

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE DES FIBRES EFFILÉES IRRADIÉES À L'UV

CORNELIA CHILIAN
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLOME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
AVRIL 2003

© Cornelia Chilian, 2003.

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

ISBN: 0-612-83221-X

Our file Notre référence

ISBN: 0-612-83221-X

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.

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:
ÉTUDE DES FIBRES EFFILÉES IRRADIÉES À L'UV

présenté par: CHILIAN Cornelia
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, Ph.D., président

M. BURES Jacques, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. DAXHELET Xavier, Ph.D., membre

REMERCIEMENTS

J'aimerais d'abord remercier mon directeur Monsieur Jacques Bures pour son expertise, ses idées et ses explications et aussi pour son soutien continu tout au long de mon travail. Je remercie Madame Suzanne Lacroix pour son aide, ses idées et ses conseils sur plusieurs aspects théoriques et expérimentaux. Je remercie aussi Monsieur Xavier Daxhelet qui m'a aidé au niveau des simulations sur les fibres effilées, et dont les calculs numériques ont servi de référence pour mes composants expérimentaux. Je remercie François Busque pour son aide et conseils sur l'irradiation à l'UV des fibres optiques, et pour avoir adapté à mes besoins son programme d'acquisition de données. Finalement, je remercie tous ceux qui m'ont autrement aidé.

RÉSUMÉ

La photosensibilité des fibres optiques dopées au germanium suscite un grand intérêt technologique puisqu'elle permet entre autre l'écriture des réseaux Bragg qui sont à la base d'un grand nombre de dispositifs optiques. Nous pouvons caractériser la photosensibilité en mesurant le changement d'indice de réfraction induit par irradiation UV.

Dans ce mémoire, nous avons effectué une étude expérimentale de la photosensibilité observée dans une fibre effilée, pour différentes réductions de diamètre. Nous avons étudié les réponses spectrales avant et après l'irradiation UV. Pour analyser ces réponses, nous avons réalisé une structure effilée se comportant comme un interféromètre de Mach-Zehnder. De cette manière, nous avons mesuré le déplacement de la réponse spectrale vers les grandes longueurs d'onde en fonction du temps et de l'éclairement de la fibre. Puis des simulations numériques ont permis de relier ces déplacements spectraux aux changements d'indice de réfraction.

Dans les fibres optiques standard non hydrogénées, la photosensibilité dépend de l'histoire thermique et mécanique de la fibre. L'étirage d'une fibre unimodale pendant qu'elle est chauffée par une flamme est accompagné de deux phénomènes : la diffusion des dopants du cœur et l'introduction d'ions OH dans la fibre. La présence du radical OH dans la fibre augmente les pertes dans la fenêtre d'absorption OH vers 1390 nm et elle peut être responsable de la photosensibilité des fibres très effilées.

Le contrôle des changements d'indice de réfraction apportés par l'irradiation à l'UV peut être mis à profit dans l'ajustement de la réponse spectrale des composants tout-fibre.

ABSTRACT

Photosensitivity in germanium-doped silica glass fibers attract tremendous interest, since it allows the fabrication of many in-fiber Bragg grating-based optical devices. Photosensitivity can be estimated through the measurement of refractive index modulation induced in the fiber after UV exposure.

In the present project, we have made an experimental study of tapered fiber photosensitivity for different inverse taper ratios. To analyze their transmission before and after UV exposure, we have realized a tapered structure similar to a Mach-Zehnder interferometer. In this manner, we measured the right movement of wavelength response peaks as a function of exposure time and intensity of light beam. By correlating the experimental and computed results we have estimated the variation of refractive index.

In standard telecommunication fibers, the photosensitivity is function of mechanical and thermal history of the fiber. Heating and tapering fiber technique change the refractive index profile by diffusion of core dopants. In addition, the tapering using a flame brushing technique induces OH absorption loss near 1390 *nm*. The diffusion of moisture into the taper region can be responsible for the photosensitivity of thinning tapered fiber.

A controlled UV-induced refractive index modulation may be used in adjustment of optical devices wavelength response.

TABLE DES MATIÈRES

	<u>PAGE</u>
REMERCIEMENTS	iii
RÉSUMÉ	iv
ABSTRACT	v
TABLE DES MATIÈRES	vi
LISTE DES TABLEAUX	viii
LISTE DES FIGURES	ix
LISTE DES SIGLES, ABBRÉVIATIONS, NOTATIONS ET SYMBOLES	xiii
LISTE DES ANNEXES	xv
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 - FIBRES EFFILÉES	4
1.1 Modes scalaires linéaires	5
1.1.1 Guide circulaire à deux couches	7
1.1.2 Guide circulaire à trois couches	10
1.1.3 Guide circulaire à N couches	12
1.2 Comportement modal des fibres effilées	13
1.2.1 Modes locaux	13
1.2.2 Critère d'adiabaticité	14
1.3 Interférométrie modale	16
1.3.1 Configuration Mach–Zehnder	21
1.3.2 Conclusion	22
CHAPITRE 2 - TRANSMISSION DES FIBRES EFFILÉES IRRADIÉES À L'UV	23
2.1 Photosensibilité de la fibre	24
2.2 Transmission des fibres effilées irradiées à l'UV	29
2.3 Expérience	34

2.3.1 Matériel expérimental	36
2.3.2 Description de l'expérience	38
2.3.3 Mesures expérimentales	41
2.4 Simulations.....	57
2.4.1 Simulations des réponses spectrales des guides cylindriques irradiés au voisinage de la frange achromatique	60
2.4.2 Comparaison entre les réponses spectrales simulées et expérimentales des composants réels non irradiés	65
2.4.3 Variation d'indice de réfraction du cœur en fonction de la densité d'énergie d'irradiation UV	72
2.5 Considérations sur la fabrication des fibres effilées.....	78
2.6 Considérations sur la photosensibilité des fibres effilées	82
CONCLUSION.....	84
RÉFÉRENCES.....	87
ANNEXE A – FABRICATION DES FIBRES EFFILÉES	91
ANNEXE B – MONTAGE D'IRRADIATION UV.....	93
ANNEXE C – RÉPONSES SPECTRALES À LA FABRICATION DES FIBRES EFFILÉES.....	94

LISTE DES TABLEAUX

	<u>PAGE</u>
Tableau 2.1 – Données de la fibre SMF28 TM à $\lambda = 1550 \text{ nm}$	29
Tableau 2.2 – Paramètres de l'approximation du déplacement en longueur d'onde en fonction du temps d'irradiation (équation 2.16), $ITR = 0,117$	44
Tableau 2.3 – Paramètres de l'approximation du déplacement en longueur d'onde en fonction du temps d'irradiation (équation 2.16), $ITR = 0,312$	47
Tableau 2.4 – Paramètres de l'approximation du déplacement en longueur d'onde en fonction du temps d'irradiation (équation 2.16), $ITR = 0,369$	50
Tableau 2.5 – Paramètres de l'approximation du déplacement en longueur d'onde en fonction du temps d'irradiation (équation 2.16), $ITR = 0,622$	53
Tableau 2.6 – Paramètres de l'approximation du déplacement en longueur d'onde en fonction du temps d'irradiation (équation 2.16), $ITR = 0,726$	56

