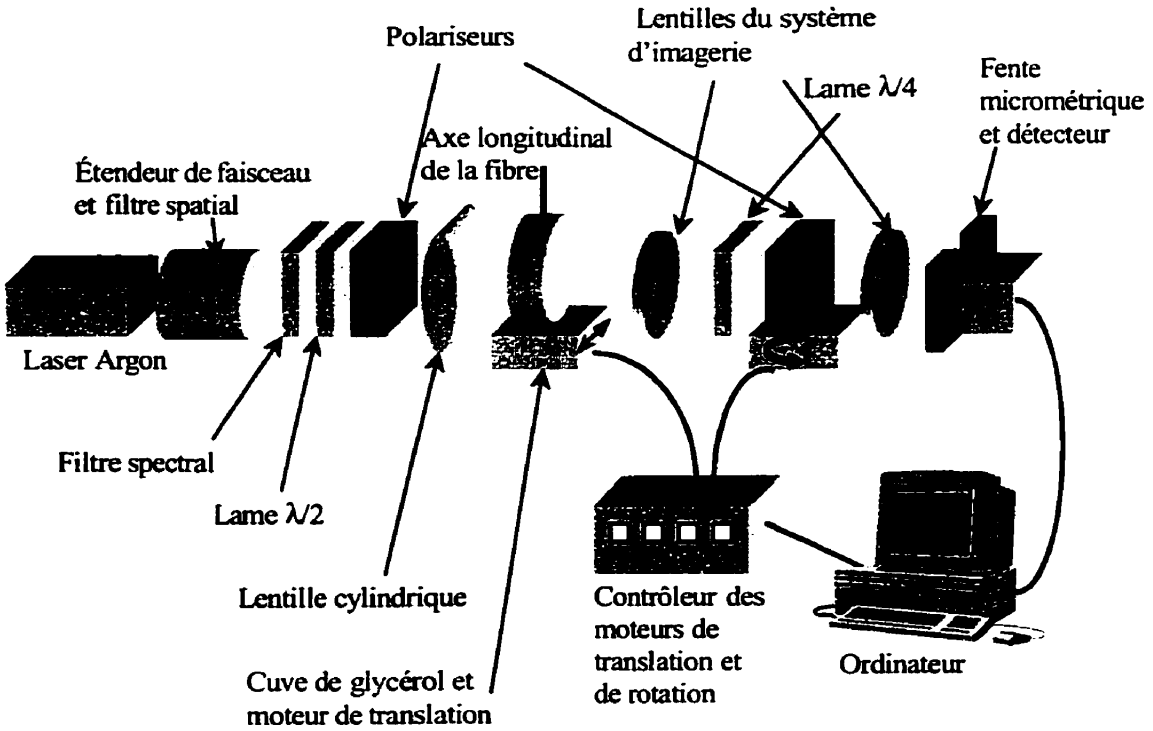

Figure 3.11 : Montage servant à la mesure des contraintes dans les fibres.

- À la sortie du laser se trouve un filtre spatial servant à purifier le faisceau afin d'obtenir un faisceau gaussien à la sortie.
- L'étendeur de faisceau sert à agrandir le faisceau afin d'obtenir un diamètre d'environ 1 cm.
- Le filtre spectral (laser line filter 10 nm) permet de choisir une des deux longueurs d'onde sortant du laser et de choisir les éléments de polarisation en conséquence ; la longueur d'onde de la raie est de 488 nm.
- La lame λ/2 tourne le plan de polarisation du laser et est orientée de façon à ce que le faisceau à la sortie soit orienté à 45°.
- Le polariseur filtre les composantes de polarisation qui ne seraient pas orientées à 45°.

- La lentille cylindrique, dont l'axe est orienté perpendiculairement à celui de la fibre, focalise la lumière sur la fibre permettant d'augmenter la puissance lumineuse traversant la fibre et ainsi d'augmenter la puissance reçue par le détecteur durant la prise de mesure. Ceci améliore la précision lors de la recherche, sur les courbes de puissance, du minimum d'intensité correspondant à l'angle ϕ.
- La cuve de glycérol contre les effets de lentille et sert de support à échantillon.
- La lame $\lambda/4$ redonne au faisceau une polarisation linéaire.
- Le système d'imagerie (détaillé plus bas) permet de faire une image de la fibre sur le détecteur.
- Le détecteur, combiné à l'analyseur, permet de retrouver l'angle de rotation du plan de polarisation.

Nous introduisons dans la fibre un faisceau polarisé linéairement à 45°. Ceci aura pour effet de donner une polarisation elliptique au faisceau. La lame quart d'onde, orientée selon l'axe principal de l'ellipse de polarisation, redonne en faisant subir un déphasage de $\pi/2$, une polarisation linéaire au faisceau. Cette dernière est orientée cette fois avec un angle ϕ qui est fonction du retard de phase $R(y)$ subi dans la fibre selon la relation suivante [31].

$$\phi(y) = \frac{\pi R(y)}{\lambda} \tag{3.12}$$

La figure suivante représente différents éléments optiques du montage avec leur effet sur la polarisation de la lumière.

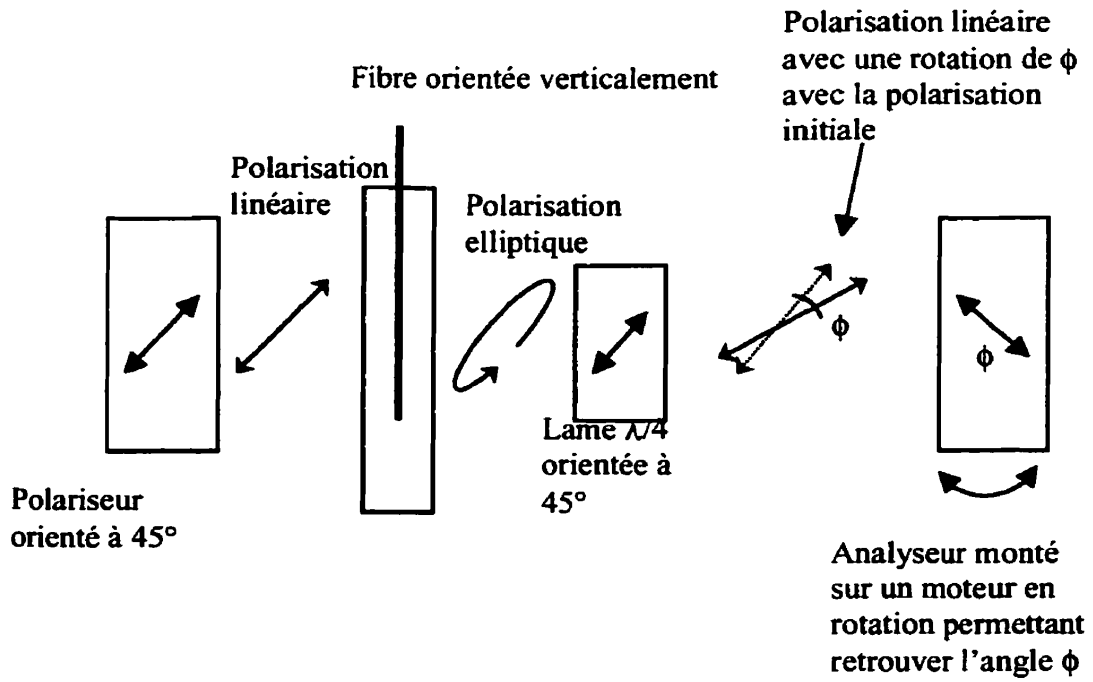

Figure 3.12 : Alignement en polarisation des éléments optiques du montage de profil de contraintes.