LISTE DES FIGURES

	<u>PAGE</u>
Figure 1.1 – Guide cylindrique à deux couches.....	7
Figure 1.2 – Guide circulaire à trois couches. À gauche, la coupe transversale et à droite, le profil d'indice correspondant.....	10
Figure 1.3 – Illustration d'un interféromètre modal, succession d'effilages non adiabatique, adiabatique, non adiabatique.....	17
Figure 1.4 – Modélisation des trois effilages en série par un Mach-Zehnder à deux lames semi-transparentes dichroïques.....	22
Figure 2.1 – Défaut GeE' dans la silice.....	25
Figure 2.2 – Décalage spectral théorique en fonction de l'augmentation de l'indice du cœur pour les battements (LP_{01} - LP_{02}) pour un $ITR = 0,4$ avec λ de référence comme paramètre ($\lambda = 1670\text{ nm}$, 1660 nm , 1650 nm et 1640 nm).....	32
Figure 2.3 – Profil longitudinal expérimental d'une fibre effilée avec un $ITR = 0,117$ dans la région centrale quasi cylindrique. A = effilage adiabatique (pas de couplage), N = effilage non adiabatique (couplage).	35
Figure 2.4 – Relevé expérimental du profil longitudinal de la fibre effilée, $ITR = 0,117$	42
Figure 2.5 – Réponse spectrale avant et après irradiation, $ITR = 0,117$	43
Figure 2.6 – Déplacement en longueur d'onde en fonction du temps d'irradiation, $ITR = 0,117$	44
Figure 2.7 – Relevé expérimental du profil longitudinal de la fibre effilée, $ITR = 0,318$	45
Figure 2.8 – Réponse spectrale avant et après irradiation, $ITR = 0,318$	46

Figure 2.9 – Déplacement en longueur d’onde en fonction du temps d’irradiation, $ITR = 0,318$	47
Figure 2.10– Relevé expérimental du profil longitudinal de la fibre effilée, ITR $= 0,369$	48
Figure 2.11– Réponse spectrale avant et après irradiation, $ITR = 0,369$	49
Figure 2.12– Déplacement en longueur d’onde en fonction du temps d’irradiation, $ITR = 0,369$	50
Figure 2.13– Relevé expérimental du profil longitudinal de la fibre effilée, ITR $= 0,622$	51
Figure 2.14– Réponse spectrale avant et après irradiation, $ITR = 0,622$	52
Figure 2.15– Déplacement en longueur d’onde en fonction du temps d’irradiation, $ITR = 0,622$	53
Figure 2.16– Relevé expérimental du profil longitudinal de la fibre effilée, ITR $= 0,726$	54
Figure 2.17– Réponse spectrale avant et après irradiation, $ITR = 0,726$	55
Figure 2.18– Déplacement en longueur d’onde en fonction du temps d’irradiation, $ITR = 0,726$	56
Figure 2.19– Simulation pour une augmentation de l’indice du cœur $\Delta n_c = 0,0001$..	61
Figure 2.20– Simulation pour une augmentation de l’indice du cœur $\Delta n_c = 0,0001$ et une croissance de l’indice de la gaine $\Delta n_g = 0,00002$	62
Figure 2.21– Simulation avec diffusion ($n_c = n_{co} - 0,00005$, $r_c = 5,0625 \mu m$) pour une augmentation de l’indice du cœur $\Delta n_c = 0,00005$	63
Figure 2.22– Simulation avec diffusion ($n_c = n_{co} - 0,00005$, $r_c = 5,0625 \mu m$) pour une augmentation de l’indice du cœur $\Delta n_c = 0,0001$ et une augmentation de l’indice de la gaine $\Delta n_g = 0,00004$	64
Figure 2.23– Comparaison entre la réponse spectrale expérimentale et la réponse spectrale simulée correspondante, $ITR = 0,117$	66
Figure 2.24– Comparaison entre la réponse spectrale expérimentale et la réponse spectrale simulée correspondante, $ITR = 0,369$	67

Figure 2.25– Comparaison entre la réponse spectrale expérimentale et la réponse spectrale simulée correspondante, $ITR = 0,622$	68
Figure 2.26– Comparaison entre la réponse spectrale expérimentale et la réponse spectrale simulée correspondante, $ITR = 0,726$	69
Figure 2.27– Comparaison entre la réponse spectrale expérimentale et la réponse spectrale simulée correspondante, $ITR = 0,318$	70
Figure 2.28– Comparaison entre les réponses spectrales simulées avec deux modes et respectivement cinq modes, $ITR = 0,318$	71
Figure 2.29– Comparaison entre la réponse spectrale expérimentale ($ITR = 0,726$) et la réponse spectrale simulée pour un guide cylindrique de $ITR = 0,726$ et de longueur 12 mm	73
Figure 2.30– Déplacement en longueur d'onde en fonction de la variation d'indice de réfraction du cœur, $ITR = 0,726$	74
Figure 2.31– Variation d'indice de réfraction du cœur avec la densité cumulative d'énergie d'irradiation UV, $ITR = 0,726$	75
Figure 2.32– Comparaison entre la réponse spectrale expérimentale ($ITR = 0,622$) et la réponse spectrale simulée (avec les premiers cinq modes) pour un guide cylindrique de $ITR = 0,622$ et de longueur 16 mm	76
Figure 2.33– Déplacement en longueur d'onde en fonction de la variation d'indice de réfraction du cœur, $ITR = 0,622$	77
Figure 2.34– Variation d'indice de réfraction du cœur avec la densité d'énergie d'irradiation UV, $ITR = 0,622$	77
Figure 2.35– Réponse spectrale après le préeffilage adiabatique, $ITR = 0,117$	79
Figure 2.36– Représentation qualitative de l'élargissement du profil d'indice (en pointillé) dû à la diffusion des dopants vers la gaine	80
Figure 2.37– Réponse spectrale avant et après irradiation, $ITR = 0,154$, $P = 114 \text{ mW}$	82
Figure 2.38– Réponse spectrale avant et après irradiation, $ITR = 0,117$, $P = 112 \text{ mW}$	83
Figure A.1 – Schéma du montage de fabrication des fibres effilées	92
Figure B.1 – Schéma du montage d'irradiation UV	93

Figure C.1 – Réponse spectrale à la fabrication d'une fibre effilée, $ITR = 0,117$ 94

Figure C.2 – Réponse spectrale à la fabrication d'une fibre effilée, $ITR = 0,312$ 95

Figure C.3 – Réponse spectrale à la fabrication d'une fibre effilée, $ITR = 0,369$ 95