Le système d'imagerie (illustré à la figure 3.13) nous permet d'opérer cette mesure en chaque point y de la fibre. L'image de la fibre est envoyée sur la fente micrométrique de 250 µm et sur le détecteur, permettant de faire la mesure sur une région limitée de l'échantillon. Composé d'un objectif de microscope (L32) et d'un oculaire (4x), le système produit un grossissement de la fibre de 148X donnant une résolution spatiale de 1,6 µm.

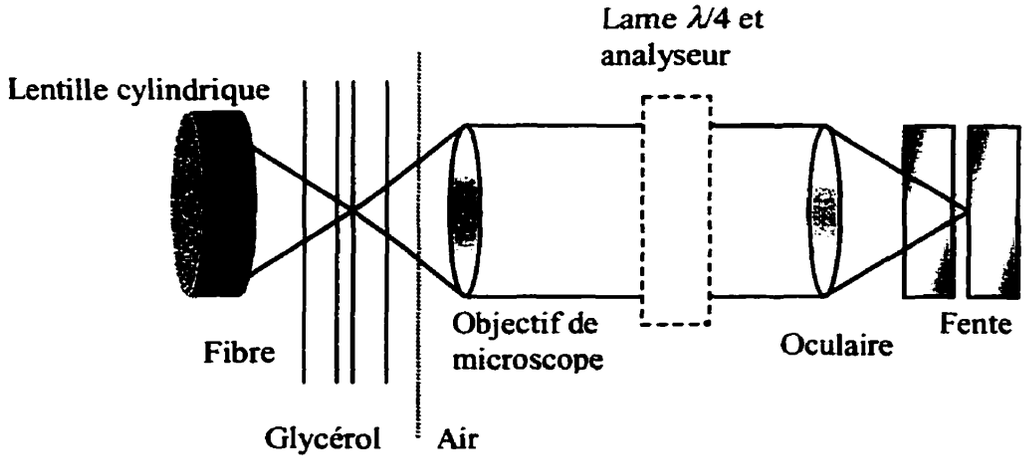

Figure 3.13 : Système d'imagerie du montage de profil de contraintes.

3.4.4 Résultats

L'angle ϕ est mesuré avec l'aide d'un analyseur monté sur un moteur de rotation ainsi que d'un détecteur placé à la fin du montage. En faisant tourner le polariseur autour d'un minimum d'intensité, nous obtenons une courbe obéissant à la loi de Malus, proportionnelle à $\sin^2(\theta - \theta')$. Nous faisons correspondre sur ces points, une courbe du second degré par la méthode des moindres carrés qui nous retourne les paramètres A, B et C de l'équation (3.13).

$$f(\theta) = A\theta^2 + B\theta + C \tag{3.13}$$

De cette méthode, il est aisé de trouver le minimum correspondant à l'angle ϕ recherché par la relation suivante.

$$\phi = \frac{-B}{2A} \tag{3.14}$$

Un exemple de mesure de puissance en fonction de l'angle est présenté à la figure suivante où nous trouvons un angle de 0,57°.

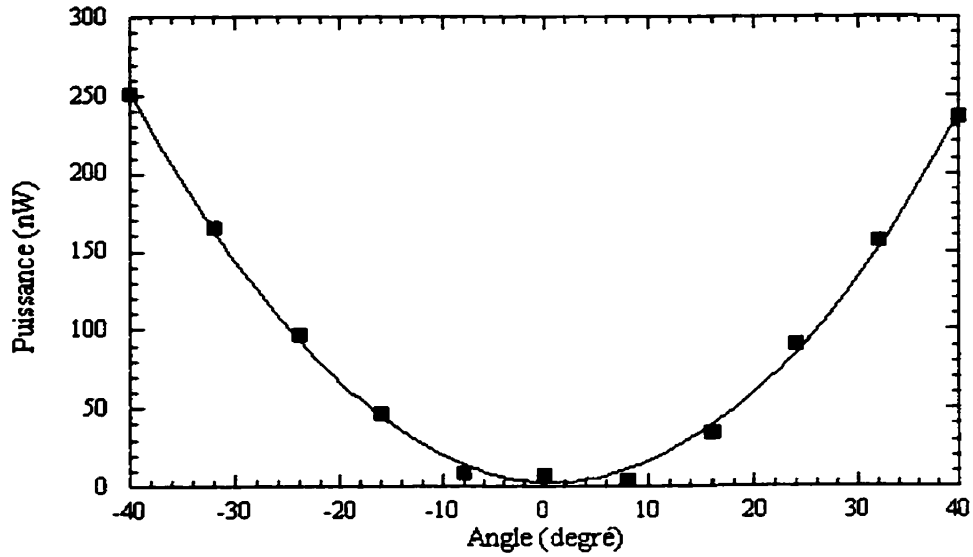

Figure 3.14 : Exemple de courbe de puissance en fonction de l'angle de rotation de l'analyseur.

En faisant une translation de la fibre et en reproduisant la mesure de recherche de l'angle, nous pouvons obtenir le profil radial de retard dans la fibre. De ce profil, nous pourrons tirer le profil de contrainte dans la fibre à l'aide de l'équation (3.7). La figure suivante représente le retard de phase $R(y)$ pris pour chaque point d'une fibre multimode.

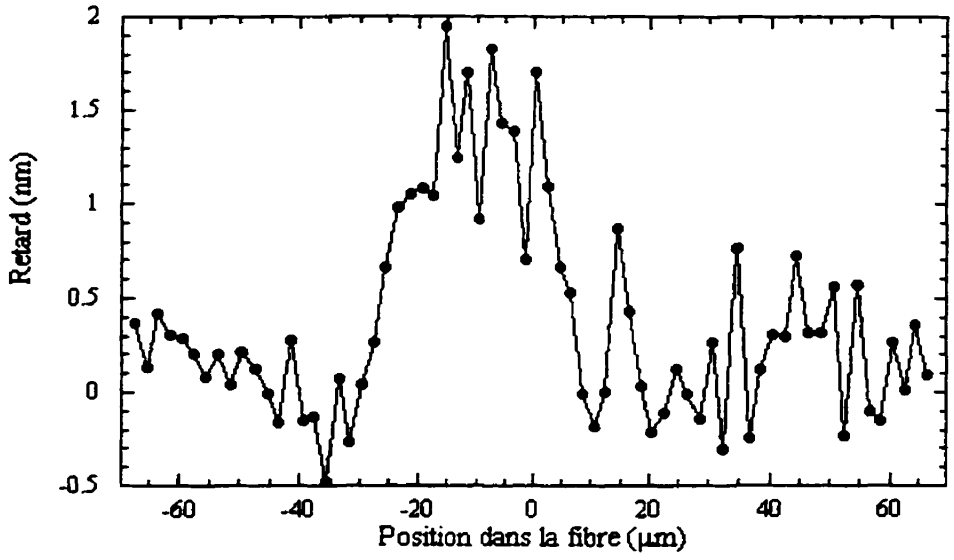

Figure 3.15 : Retard en fonction de la position dans la fibre.

De façon qualitative, nous remarquons que le retard est plus important au centre de la fibre comme la lumière traverse une épaisseur plus importante de verre. Toutefois, nous voyons des fluctuations importantes entre deux mesures de minimum successives (chaque mesure est représentée par un point sur la figure 3.15) qui limitent de façon importante la précision de la mesure.