Figure C.4 – Réponse spectrale à la fabrication d'une fibre effilée, $ITR = 0,622$ 96

Figure C.5 – Réponse spectrale à la fabrication d'une fibre effilée, $ITR = 0,726$ 96

LISTE DES SIGLES, ABBRÉVIATIONS, NOTATIONS ET SYMBOLES

α	Coefficient d'absorption (m^{-1})
β, β_m	Constante de propagation et celle du mode LP_{lm} (m^{-1})
$\delta\beta_{12}$	Différence entre les constantes de propagation de LP_{01} et LP_{02} (m^{-1})
Δ	Paramètre des indices
ε_0	Permittivité du vide ($F m^{-1}$)
φ_j	Phase accumulé du mode j (rad)
φ_{12}	Déphasage $((\beta_1 - \beta_2) z)$ entre les modes LP_{01} et LP_{02} (rad)
σ	Section efficace d'absorption (m^2)
λ	Longueur d'onde (m)
$\Delta\lambda, \Delta\lambda_{max}$	Déplacement de la réponse spectrale (m)
μ_0	Perméabilité du vide ($H m^{-1}$)
ν	Fréquence optique (Hz)
ρ	Rayon (m)
A	Constante de proportionnalité ($m^2 J^{-1}$)
A_∞	Section droite infinie (m^2)
C, C_{jk}	Coefficient de couplage (m^{-1})
c	Vitesse de la lumière dans le vide ($m s^{-1}$)
$\vec{E}, E_x, E_y$	Champ électrique ($V m^{-1}$)
E	Éclairement ($W m^{-2}$)
f	Distance focale (m)
GeE'	Défaut du germanium dans la silice
$\vec{H}$	Champ magnétique (T)

h	Constante Planck ($J s$)
ITR	Inverse tape ratio (r_c/r_{co})
k	Nombre d'onde ($2\pi/\lambda$) (m^{-1})
L, L_1, L_2	Longueur de battement (m)
L_c	Longueur de couplage (m)
LP_{lm}	Mode linéairement polarisé
$n, n_{co}, n_{go}, n_{eff}$	Indice de réfraction, indice du cœur, indice de la gaine, indice effectif
$\Delta n_{uv}, \Delta n_{co}, \Delta n_{go}$	Variation de l'indice de réfraction du cœur et de la gaine du à l'irradiation UV
δn_{groupe}	Différence des indices de groupe
$N(t)$	Densité de centres colorés par unité de volume au moment t (m^{-3})
P	Puissance laser (W)
$P(I)$	Probabilité par unité du temps (s^{-1})
r_{co}, r_{go}	Rayon du cœur, rayon de la gaine (m)
T	Puissance transmise (W)
t	Temps (s)
u	Paramètre de cœur (m^{-1})
UV	Ultraviolet
V	Paramètre de guidage
v_{gj}	Vitesse de groupe du mode j ($\partial\omega/\partial\beta_j$) ($m s^{-1}$)
w	Paramètre de gaine (m^{-1})
w_x, w_y, w_{fy}	Waist du faisceau laser (m)
z, z_1, z_2, z_t	Coordonnées longitudinales (m)
z_b	Longueur de battement (m)

LISTE DES ANNEXES

	<u>PAGE</u>
ANNEXE A – FABRICATION DES FIBRES EFFILÉES.....	91
ANNEXE B – MONTAGE D’IRRADIATION UV.....	93
ANNEXE C – RÉPONSES SPECTRALES À LA FABRICATION DES FIBRES EFFILÉES.....	94

INTRODUCTION

Les fibres optiques germano-silicates sont photosensibles, propriété manifestée par le changement permanent de l'indice du cœur quand il est exposé à une lumière laser adéquate. Cette photosensibilité permet la fabrication de nombreux composants tout-fibre basés sur les réseaux de Bragg. Pour les caractériser et surtout pour établir des modèles théoriques fiables, il faut estimer correctement l'amplitude du changement de l'indice de réfraction du cœur induit par l'irradiation UV.

Ainsi, une bonne connaissance de la dynamique des changements photoinduits de l'indice de réfraction permettra de mieux contrôler la fabrication des réseaux Bragg. En particulier, la modification effective d'indice en fonction du temps d'exposition doit être bien connue. L'analyse rigoureuse de ce problème est très complexe parce que les mécanismes impliqués dépendent de nombreux paramètres comme la nature de la fibre, les caractéristiques du faisceau laser, l'éclairement de la fibre, l'histoire mécanique et thermique de la fibre.

La puissance transmise par la fibre effilée est fonction de la longueur d'onde. Cette réponse spectrale dépend du nombre de modes se propageant dans la partie centrale, de leurs puissances relatives reliées aux intégrales de recouvrement des champs modaux et de leur déphasage accumulé. Toutes ces valeurs sont fonctions de la forme du guide et de l'indice du cœur.

La modification de l'indice du cœur par irradiation UV entraîne un changement des indices effectifs de tous les modes guidés, ce qui provoque un déplacement de la réponse spectrale du composant. Tout comme sa dépendance temporelle, il faut pouvoir modéliser ce déplacement spectral.

Dans ce mémoire nous décrivons le comportement expérimental des fibres effilées irradiées à l'UV. Une modélisation adéquate des changements d'indices produits par l'irradiation UV permet ensuite de comprendre les déplacements des réponses spectrales de ces composants.

La photosensibilité et les propriétés des défauts dans la silice ont été étudiées simultanément par de nombreux chercheurs qui ont utilisé différentes techniques [3-15]. L'approche expérimentale usuelle est de modifier la concentration de défauts soit pendant les processus de croissance (synthèse, dopage) ou par agents extérieurs au matériau déjà fabriqué (irradiation, traitements thermiques, effilage) et, par la suite, de trouver et analyser les changements dans les propriétés mesurées. En particulier, les défauts diamagnétiques sont étudiés par l'intermédiaire de leurs activités optiques comme l'absorption optique et la photoluminescence, les défauts paramagnétiques sont investigués par spectroscopie de résonance électron-spin.

Suite à ces études, plusieurs modèles théoriques ont été proposés. Pour la majorité des fibres optiques germano-silicates, il y a deux mécanismes principaux impliqués dans la photosensibilité. Ces mécanismes sont décrits [5,10,12,29] par le modèle des centres colorés (centre déficient en oxygène de germanium) et celui de la densification du verre (induite par la photo-ionisation de défauts du germanium).

Pour les fibres optiques effilées étudiées dans ce mémoire, nous supposons que la photosensibilité est due aux centres colorés et que l'absorption est du type à un photon [7,10,11]. Nous utilisons une méthode indirecte pour calculer la variation de l'indice du cœur en fonction de l'irradiation, variation d'indice théorique qui donne le même déplacement spectral que celui expérimental produit par irradiation UV.