Deux facteurs explique ce bruit dans la mesure. Premièrement, la puissance du laser varie de façon importante dans le temps. Un calcul d'incertitude [37] associé à ces variations de puissance nous révèle alors une incertitude de l'ordre de 3° sur la précision angulaire de la recherche du minimum par la méthode des moindres carrés, or on s'attend à un retard induit de l'ordre du degré. Deuxièmement, le détecteur utilisé a une fréquence d'échantillonnage de l'ordre du Hertz, trop faible pour la mesure.

Le montage expérimental de mesure du profil des contraintes dans la fibre est toujours en développement. Plusieurs problèmes s'opposent encore à son bon fonctionnement et sont sur le point d'être résolus.

Des améliorations au montage actuel ont déjà été proposés [37]. Le détecteur sera remplacé par une barrette CCD, qui a une fréquence d'échantillonnage de l'ordre de 2500 Hz. On peut aussi normaliser le signal laser et ainsi éliminer les problèmes de précision reliés aux fluctuations de puissance du laser. Cette barrette élimine aussi le système de prise de mesure consistant à déplacer la fibre pour prendre chaque point. On élimine ainsi le déplacement linéaire motorisé et la fente de 250 µm. Cette dernière amélioration augmente la résolution de la mesure dans la fibre à 0,04 µm.

La mesure sous sa forme actuelle impose la symétrie circulaire de la fibre ou du composant à analyser. Les réseaux à longs pas faits par décharge électrique ne respecteraient pas cette symétrie circulaire comme en témoigne la mesure de PDL à la section 3.5. Une amélioration à ce problème serait d'appliquer à la mesure le principe de la tranche centrale de Fourier pour ainsi retrouver le profil de retard en deux dimensions. Cette technique, proposé par Mathieu Faucher, est détaillée dans le rapport de projet de fin d'étude de Julien Tremblay [37].

3.5 Mesure de PDL

Nous savons que la décharge électrique n'induit pas de déformation apparente à la fibre lors de la fabrication. Toutefois, comme les pointes se trouvent dans un axe particulier, nous avons voulu savoir si la méthode de fabrication induisait une perturbation selon cet axe. Afin de rendre compte de cette dépendance, nous avons voulu connaître la dépendance en polarisation de nos composants. La mesure de PDL (Polarisation Dependant Loss) permet de rendre compte de cette dépendance en polarisation.

3.5.1 Méthode de mesure

La mesure a été faite avec l'appareil 8169A Polarization Controller de Agilent Technologies qui utilise la méthode Mueller/Stokes détaillée dans le guide d'utilisation de l'appareil.

La mesure de PDL donne la modification maximum du composant mesuré en tenant compte de tous les états de polarisation. Les extrémas de transmissions sont reportés dans l'équation suivante qui retourne la mesure de PDL en dB.

$$\mathrm{PDL}_{\mathrm{dB}} = 10\log\left(\frac{T_{\max}}{T_{\min}}\right) \tag{3.15}$$

3.5.2 Résultat

La mesure nous donne la PDL pour une largeur de spectre variant ici de 1460 nm à 1580 nm. La figure 3.16 représente la mesure de PDL accompagnée du spectre de transmission de ce réseau de 40 pas de 672 μm.

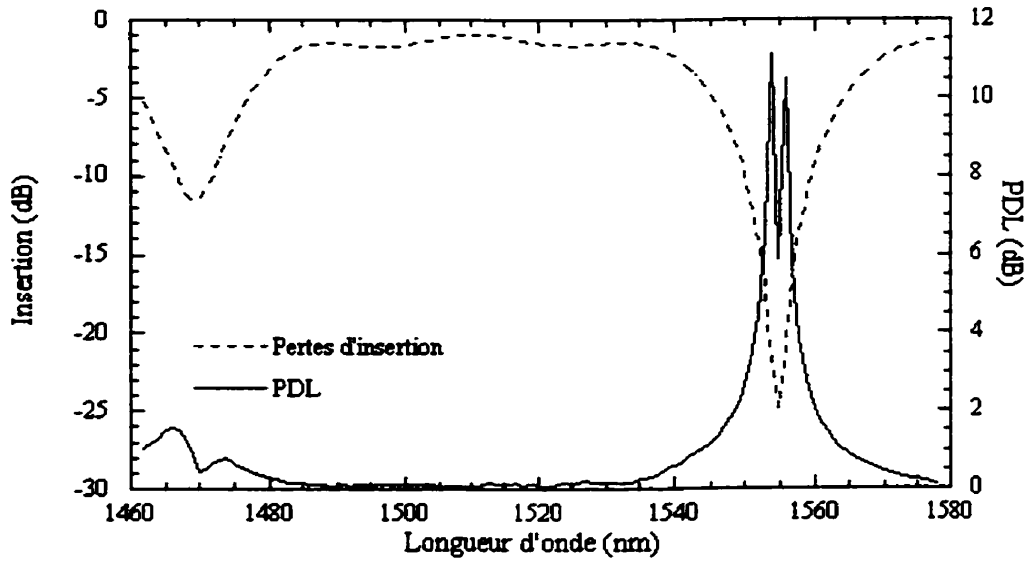

Figure 3.16 : Mesure de PDL sur un réseau de 40 pas de 672 µm.

Nous constatons de ce résultat qu'il y a une forte dépendance en polarisation dans la région du spectre où il y a couplage de mode. On trouve en effet une dépendance en polarisation de 11 dB à 1554 nm. Cette dépendance en polarisation est probablement causée par l'axe privilégié créé par l'axe des pointes entre lesquelles se déroule la décharge électrique.

3.6 Tests en température

Les tests en température nous permettent de mettre en évidence certains mécanismes reliés à la modulation d'indice ainsi que de donner des informations quant à la durée de vie des composants en mesurant la température à laquelle les réseaux s'effacent.

En premier lieu, nous décrirons le montage que nous avons fait pour procéder à la mesure, nous décrirons ensuite l'évolution du pic de réjection en fonction de l'élévation en température. Nous parlerons ensuite du recuit du réseau en fonction des différents paliers de température.

3.6.1 Montage et procédure expérimentale

Pour fins de comparaisons, nous avons choisi de suivre la procédure de Davis [25], qui a réalisé des tests en température sur des réseaux faits par laser CO_2 sur la fibre SMF-28™. Nous nous sommes aussi servi d'éléments de procédure venant des tests faits par Razafimahatratra [38] qui a fait les tests sur des réseaux de Bragg.

La figure 3.17 représente le montage utilisé pour les tests en température sur les réseaux à longs pas.

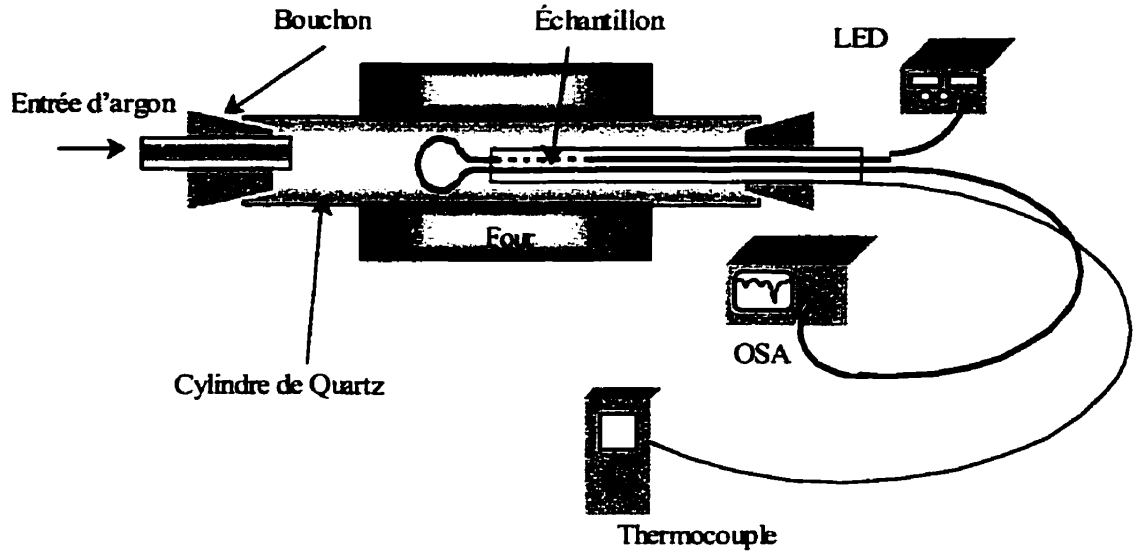

Figure 3.17 : Schéma du montage des tests en température.