Le premier chapitre est consacré aux concepts théoriques des fibres effilées, dans l'approximation du guidage faible. À partir des équations des modes couplés, nous étudions le couplage, induit par un effilage non adiabatique, entre le mode fondamental et les modes d'ordres supérieurs de même symétrie.

Dans le deuxième chapitre nous présentons les éléments théoriques nécessaire à la compréhension du phénomène de photosensibilité obtenue par l'irradiation UV. Par la suite, nous présentons les principes de modélisation. Finalement, nous donnons quelques exemples des fibres effilées irradiées à l'UV. L'étude de leur transmission en fonction du *ITR*, de la longueur d'onde et de l'indice du cœur a permis de comparer les résultats expérimentaux avec le modèle proposé. Enfin nous analysons la procédure de fabrication et son influence sur la photosensibilité des fibres effilées.

CHAPITRE 1 - FIBRES EFFILÉES

Dans ce chapitre, nous introduisons les concepts théoriques nécessaires dans notre étude. La théorie des fibres optiques a été abordée dans plusieurs études. Dans ce qui suit, nous utiliserons les notations du cours de J. Bures [1].

La fibre de télécommunication usuelle est composée d'un cœur, au voisinage duquel est guidée la lumière, et d'une gaine optique. La variation d'indice entre ces deux milieux étant faible, on dit que la propagation de la lumière se fait par guidage faible. Cette situation permet quelques approximations, entre autres l'utilisation de l'équation d'onde scalaire présentée à la section 1.1.

Lors de l'étirage, par chauffage et étirage, on obtient une fibre effilée dont le diamètre (sans diffusion) diminue, mais dont le rapport des dimensions entre le cœur et la gaine reste constant. À partir d'un certain diamètre, le cœur est trop petit pour pouvoir guider la lumière et, dans ce cas, c'est la gaine optique qui devient la couche guidante. Le milieu extérieur, en général l'air, joue alors le rôle de gaine optique. Pendant le passage de la lumière dans la région effilée, si les pentes sont très faibles, les couplages entre les modes sont négligeables. Dans ce cas, on dit que la fibre est adiabatique. Par contre, des pentes importantes entraînent des couplages entre tous les modes, y compris ceux de radiation. Une partie de l'énergie est donc transférée aux modes guidés ou aux modes de radiation.

1.1 Modes scalaires linéaires

Dans les cas où l'indice de réfraction est constant dans chaque couche et en négligeant le terme $\vec{\nabla}_t^2 \ln n^2$, l'équation d'onde vectorielle, que nous tirons des équations de Maxwell, s'écrit [1, page 6] :

$$\left[\vec{\nabla}_t^2 + (k^2 n^2 - \beta^2) \right] \begin{bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{bmatrix} = 0, \quad (1.1)$$

où $\vec{\nabla}_t^2$ est le laplacien vectoriel transversal, k le nombre d'onde ($2\pi/\lambda$), n l'indice de réfraction, β la constante de propagation du mode $(\vec{E}, \vec{H})$.

Dans le modèle du guidage faible, les composantes longitudinales E_z et H_z de l'onde électromagnétique sont négligeables, $\vec{E}$ et $\vec{H}$ se réduisant aux couples (E_x, H_y) (définissant la polarisation $\hat{x}$) ou (E_y, H_x) (définissant la polarisation $\hat{y}$). L'équation 1.1 devient :

$$\left[\nabla_t^2 + (k^2 n^2 - \beta^2) \right] \left\{ \begin{bmatrix} E_x \\ H_y \end{bmatrix} \text{ ou } \begin{bmatrix} E_y \\ H_x \end{bmatrix} \right\} = 0 \quad (1.2)$$

où ∇_t^2 est le laplacien scalaire transversal. Les équations pour E_x et E_y sont alors identiques. Par cette symétrie, nous pouvons introduire la notion des modes linéaires polarisés (LP_{lm}) qui sont les solutions de l'équation d'onde en x, y ou tout axe arbitraire. Le champ magnétique correspondant au champ électrique est orthogonal, également transversal et proportionnel au champ électrique en tout point du plan de section droite.

En explicitant le laplacien scalaire transversal et les dépendances azimutales de E en termes de $\sin(l\theta)$ ou $\cos(l\theta)$, l'équation 1.2 devient :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} + \left(k^2 n^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) \right] E(r) = 0 \quad (1.3)$$

Les modes scalaires (ou linéairement polarisés) d'une fibre sont les solutions de cette équation. Ils sont caractérisés par la forme du champ $E(r)$, leur dépendance angulaire et leur constante de propagation β .

Pour un guide à symétrie circulaire constitué de couches d'indice uniforme, nous pouvons trouver des solutions $E(r)$ analytiques sous la forme de fonctions de Bessel ou de Bessel modifiées [1]. Pour les autres guides à symétrie circulaire avec des profils à gradient d'indice il faut intégrer numériquement l'équation 1.3. Enfin, dans le cas général où il n'y a pas de symétrie circulaire, il faut revenir aux coordonnées cartésiennes et procéder par autres méthodes numériques.

1.1.1 Guide circulaire à deux couches

Nous appelons fibre à deux couches un guide cylindrique composé d'un cœur d'indice n_{co} de rayon ρ fini et d'une gaine optique d'indice n_{go} de rayon infini. En pratique, le rayon de la gaine optique n'est pas infini mais, à cause du revêtement protecteur d'indice adapté pouvant piéger les modes de gaine, le champ guidé est négligeable aux limites de la deuxième couches (à $r = r_{go}$) et nous pouvons considérer le guide comme étant à deux couches.

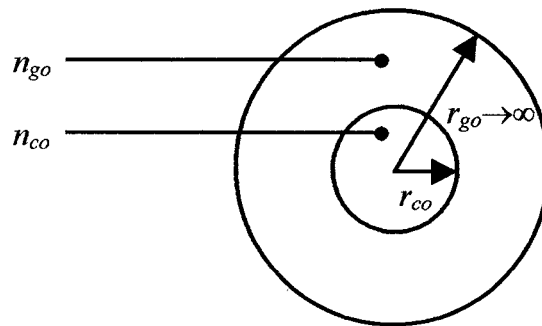


Figure 1.1 – Guide cylindrique à deux couches

La fibre optique ordinaire, dite de télécommunication, utilisée dans la plage de longueurs d'onde appropriée, peut être traitée comme une fibre à deux couches lorsqu'elle est munie de son revêtement protecteur.

En absence de ce revêtement, ce qui est le cas des fibres effilées, nous parlerons de fibre à trois couches ou plus, où le milieu extérieur fait office de troisième couche. Nous considérons un guidage faible lorsque la différence d'indice entre le cœur et la gaine est relativement petite, de l'ordre de 10^{-3} . Dans cette situation nous pouvons utiliser l'équation d'onde scalaire.

La notation utilisée pour les modes scalaires d'un guide circulaire est LP_{lm} , où le paramètre l donne la dépendance azimutale ($\sin(l\theta)$ ou $\cos(l\theta)$) du mode, tandis que le paramètre $(m-1)$, indique le nombre de nœuds radiaux que le mode possède.