Ce montage permet de faire la mesure du spectre en temps réel avec les LEDs comme source large et l'analyseur de spectre. Le thermocouple inséré dans le tube de céramique contenant l'échantillon donne une mesure précise de la température à laquelle est soumise l'échantillon durant la mesure.

Le tube de céramique supportant l'échantillon est placé dans un tube en quartz, puisque ce matériau supporte bien les chocs thermiques occasionnés lors du refroidissement du composant. Le support en céramique comporte quatre trous : deux affectés à l'échantillon ainsi que deux autres prévus pour faire passer le thermocouple afin d'obtenir la mesure la plus juste possible de la température de l'échantillon.

Afin de prévenir une quelconque dégradation non voulue du composant durant le chauffage, l'échantillon a été placé sous une atmosphère contrôlée d'argon, gaz utilisé pour la prévention de l'oxydation des matériaux.

Le réseau suivant a été utilisé pour la mesure des tests en température.

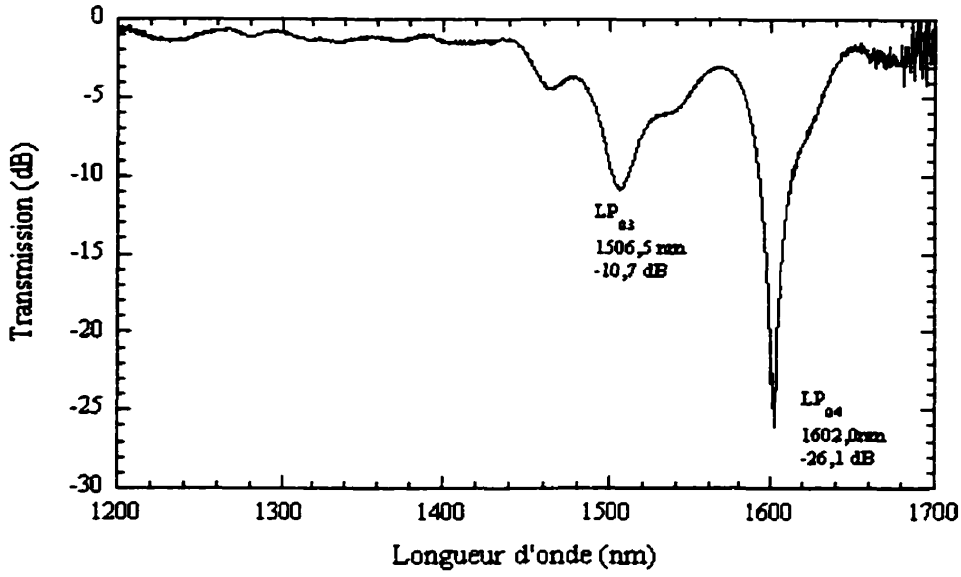

Figure 3.18 : Spectre d'un réseau de 20 pas de 700 µm utilisé pour les tests en température.

Le présent spectre du réseau a été pris lors de sa fabrication avec une résolution spectrale de 3 nm. Lors des mesures en température, nous avons isolé le mode LP_{03} et changé la résolution de l'OSA à 1 nm modifiant ainsi la mesure de l'isolation du mode sur le spectre.

Avec l'élévation de température, les pics des modes se décalent vers les hautes longueurs d'onde. Le mode LP_{04} se situant proche de la limite supérieure du spectre des LEDs, nous avons opté pour le mode LP_{03}. Aussi, comme ce pic ne se trouve pas dans la condition de couplage maximum, il nous sera plus facile d'évaluer le sens de la modification de la perturbation faisant varier l'isolation du mode par l'élévation de température.

Pour ce qui est de la mesure de l'évolution du pic en fonction de la température, nous n'avons qu'à prendre la mesure du spectre lorsque la température de l'échantillon atteint celle voulue.

En ce qui a trait à la mesure de recuit du réseau, nous avons fixé des paliers de température tous les 100°C avec une durée d'une heure chacun. Comme la température de l'échantillon influence la longueur d'onde de couplage du mode, il faut prendre la mesure du spectre de l'échantillon à la même température après chaque palier. Ainsi, nous avons fixé la température de mesure à 100°C, température qui peut être atteinte dans des délais raisonnables (<15 minutes) pour chaque palier. Comme le four utilisé possède une grande inertie thermique, conséquence de la grande quantité de réfractaires, il faut retirer l'échantillon du four pour chaque palier en faisant glisser le tube de quartz afin que l'échantillon se trouve loin de la partie chauffante.

3.6.2 Recuit du réseau

Nous avons pris la trace après chaque palier de température à 100°C. L'isolation du mode n'a pas changé de façon significative avec les différents paliers de température exception faite du palier de 1200°C où le réseau semble effacé. Cette mesure nous renseigne aussi sur la grande durée de vie des composants faits par décharge électrique, le réseau s'effaçant seulement qu'après le palier de 1200°C. Nous voyons sur les deux graphiques suivants, la transmission du réseau, prise à 100°C, pour chacun des paliers de température.

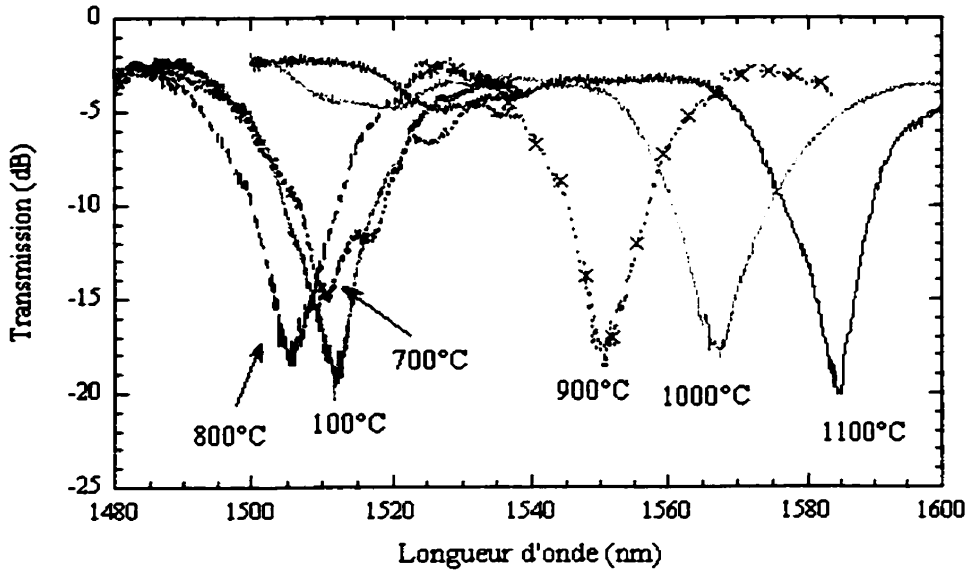

Figure 3.19 : Transmission du réseau, prise à 100°C, pour les paliers de température compris entre 700°C et 1100°C.

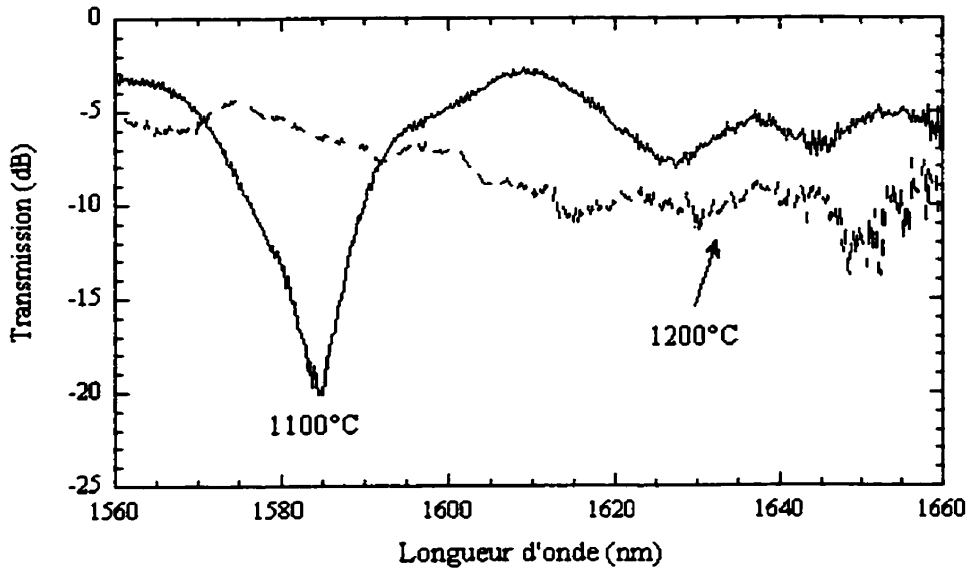

Figure 3.20 : Transmission du réseau, prise à 100°C, pour les paliers de température de 1100°C et 1200°C.

La mesure de la variation en longueur d'onde pour chaque palier est reportée à la figure suivante.

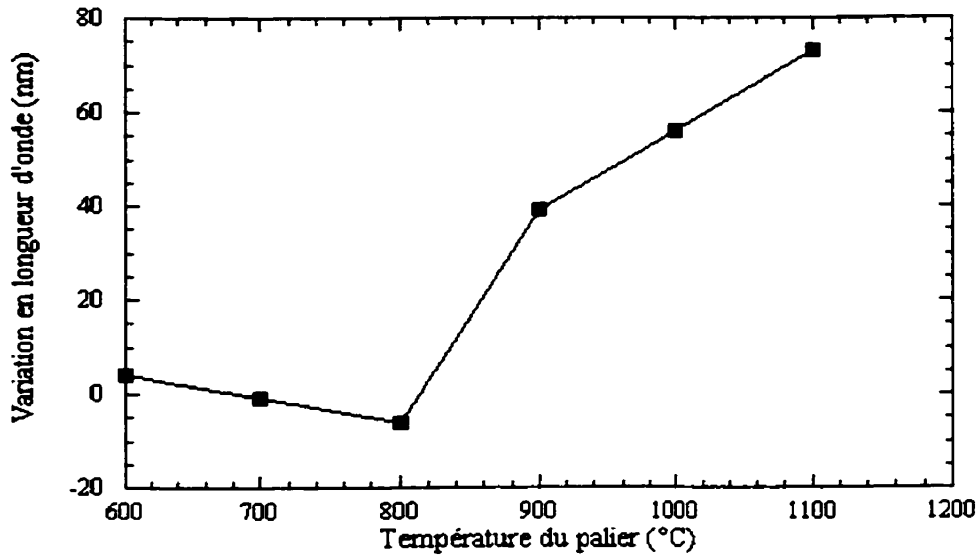

Figure 3.21 : Évolution du pic pris à 100°C en fonction de la température du palier.

Les résultats concordent avec ceux obtenus dans la littérature [25] : les paliers aux températures inférieurs à 800°C possèdent un décalage vers les courtes longueurs d'onde alors que ceux aux températures supérieurs à 900°C ont un décalage vers les grandes longueurs d'onde. Il y a donc entre le palier de 800°C et celui de 900°C, un changement de régime de la déformation du matériau.

Une des explication possible du décalage vers les courtes longueurs d'onde lors des paliers de température inférieure à 800°C serait la relaxation des contraintes axiales dans la fibre [25], confirmant encore l'hypothèse reliée aux contraintes de nos composants. Cette relaxation provoquerait une contraction du réseau et donc un décalage vers les courtes longueurs d'onde de notre pic. Pour les paliers de température supérieurs à 900°C, la cause du changement vers les grandes longueur d'onde n'a pas encore été expliquée selon Davis [25]. Une hypothèse de ce changement résiderait en une déformation plastique lors de l'étirage du réseau par la température.

La fibre soumise a une élévation de température s'étire selon la relation (3.16) [30]. La déformation de la fibre lors de l'élévation de température serait similaire a un essai de traction où on applique une contrainte extérieure sur la fibre, entraînant la déformation de celle-ci.

$$\varepsilon = \frac{\Delta\Lambda}{\Lambda} = \alpha\Delta T \tag{3.16}$$

La délimitation entre le régime de déformation élastique et plastique se fait en introduisant la notion de limite d'élasticité. La limite d'élasticité $R_{e0,2}$ est définie par la contrainte à laquelle nous obtenons une déformation plastique où $\varepsilon = 0{,}2\%$ [39], après avoir enlevé la contrainte. Un calcul la déformation plastique du réseau après le palier de 900°C donne une déformation de 4%, soit au dessus de la limite d'élasticité de 0,2%. Donc, le régime principal de déformation de la fibre après le palier de 900°C, serait vraisemblablement causé par la déformation plastique du matériau entraînant une variation vers les hautes longueurs d'onde.

3.6.3 Évolution du pic en fonction de la température

Lors de la montée en température, nous avons pris la mesure de l'évolution du pic en fonction de la température. Lors des tests de recuit des réseaux, nous avons pris quelques spectres afin de tracer la tendance générale du décalage en longueur d'onde en fonction de la température pour des températures plus grandes que 100°C.

Des mesures similaires sur des réseaux à longs pas faits par décharge électrique ont été faites antérieurement au Laboratoire [20] et ont révélé un comportement linéaire avec un décalage de 0,1 nm/°C pour le mode LP_{03} entre 25°C et 830°C. Nos mesures suivent cette tendance linéaire avec un décalage aussi de 0,1 nm/°C jusqu'aux alentours de 800°C, où il semble s'écarter de la tendance. À plus hautes températures, le décalage est de 0,3 nm/°C. Ces températures correspondent aux paliers où nous avons déterminé que la déformation suit un régime de déformation plastique. Ce décalage accru vient

renforcer l'hypothèse de la déformation plastique de la fibre qui surviendrait après le palier de 800°C.

Nous reportons à la figure 3.22 la longueur d'onde où se trouve le minimum du pic du mode LP_{03} en fonction de la température à laquelle était soumis l'échantillon.