Les modes LP_{lm} pour une fibre à deux couches prennent la forme analytique suivante :

$$\text{Dans le cœur } (r < r_{co}) : \quad E_x = A_1 J_l(ur) \cos(l\theta) \quad (1.4a)$$

$$\text{Dans la gaine } (r > r_{co}) : \quad E_x = A_2 K_l(wr) \cos(l\theta) \quad (1.4b)$$

où

$$u = \sqrt{k^2 n_{co}^2 - \beta^2} \quad (1.5)$$

$$w = \sqrt{\beta^2 - k^2 n_{go}^2} \quad (1.6)$$

$$\beta = k n_{eff} \quad (1.7)$$

avec $k = 2\pi/\lambda$. A_1 et A_2 sont des amplitudes telles que $A_1 J_l(ur_{co}) = A_2 K_l(wr_{co})$, où J_l et K_l sont respectivement les fonctions de Bessel d'ordre l de première espèce et de Bessel modifiées d'ordre l de second espèce.

La dépendance de la solution envers le paramètre m n'est pas explicite. Pour l donné, il peut exister plusieurs valeurs de l'indice effectif qui sont la solution à l'équation d'onde. Ces solutions, classées par ordre décroissant de l'indice effectif, correspondent aux modes LP_{lm} , où $m = 1, 2, 3, \dots$ indique un nombre croissant de nœuds radiaux (0, 1, 2, ... etc.).

L'indice effectif n_{eff} d'un mode, défini par l'équation 1.6, est compris entre les indices des deux couches, $n_{go} < n_{eff} < n_{co}$. En effet, pour une onde plane se propageant dans un

milieu d'indice uniforme, l'indice effectif est égal à l'indice du milieu. Puisque le guide à deux couches est composé de deux milieux d'indices différents, il est physiquement intuitif que l'indice effectif d'une onde guidée dans cette structure soit compris entre ces deux indices.

Le mode fondamental LP_{01} existe toujours dans un guide à deux couches. Les autres modes peuvent être coupés, c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'indice effectif correspondant à une solution de l'équation d'onde pour ces modes guidés.

Il existe toujours une longueur d'onde en dessous de laquelle un mode peut exister, ou inversement, au-delà de laquelle le mode est coupé. C'est la longueur d'onde de coupure.

Les fibres unimodales permettent seulement la propagation du mode fondamental à leur longueur d'onde d'opération, les autres modes ayant une longueur d'onde de coupure inférieure à cette longueur d'onde. Les modes peuvent être également coupés lorsqu'on diminue le diamètre de la fibre.

Dans une fibre à deux couches, le mode fondamental n'est jamais coupé pour une longueur d'onde donnée, même si on en diminue ou augmente indéfiniment le diamètre. Tous les modes supérieurs d'une fibre, par contre, à une longueur d'onde donnée, peuvent être coupés si on diminue suffisamment ce diamètre.

Nous définissons la fréquence normalisée V , qui englobe les paramètres du saut d'indice, le rayon du cœur et la longueur d'onde

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} r_c \sqrt{n_{co}^2 - n_{go}^2} \quad (1.8)$$

Nous pouvons associer la coupure d'un mode à un paramètre V correspondant, V_c , indépendant de la géométrie du guide ou de la longueur d'onde. V_c est la valeur de V en deçà de laquelle le mode en question est coupé.

1.1.2 Guide circulaire à trois couches

Le guide à trois couches est composé de trois milieux concentriques d'indices différents : un cœur, une gaine, et un milieu de rayon infini, que nous pouvons associer au milieu extérieur (voir la figure 1.2).

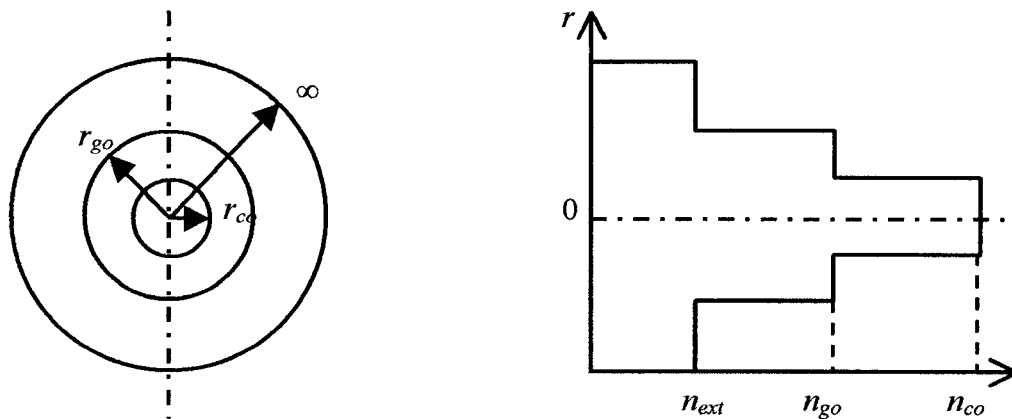


Figure 1.2 – Guide circulaire à trois couches. À gauche, la coupe transversale et à droite, le profil d'indice correspondant

Dans le cas usuel, l'indice de réfraction du guide décroît avec le rayon, $n_{co} > n_{go} > n_{ext}$, mais il peut en être autrement.

Dans le guide à trois couches, deux sortes de modes peuvent se propager, des modes de cœur et des modes de gaine. Nous les distinguons par la valeur de l'indice effectif.

$n_{co} > n_{eff} > n_{go}$: modes de cœur

$n_{go} > n_{eff} > n_{ext}$: modes de gaine

Un mode de cœur peut devenir un mode de gaine si $n_{eff} < n_{go}$ lorsque nous augmentons la longueur d'onde ou que nous diminuons le diamètre. Mais au lieu de disparaître, les modes deviennent guidés préférentiellement par la gaine; ce sont alors des modes de gaine.

Lorsque nous diminuons assez le diamètre de la fibre, le cœur devient négligeable et le guide devient équivalent à un guide à deux couches, la gaine étant devenue le cœur et le milieu extérieur la seconde couche.

Les modes de gaine peuvent, de même que précédemment, être coupés. En pratique, pour des diamètres très petits ($< 1 \mu m$), tous les modes autres que le mode fondamental sont coupés.

La résolution de l'équation d'onde se fait de la même manière que celle à deux couches. Par nécessité physique, les conditions frontières sont que le champ doit être nul à l'infini, et que le champ recherché (le champ électrique transverse) ainsi que sa dérivée doivent être continus aux interfaces.

Le cas à trois couches introduit simplement une interface de plus au problème. Dans chacune des couches, nous pouvons trouver une solution générale sous la forme d'une combinaison linéaire des fonctions de Bessel (J_l et Y_l) ou modifiées de Bessel (I_l et K_l).

Il s'agit par la suite de trouver les coefficients de chacune des fonctions avec les conditions aux frontières données.