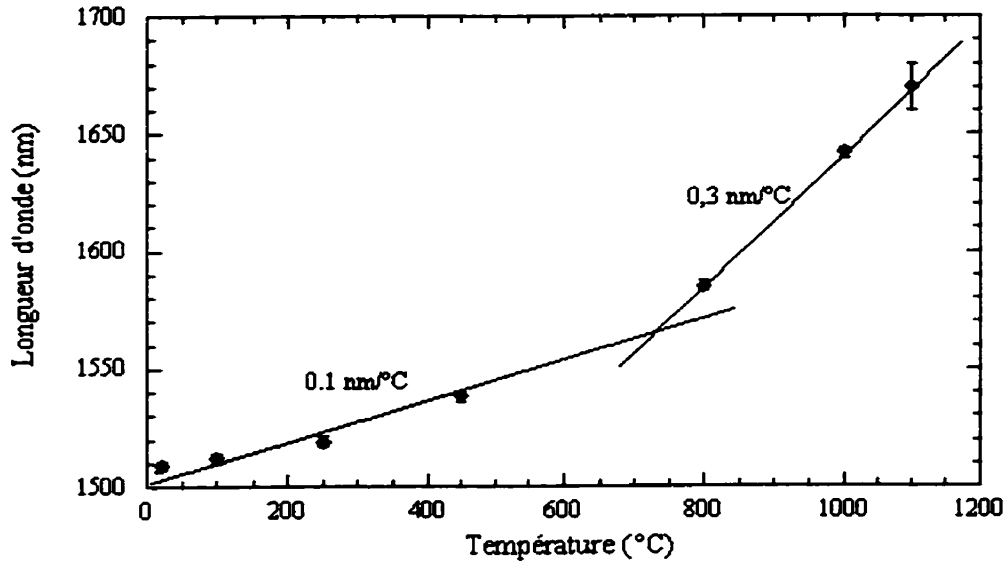

Figure 3.22 : Évolution de la longueur d'onde du pic du mode LP_{03} en fonction de la température.

L'évolution de la longueur d'onde de couplage en fonction de la température est donnée par l'équation (3.17), dérivée de l'accord de phase exprimée à l'équation (1.8).

$$\frac{d\lambda_c}{dT} = \frac{\Lambda \frac{\partial \delta n_{eff}}{\partial T} + \delta n_{eff} \frac{d\Lambda}{dT}}{1 - \Lambda \frac{\partial \delta n_{eff}}{\partial \lambda_c}} \tag{3.17}$$

qui peut aussi s'écrire

$$\frac{d\lambda_c}{dT} = \frac{\frac{\partial \delta n_{eff}}{\partial T} + \alpha \delta n_{eff}}{\frac{\delta n_{eff.groupe}}{\lambda_c}} \tag{3.18}$$

où

$$\alpha = \frac{1}{\Lambda}\frac{d\Lambda}{dT} \tag{3.19}$$

La dilatation du matériau α_{th} de 5,5 x 10^{-7} K^{-1} pour la silice n'explique pas à elle seule la dépendance des réseaux avec la température. En utilisant l'équation (3.18), nous calculons une variation théorique de la langueur d'onde en fonction de la température de 0,06 nm/°C, légèrement plus faible que la valeur mesurée de 0,1 nm/°C.

3.7 Conclusion

Le but de ce chapitre était de faire la lumière quant aux mécanismes causant la modulation d'indice pour les réseaux faits par décharge électrique.

La mesure de profil d'indice par la méthode du champ proche réfracté ne nous donne pas le saut d'indice requis par les simulations numériques, mais plutôt une modification d'indice de $1{,}1 \times 10^{-4}$. Toutefois, cette mesure nous fournit quelques indices sur les mécanismes entrant en jeu.

Nous ne pouvons voir aucune déformation de la fibre via cette mesure, ce qui nous permet, après une mesure au profilomètre de surface, d'infirmer l'hypothèse d'une déformation de la fibre. Nous pouvons aussi écarter, l'hypothèse de la diffusion de dopants. En effet, le rayon du cœur ne subit aucune modification après la décharge.

Les mesures de profilomètre de surface et AFM opérées sur des échantillons traités au HF ont appuyé la dernière hypothèse sur le rôle des contraintes comme cause de la modulation d'indice. Ces mesures n'étant que qualitatives, nous avons trouvé une procédure de mesure des contraintes dans les fibres optiques afin d'en obtenir une mesure quantitative. Nous n'avons toutefois pas encore obtenu de résultats de cette mesure, le montage étant encore en développement.

La dépendance en polarisation de nos composants a été faite en mesurant la PDL d'un échantillon, révélant ainsi la forte dépendance (11 dB) en polarisation de nos composants faits par décharge électrique. Cette mesure suggère la présence d'un axe privilégié sur nos composants en relation avec la méthode de fabrication.

Enfin, les tests en température nous ont confirmé le rôle des contraintes mécaniques dans les réseaux. Les déplacements du pic sont conformes à ce qui a déjà été observé dans la littérature [25]. Ces tests nous fournissent aussi des indices quant à la longue durée de vie de nos composants qui ne s'effacent qu'après le palier de 1200°C.

Conclusion

Nous avons établi au chapitre 1 les bases analytiques permettant de comprendre aisément le comportement des réseaux à longs pas. De la théorie des modes couplés, nous avons tiré les principales relations analytiques gouvernant les propriétés des réseaux à longs pas qui ont été étudiés de façon expérimentale au chapitre 2.

Nous avons réussi la fabrication de réseaux à longs pas avec une bonne isolation au niveau des pics tout en gardant les pertes à un niveau acceptable. L'isolation des réseaux ainsi produits est comprise entre -25 dB et -36 dB avec une résolution spectrale de 1 nm.

Bien que la méthodologie employée lors de la fabrication donne des spectres de réseaux montrant de bonnes caractéristiques au niveau de l'isolation et des pertes, la reproductibilité des réseaux demeure difficile. La source de tension employée pour la fabrication n'est pas constante lors de l'inscription comme en témoigne les mesures de la luminescence de la fibre et les tentatives de fabrication de réseaux à sauts de phase. Cette variation de puissance lors de l'inscription occasionne un décalage vers les courtes longueurs d'onde, rendant incertaine la longueur d'onde de couplage. L'incertitude occasionnée par les deux déplacements linéaires sur lesquels reposent les pointes servant à la décharge électrique joue aussi un rôle quant à la difficile reproductibilité des réseaux.

Les calculs numériques à l'aide des programmes de simulation nous indiquent que la modulation d'indice pour la fabrication des réseaux doit être de l'ordre de 10^{-3} afin de reproduire les résultats expérimentaux. Les modes de couplage de ces réseaux ont été identifiés en prenant le profil d'intensité en champs proche d'un mode couplé par le réseau afin de s'assurer de la correspondance entre les spectres expérimentaux et simulés.

Nous avons identifié le signe de la perturbation d'indice, supposée limitée au cœur, comme étant négatif par la méthode du déplacement des pics. La mesure de profil d'indice confirme le sens de la perturbation mais ne rend pas compte de la valeur de la modulation d'indice calculée par les simulations. Toutefois, cette mesure nous renseigne quant aux mécanismes régissant la modulation d'indice des réseaux faits par décharge électrique. La forme du profil d'indice dans la gaine a été modifiés par l'arc électrique et suit une forme ressemblant à la forme des contraintes théoriques dans la gaine en $-1/r^2$, renforçant l'hypothèse selon laquelle la modification des contraintes serait responsable de la variation d'indice.

Les mesures faites au profilomètre de surface et AFM opérées sur des échantillons traités par attaque chimique ont mis en évidence l'hypothèse sur le rôle des contraintes comme cause de la modification d'indice induite par les arcs électriques. Une mesure quantitative de la modification des contraintes dans les fibres n'a pas encore été réalisée sur les échantillons modifiés par l'arc électrique, le montage de mesure étant encore en réalisation.

Les réseaux à longs pas faits par décharge électrique permettent de produire des composants utiles à des applications large bande. À cause de la grande modulation induite par cette méthode, une largeur spectrale aux alentours de 100 nm avec une très bonne isolation est réalisable sans recourir à des méthodes comme le chirp, qui consiste à faire varier le pas le long du réseau, ou la mise en série de plusieurs réseaux. Le petit nombre de pas que nécessite la technique rend cette méthode attrayante en ce qui a trait à la rapidité de production. Ces réseaux peuvent être intégré à d'autres composants tout-fibre comme des coupleurs séparateurs de modes et des tapers afin d'élaborer de nouveaux composants plus complexes ayant des propriétés intéressantes.

Malgré l'incertitude sur la longueur d'onde de couplage des pics de nos réseaux, nous avons une reproductibilité quant à la forme des spectres obtenus. Les pics de chaque réseau sont facilement identifiables, rendant simple l'interprétation des spectres. Le

manque de fiabilité de la méthode étant causé par le matériel utilisé. Les améliorations suggérés permettraient de rendre fiable la fabrication des réseaux à longs pas par décharge électrique.

Ces composants ont révélé, lors des tests en température, une durabilité certaine associée à un effacement du réseau seulement après le palier de 1200°C. Toutefois, le comportement très dépendant en polarisation de ces composants rend leur utilisation plus restreinte.

Références

[1]J. N. Blake, B. Y. Kim, and H. J. Shaw, "Fiber-optic modal coupler using periodic microbending," *Optics Letters*, vol. 11, pp. 177-179, 1986.

[2]R. C. Youngquist, J. L. Brooks, and H. J. Shaw, "Two-mode fiber modal coupler," *Optics Letters*, vol. 9, pp. 177-179, 1984.

[3]F. Bilodeau, K. O. Hill, B. Malo, D. C. Johnson, and I. M. Skinner, "Mode convertors fabricated in photosensitive fibre: spectral response," *Electronics Letters*, vol. 27, pp. 682-684, 1991.

[4]C. D. Poole, H. M. Presby, and J. P. Meester, "Two-mode fibre spatial-mode converter using periodic core deformation," *Electronics Letters*, vol. 30, pp. 1437-1438, 1994.

[5]C. Narayanan, H. M. Presby, and A. M. Vengsarkar, "Band-rejection fibre filter using periodc core deformation," *Electronics Letters*, vol. 33, pp. 280-281, 1997.

[6]A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, and J. E. Sipe, "Long-period fiber gratings as band-rejection filters," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, pp. 58-65, 1996.

[7]M. Akiyama, K. Shima, A. Wada, and R. Yamauchi, "A novel long-period fiber grating using periodically released residual stress of pure-silica core fiber," presented at OCF'98, 1998.

[8]D. D. Davis, T. K. Gaylor, E. N. Glytsis, S. G. Kosinski, S. C. Mettler, and A. M. Vengsarkar, "Long-period fibre grating fabrication with focused CO_2 laser pulses," *Elctronics Letters*, vol. 34, pp. 302-303, 1998.

[9]D. D. Davis, T. K. Gaylor, E. N. Glytsis, S. G. Kosinski, and S. C. Mettler, "CO_2 laser-induced long-period fibre grating: spectral caracteristics, cladding modes and polarisation independance," *Electronics Letters*, vol. 34, pp. 1416-1417, 1998.

[10]T. Enomoto, M. Shigehara, S. Ishikawa, T. Danzuka, and H. Kanamori, "Long-period fiber grating in a pure-silica-core fiber written by residual stress relaxation," presented at OCF'98, 1998.

[11]S. G. Kosinski and A. M. Vengsarkar, "Splicer-based long-period fiber gratings," presented at OFC'98, 1998.

[12]N. Godbout, X. Daxhelet, A. Maurier, and S. Lacroix, "Long-period grating by electrical discharge," presented at 24th European Conference on Optical Communication, 1998.

[13]I. K. Hwang, S. H. Yun, and B. Y. Kim, "Long-period fiber gratings based on periodic microbend," *Optics Letters*, vol. 24, pp. 1263-1265, 1999.

[14]J. Bures, "Couplage de modes," in *Technologie de l'Optique Guidée*. Montréal, 1999, pp. 158-179.

[15]T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 1277-1294, 1997.

[16]T. Erdogan, "Cladding-mode resonance in short- and long-period fiber grating filters," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 14, pp. 1760-1773, 1997.

[17]A. Yariv, "Coupled-mode theory for guided-wave optics," *IEEE Journal of Quantum Elecronics*, vol. QE-9, pp. 919-933, 1973.

[18]F. Bakhti, "Etude et réalisation de filtres passe-bande photo-inscrits dans les fibres optiques,". Lille: Université des sciences et des technologies de Lille, 1998.

[19] X. Daxhelet, "SimFibres version 2.2," . Montréal, 1999.

[20] A. Maurier, "Réalisation de Réseaux de Bragg à longs pas au moyen d'arcs électriques," : École Nationale Supérieur de Physique de Marseille, 1998, pp. 37.

[21] P. L. Chu and T. Whitbread, "Stress transformation due to fusion splicing in optical fibres," *Electronics Letters*, vol. 20, pp. 599-600, 1984.

[22] D. M. Constantini, H. G. Limerger, R. P. Salathé, C. A. P. Muller, P. Muralt, N. Setter, S. A. Vasiliev, O. I. Medvedkov, and E. M. Dianov, "Acousto-Optic Amplitude Modulator based on a Long-Period Fiber Grating Mach-Zehnder Interferometer," .

[23] H. Poritsky, "Analysis of thermal stresses in sealed cylinders and the effect of viscous flow during anneal," *Physics*, vol. 5, pp. 406-411, 1934.

[24] K. Nakamura, A. Kurokawa, and S. Ichimura, "Hydrofluoric acid etching of ultra thin silicon oxide film fabrica high purity ozone," *Thin Solid Films*, pp. 361-364, 1999.

[25] D. D. Davis, T. K. Tailor, E. N. Glytsis, and S. C. Mettler, "Very-high temperature stable CO_2-laser-induced long-period fibre gratings," *Electronics letters*, vol. 35, pp. 740-742, 1999.

[26] K. Brugger, "Effect of thermal stress on refactive index in clad fibers," *Applied Optics*, vol. 10, pp. 437-438, 1971.

[27] G. W. Scherer and A. R. Cooper, "Thermal Stress in Clad-glass Fibers," *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 63, pp. 346-347, 1980.

[28] G. W. Scherer, "Stress-induced index profile distortion in optical waveguides," *Applied Optics*, vol. 19, pp. 2000-2006, 1980.

[29] P. K. Backmann, W. Hermann, H. Wehr, and D. U. Wiechert, "Stress in optical waveguides. 2: Fibers," *Applied Optics*, vol. 26, pp. 1175-1182, 1987.

[30] A. Bazergui, T. Bui-Quoc, A. Biron, G. McIntyre, and C. Laberge, *Résistance des Matériaux*, 2nd ed, 1993.

[31] P. L. Chu and T. Whitbread, "Measurement of stresses in optical fiber and preform," *Applied Optics*, vol. 21, pp. 4241-4245, 1982.

[32] P. K. Backmann, W. Hermann, H. Wehr, and D. U. Wiechert, "Stress in optical waveguides. 1: Preform," *Applied Optics*, vol. 25, pp. 1093-1098, 1986.

[33] W. Hermann, M. Hutjens, and D. U. Wiechert, "Stress in optical waveguides. 3: Stress induced index change," *Applied Optics*, vol. 28, pp. 1980-1984, 1989.