1.1.3 Guide circulaire à N couches

Un profil quelconque peut être discrétisé en un nombre fini de points. Nous pouvons associer chacun des ces points à une couche d'épaisseur Δz d'indice constant et résoudre le problème de même manière qu'à deux ou trois couches, mais avec plus d'interfaces.

Une autre manière de résoudre ce problème avec le profil d'indice discrétisé, consiste à exprimer l'équation d'onde par différences finies et à la résoudre numériquement [2]. Nous pouvons trouver les modes d'un profil quelconque discrétisé avec précision.

1.2 Comportement modal des fibres effilées

Les fibres effilées sont réalisées par chauffage et étirage d'une fibre standard unimodale. Nous admettons que l'étirage change le profil d'indice proportionnellement avec le rayon de la fibre. Le guide perd son uniformité le long de l'axe de propagation z .

Nous supposons que la symétrie circulaire est conservée le long de z et que toutes les quantités sont proportionnelles à l'ITR de la fibre, c'est à dire au rapport r/r_0 , r_0 étant le rayon initial de la fibre.

1.2.1 Modes locaux

En un lieu d'abscisse z , les modes locaux sont ceux du guide fictif invariant en translation ayant pour rayon $\rho(z)$ et pour indice $n(z)$. Chaque mode local est une solution exacte du guide fictif et tous les modes locaux sont orthogonaux entre eux mais pas avec les modes locaux d'un z voisin. C'est ce qui va permettre les couplages des modes locaux le long du guide.

Le guide au départ, étant unimodal, ne supporte que le mode LP_{01} . Les modes locaux excités par la déformation ne peuvent alors qu'être des modes ayant la même symétrie (LP_{0m}), le couplage étant préférentiel vers les modes les plus proches.

Pour relier le couplage à la déformation du guide, il faut préciser de façon quantitative la notion d'adiabaticité.

1.2.2 Critère d'adiabaticité

Une fibre effilée est considérée adiabatique si la variation du guide est suffisamment lente pour que le couplage entre modes soit négligeable. Chaque mode local conserve sa puissance lors de la propagation.

Soit deux modes, LP_{01} et LP_{02} , de constantes de propagation respectives β_1 et β_2 , qui se propagent dans un guide uniforme. Ces modes ne se couplent pas et la forme globale du champ est le résultat du battement ou d'interférence entre eux. Cette forme dépend donc du déphasage.

Nous exprimons le déphasage par la formule

$$\varphi_{12} = \delta\beta_{12} \cdot z \quad (1.8)$$

où

$$\delta\beta_{12} = \beta_1 - \beta_2 \quad (1.9)$$

Nous définissons la longueur de battement z_b comme étant la distance au bout de laquelle φ_{12} a changé de 2π

$$z_b = \frac{2\pi}{\delta\beta_{12}} \quad (1.10)$$

La longueur de battement mesure l'évolution du champ global et caractérise le guide relativement à ces deux modes. Dans un guide non uniforme, la longueur de battement est définie localement à partir des constantes de propagation des modes locaux.

Nous pouvons dériver à partir des équations de Maxwell un ensemble d'équations couplées reliant l'évolution de l'amplitude modale d'un mode local à celles des autres modes par l'intermédiaire du coefficient de couplage C . Pour deux modes locaux, la solution de ces équations mène au calcul de la puissance transférée d'un mode à l'autre en fonction de z .

Nous définissons la longueur caractéristique de couplage L_c par :

$$L_c = \frac{1}{C} \quad (1.11)$$

En comparant maintenant z_b et L_c , nous pouvons déduire une condition d'adiabaticité.

En effet, si $z_b \ll L_c$ les modes locaux se propagent sans couplage sur la distance z_b . Le guide est adiabatique et la forme du champ total ne dépend que des battements ou des interférences entre les modes.

La limite est $z_b = L_c$.

Si $z_b \gg L_c$, on a au contraire des forts couplages entre modes, le guide n'est plus adiabatique.

Enfin, si les pentes deviennent très abruptes, la notion de mode local perd toute sa signification et nous ne pouvons plus utiliser la théorie des couplages entre les modes locaux. Il faut procéder autrement et assimiler les parties de grande pente à une épissure et les couplages se calculent par des intégrales de recouvrement entre les champs des deux guides.

1.3 Interférométrie modale

Une succession d'effilages non adiabatique, adiabatique, non adiabatique peut être assimilée à un interféromètre modal.

Pour un interféromètre classique, les déphasages sont obtenus avec des bras de longueurs géométriques différentes. Pour la fibre effilée, les 'bras' sont remplacés par les modes. Le chemin géométrique est le même pour tous les modes mais les vitesses de phase sont différentes ce qui donne les déphasages équivalents aux bras de longueurs différentes.

Après un préeffilage adiabatique, nous avons introduit deux effilages non adiabatiques, placés symétriquement sur les pentes du premier. L'intérêt de ces deux zones non adiabatiques de couplage est d'avoir seulement un couplage entre les modes LP_{01} et LP_{02} .

La figure 1.3 illustre l'allure d'un interféromètre modal constitué de plusieurs zones effilées.

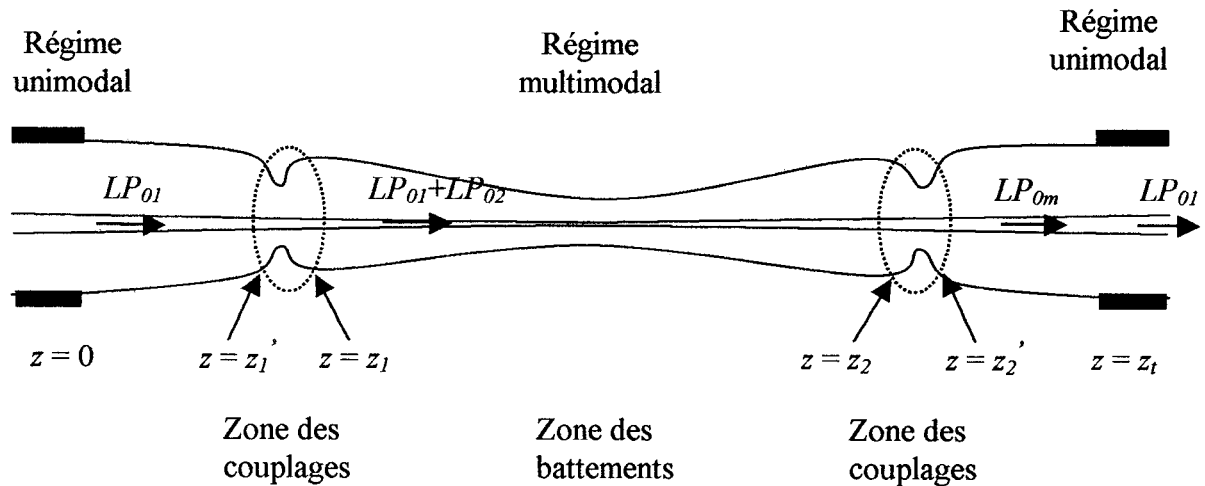


Figure 1.3 – Illustration d'un interféromètre modal, succession d'effilages non adiabatique, adiabatique, non adiabatique

Pour $z < 0$ la fibre n'est pas encore effilée. Elle est revêtue de sa gaine protectrice (indiquée en noir sur le dessin) et se comporte comme une fibre unimodale à deux couches dans laquelle seul le mode LP_{01} se propage.

Une fois dénudée, la fibre est à trois couches et devient fortement multimodale.

Pour $0 < z < z_1'$, la pente est faible, la région est adiabatique, donc seul le mode LP_{01} s'y propage.

Pour $z_1' < z < z_1$ on réalise un effilage non adiabatique. C'est dans cette zone qu'ont lieu les couplages. Le mode LP_{01} incident excite les autres modes de même symétrie azimutale LP_{0m} , préférentiellement le mode LP_{02} .

Pour calculer leurs amplitudes, on utilise les équations couplées des modes locaux. Les amplitudes des modes réfléchis a_j sont négligeables et le champ total peut se représenter sur la base tronquée des modes guidés progressifs sans tenir compte des modes réfléchis et de radiation.

Nous obtenons le système de m équations différentielles couplées suivant [1, page 193]:

$$\frac{da_j(z)}{dz} - i\beta_j(z)a_j(z) = \sum_{k=1}^m C_{jk}(z)a_k(z) \quad (1.13)$$

où

$$C_{jk}(z) = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{k}{4} \frac{1}{\beta_j - \beta_k} \int_{A_0} \frac{\partial n^2}{\partial z} \hat{e}_j \cdot \hat{e}_k \cdot dA \quad (1.14)$$

sont les coefficients de couplage entre les modes j et k avec $C_{jj} = 0$ et $C_{jk} = 0$ si les modes j et k ont une symétrie azimutale différente.

Nous exprimons l'amplitude complexe d'un mode local j avec la formule

$$a_j(z) = b_j(z) \exp \left\{ i \int_0^z \beta_j(z') \cdot dz' \right\} \quad (1.15)$$

Le système 1.13 n'a pas de solution analytique et doit être résolu de proche en proche avec les conditions aux limites suivantes : au début de la zone non adiabatique il n'existe

que le mode LP_{01} de constante de propagation β_1 , d'amplitude unité et de phase nulle, soit $a_1(z_1) = 1$ et $a_j(z_1) = 0$ avec $j = 2, m$. Pour chaque z , les β_j et C_{jk} sont calculés.

Après la première zone de couplage, pour $z_1 < z < z_2$, la puissance est répartie dans les différents modes excités et ces modes battent entre eux dans la zone centrale. Cette zone comporte trois parties : deux latérales de pentes faibles, adiabatiques de longueurs L_1 et L_2 , et une centrale quasi cylindrique de longueur L (voir la figure 2.3).

La zone centrale étant adiabatique, il n'y a plus de couplage. Le module des amplitudes des modes reste constant mais les phases continuent de s'accumuler. Les modes qui ont été excités en amont s'y propagent avec des vitesses différentes, donc il y aura des battements entre les modes.

La partie quasi cylindrique est amincie et le cœur peut perdre ses propriétés guidantes si sa dimension devient négligeable devant la longueur d'onde. Dans ce cas, le guide est constitué de la gaine résiduelle et du milieu extérieur. Le paramètre V peut être grand et cette zone est en générale fortement multimodale.

En z_2 chaque mode j atteint l'amplitude

$$a_j(z_2) = b_j(z_1) \exp(i\varphi_j) \quad (1.16)$$

φ_j étant sa phase accumulée depuis z_1

$$\varphi_j = \int_{z_1}^{z_2} \beta_j(z') dz' \quad (1.17)$$

Pour chaque paire de modes j et k , nous pouvons définir une longueur de battement z_b , donnée par (1.11). Maintenant, le champ total est la superposition de toutes les amplitudes de ces modes et son évolution le long de z va traduire l'ensemble des battements entre chaque paire de modes.

À la deuxième zone de couplage non adiabatique, pour $z_2 < z < z_2'$, la puissance est de nouveau répartie entre les modes, mais selon leurs phases respectives.

Lors de l'étirage, nous augmentons la longueur de la région centrale de battement, ce qui change la différence de phase entre les modes arrivant à la deuxième zone de couplage. Ces variations de déphasage changent la répartition de la puissance et donc celle transmise dans le mode fondamental.

Pour $z_2 < z < z_t$, on a une dernière zone adiabatique sans couplage. Le guide retrouve ses dimensions initiales et puis son revêtement protecteur. La fibre est donc unimodale et tous les modes qui étaient excités autre que le mode fondamental LP_{01} deviennent des modes de radiation qui sont éliminés par le revêtement.

1.3.1 Configuration Mach–Zehnder

Le système se comporte comme un interféromètre de Mach-Zehnder. Les pentes abruptes de la première zone de couplage occasionnent le couplage du mode fondamental avec les modes d'ordre supérieur LP_{0m} , donc elles font office de lame séparatrice. Les modes battent ensuite dans la région centrale et se recouplent selon leur phase dans les pentes de la deuxième zone de couplage qui jouent le rôle de lame mélangeuse.

Pendant le couplage, il y a un transfert de puissance entre les modes le long du guide. L'amplitude de ce transfert de puissance est reliée à la forme des champs des modes. Ainsi, le couplage entre deux modes est d'autant plus important que leurs intégrales de recouvrement sont grandes. De plus, à cause du terme $1/(\beta_j - \beta_k)$ de la formule 1.14, le transfert se fait préférentiellement vers les modes de même symétrie les plus proches, LP_{01} excitera donc plus LP_{02} , que LP_{03} par exemple.

Dans le cas où il n'y aurait que deux modes excités LP_{01} et LP_{02} , il est pratique de modéliser qualitativement la fibre effilée à l'aide d'un interféromètre de Mach-Zehnder à deux ondes (voir la figure 1.4).

Les deux petites zones de couplage effilées non adiabatiques ont des transmissions dépendant de la longueur d'onde et jouent le rôle des lames dichroïques de l'interféromètre ($Lst1$ et $Lst2$) qui divisent les amplitudes. Au niveau de la première zone, à cause du couplage, l'amplitude de LP_{01} se <<divise>> dans les nouvelles amplitudes de LP_{01} et LP_{02} .

Les bras de l'interféromètre sont de longueurs différentes grâce aux miroirs M . Ils sont les équivalents des chemins optiques parcourus par les deux modes de constantes de propagations différentes.