[34] K. W. Raine, R. Feced, S. E. Kanellopoulos, and V. A. Handerek, "Measurement of axial stress at high spacial resolution in ultraviolet-exposed fibers," *Applied Optics*, vol. 38, pp. 1086-1095, 1999.

[35] S. Inoué and C. J. Koester, "Optimum half-shade angle in polarizing instrument," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 49, pp. 556-559, 1959.

[36] P. Y. Fonjallaz, H. G. Limberger, R. P. Salathé, F. Crochet, and B. Leuenberer, "Tension increased correlated to refractive index change in fibers containing UV-Written Bragg gratings," *Optics Letters*, vol. 20, pp. 1346-1348, 1995.

[37] J. Tremblay, "Mesure du profil d'indice d'une fibre optique par la mesure de son profil de contraintes," : École Polytechnique de Montréal, 2000, pp. 26.

[38] D. Razafimahatratra, P. Niay, M. Douay, B. Poumellec, and I. Riant, "Comparison of Isochronal and isothermal decays of Bragg gratings written through continous-wave exposure of an unloaded germanosilicate fiber," *Applied Optics*, vol. 39, pp. 1924-1933, 2000.

[39] J.-M. Dorlot, J.-P. Baïllon, and J. Massounave, *Des Matériaux*, deuxième édition ed: Éditions de l'École Polytechnique de Montréal, 1986.

[40] G. B. Arfken and H. J. Weber, *Mathematical methods for physicists*, fouth ed, 1995.

[41] V. A. Ditkin and A. P. Prudnikov, *Integral transforms and operational calculus*: Pergamon Press, 1965.

Annexe A

Caractéristiques de la source de tension

Calibration en puissance

Nous avons mesuré les paramètres d'entrée et de sortie du transformateur de la fusionneuse. Les paramètres d'entrées sont mesurés directement à l'entrée du transformateur à l'aide d'un multimètre. Les paramètres de sortie requièrent une mesure indirecte dues au haut voltage de la sortie. Nous avons mesuré la chute de potentiel à travers une faible résistance de 0,13 Ω. À l'aide de la loi d'Ohm,

$$V = R \cdot I \tag{A.1}$$

nous pouvons calculer le courant de sortie du transformateur. Le voltage de sortie est calculé par le principe de conservation de l'énergie, équation. (A.2), en supposant négligeable la perte d'énergie due au transformateur.

$$P = V \cdot I \tag{A.2}$$

Le tableau suivant comporte les paramètres d'entrée et de sortie du transformateur en fonction de la position du cadran.

1	58	0,46	58,46	379,99	0,15385
2	69	0,61	69,61	532,31	0,13077
3	83	0,87	83,87	778,79	0,10769
4	94	1,1	95,1	1030,3	0,092308
5	103	1,32	104,32	1232,9	0,084615
6	114	1,64	115,64	1503,3	0,076923
7	124	2,07	126,07	1365,8	0,092308
8	130	2,4	132,4	2458,9	0,053846
9	130	2,44	132,44	2295,6	0,057692

Tableau A.1 : Paramètres de l'arc électrique de la fusionneuse selon la position du cadran.

Étalonnage en temps

Une étude a été faite sur la durée de l'arc électrique en fonction de la position sur le cadran. Nous avons fait une étude statistique de la durée de la décharge pour chaque position de cadran.

1	0,45
2	1,43
3	2,67
4	4,04
5	5,41
6	6,58
7	8,03
8	9,11
9	9,18

Tableau A.2 : La durée de l'arc électrique selon la position du cadran.

Une étude statistique de l'erreur sur la durée de l'arc électrique nous donne une variation de la durée de l'arc électrique d'environ 0,1 sec quelle que soit la position du cadran.

En faisant une étude statistique de la précision sur la puissance et la durée de l'arc électrique, nous nous apercevons que l'erreur sur ces paramètres n'est pas grande. Par

contre, comme il s'agit d'une roulette que l'on actionne manuellement, la position à laquelle nous plaçons celle-ci occasionne plus d'incertitude d'une fois à l'autre sur la recette employée lors de la fabrication des réseaux. Il est impératif, dans le but d'améliorer la reproductibilité, de doter le montage de fabrication d'un système permettant de reproduire la recette le plus fidèlement possible.

Annexe B

Transformée d'Abel

Le but de cette transformation est de pouvoir isoler le terme de contrainte afin de pouvoir l'exprimer en fonction du terme de retard R(y). Bien qu'il s'agisse d'appliquer la transformée d'Abel, nous devons modifier l'expression (B.1) afin de pouvoir utiliser la forme de la transformée telle que mentionnée dans la littérature [40].

$$R(y)=2C\int_{y}^{b}\frac{\sigma_z(r)rdr}{\sqrt{r^2-y^2}} \qquad \text{(B.1)}$$

Où C est le coefficient contrainte optique. Avec les changements de variables suivants,

$$\begin{cases} t=b^2-r^2 \\ dt=-2rdr \\ x'=b^2-y^2 \end{cases} \qquad \text{(B.2)},$$

l'équation (B.1) devient

$$R(x')=C\int_{0}^{x'}\frac{\sigma_z(t)dt}{\sqrt{x'-t}} \qquad \text{(B.3)}$$

En appliquant directement la transformée d'Abel [40]

$$f(x)=\int_{0}^{x}\frac{\phi(t)}{(x-t)^{\alpha}}dt, \quad 0<\alpha<1$$

$$\text{avec} \begin{cases} f(x) \text{ connu,} \\ \phi(t) \text{ inconnu.} \end{cases} \qquad \text{(16,44) de [40]}$$

qui devient

$$\phi(x)=\frac{\sin\pi\alpha}{\pi}\frac{d}{dx}\int_0^x\frac{f(t)}{(x-t)^{1-\alpha}}dt\,, \qquad \text{(16,50) de [40]}$$

ou, sous une autre forme,

$$\phi(x)=\frac{\sin\alpha\pi}{\pi}\left[\frac{f(0)}{t^{1-\alpha}}+\int_0^x\frac{df/dx}{(x-t)^{1-\alpha}}dt\right] \qquad \text{(2.104.4) de [41]}$$

De l'équation (B.3), nous obtenons directement la relation (B.4) en remarquant que *R(0)=0* et que $\alpha=1/2$.

$$\sigma_z(x')=\frac{1}{\pi C}\int_0^{x'}\frac{dR/dx'}{\sqrt{x'-t}}dt \qquad \text{(B.4)}$$

Afin de retrouver la forme de l'équation des contraintes exposée dans la littérature, nous devons faire les changements de variables inverses que nous avons préalablement appliqués.

$$\sigma_z=\frac{1}{\pi C}\int_{t=0}^{t=x'}\frac{\frac{dR}{-2ydy}\frac{dt}{dy}dy}{\sqrt{y^2-r^2}}$$

avec

$$\begin{cases} dx'=-2ydy \\ \dfrac{dt}{dy}=\dfrac{d\left(b^2-x^2-y^2\right)}{dy}=-2y \text{ car } r^2=x^2+y^2 \end{cases}$$

Ce qui conduit à l'expression

$$\sigma_z(r) = \frac{1}{\pi C} \int_{t=0}^{x'} \frac{dR(y)/dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \tag{B.5}$$

En inversant les bornes et en appliquant le changement de variable, nous arrivons au résultat exprimé dans la littérature[31]

$$\sigma_z(r) = \frac{-1}{\pi C} \int_{y=r}^{b} \frac{dR(y)/dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \tag{B.6}$$