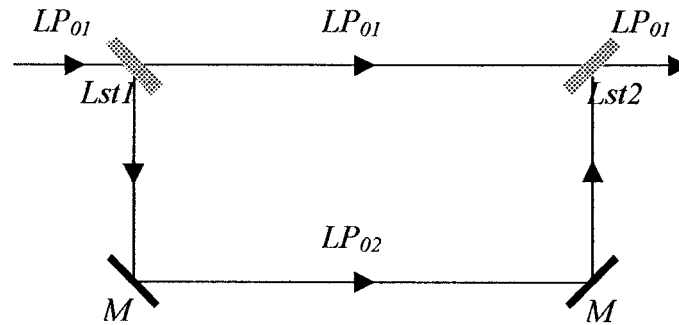


Figure 1.4 – Modélisation des trois effilages en série par un Mach-Zehnder à deux lames semi-transparentes dichroïques

Au niveau de la deuxième zone de couplage, il y a addition des deux ondes et, selon l'état des phases en cet endroit, une certaine puissance est transmise par LP_{01} , le reste étant éliminé par le revêtement de la fibre.

1.3.2 Conclusion

Cette représentation permet de mieux comprendre les mécanismes de l'interférométrie modale. En pratique, nous résoudrons numériquement les équations 1.13 et 1.14 avec des conditions aux limites en $z = 0$ ce qui donne les amplitudes complexes a_j en tout z .

CHAPITRE 2 - TRANSMISSION DES FIBRES EFFILÉES IRRADIÉES À L'UV

Dans le premier chapitre nous avons revu les concepts théoriques utiles à l'analyse de la transmission des fibres effilées. Ce deuxième chapitre présente les concepts théoriques de la photosensibilité et de la transmission des fibres effilées irradiées à l'UV. Ensuite nous décrivons les méthodes de fabrication et d'irradiation puis présentons les résultats expérimentaux. Ainsi nous mettons en évidence le comportement expérimental des fibres effilées irradiées à l'UV et nous étudions l'influence de l'irradiation sur la réponse spectrale de celles-ci. Par la suite, nous introduisons le modèle théorique utilisé et nous présentons les simulations obtenues avec ce modèle. Enfin, nous comparons les résultats expérimentaux avec les simulations et nous analysons l'influence de la procédure de fabrication sur la photosensibilité des fibres effilées.

2.1 Photosensibilité de la fibre

La photosensibilité est la propriété par laquelle un matériau donné voit son indice de réfraction changer d'une façon permanente sous l'effet d'une exposition lumineuse.

Durant la fabrication des fibres optiques germanosilicates, il apparaît des défauts dans la structure tétraédrique du verre. On admet que l'absorption UV à 242 *nm* dans les verres germanosilicates et dans les fibres optiques est causée par la présence de centres colorés de germanium déficitaires en oxygène. Les processus photochimiques et photophysiques induits par laser, associés à ces défauts, suscitent un grand intérêt technologique puisqu'ils permettent entre autre l'écriture de réseaux Bragg.

Selon le modèle des centres colorés, les photons incidents ionisent un type de défauts et les charges ainsi libérées se déplacent dans la matrice vitreuse puis sont piégées dans les autres sites de défauts.

Par exemple, le défaut GeO a un atome de germanium coordonné avec un autre atome de Si ou de Ge . Cette liaison est caractéristique du pic d'absorption à 240 *nm* qui est observé dans de nombreuses fibres optiques photosensibles dopées au germanium. Si la liaison est rompue, il résulte un centre GeE' . Le défaut GeE' est en fait un atome de germanium lié à trois atomes d'oxygène mais qui possède un lien pendant [6-10]. Ces défauts sont présents dans la silice dopée au germanium n'ayant subi aucun traitement et la figure 2.1 en donne une représentation.

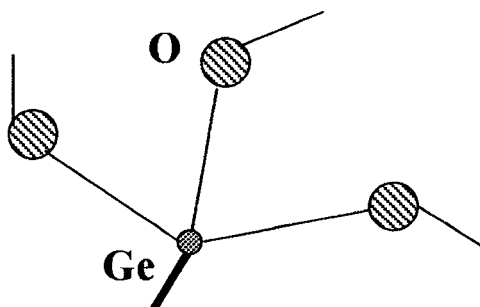


Figure 2.1 – Défaut GeE' dans la silice

Après l'irradiation, nous supposons que l'électron du lien pendante est libéré et peut bouger dans la matrice du verre. Il peut être capturé par le défaut original ou par un autre défaut. Le déplacement de cet électron produit une reconfiguration de la forme de la molécule modifiant ainsi la densité et le spectre d'absorption du verre [3].

Les fibres dopées au germanium et non hydrogénées deviennent plus compactes quand elles sont exposées à l'UV. L'irradiation UV excite les GeE' , avec réarrangement structural du matériau photosensible. On suppose que l'application d'une tension augmente la densification des régions illuminées à l'UV et ainsi la photosensibilité des fibres optiques [4-5].

Pour les fibres germano-silicates, il a été observé [5] que le changement d'indice de réfraction photoinduit à l'UV a une faible dépendance en longueur d'onde.

Dans les fibres standard Corning SMF28TM, la concentration des atomes de Ge est d'ordre de 10^{21} atomes/cm³ (pour un dopage de 3 mol % de GeO_2). Seulement une partie de ces atomes produisent des centres colorés.

La densité de défauts déficitaires en oxygène est déterminée par la technique de fabrication des fibres optiques et peut être non uniforme le long de la préforme.

Nous supposons que l'irradiation UV est linéaire, c'est-à-dire un processus à un photon, donc un centre coloré est blanchi par un photon. De plus, nous supposons qu'il n'y a pas de mécanisme de repopulation avec défauts déficitaires en oxygène du germanium. Ceci conduit à une loi exponentielle de variation de la densité des centres colorés [6,7].

Soit $N(t)$ la densité de centres colorés par unité de volume au moment t . Initialement, au temps $t=0$, $N(0)=N_0$. La variation de la densité de centres colorés pendant l'irradiation est donnée par

$$\frac{dN(t)}{dt} = -N(t)P(E) \quad (2.1)$$

$P(E)$ est la probabilité par unité du temps qu'un photon UV d'un faisceau laser de l'éclairement E (W/cm^2) soit absorbé par un centre coloré.

$$P(E) = A \cdot E \quad (2.2)$$

où A est une constante de proportionnalité (cm^2/J) qui donne une mesure de la puissance de transition d'absorption.

Selon le modèle d'absorption à un photon, une densité des défauts N , avec σ la section efficace d'absorption à 244 nm par un défaut, conduit à un coefficient d'absorption $\alpha = \sigma N$.

En supposant que σ est le même pour chaque défaut, nous pouvons écrire [7]

$$A = \frac{\sigma}{h\nu} \quad (2.3)$$

où $h\nu$ est l'énergie du photon à 244 nm, $h = 6,62559 \cdot 10^{-34} J \cdot s$ est la constante Planck et $\nu = c/\lambda$, avec $c = 2,997925 \cdot 10^8 m/s$ la vitesse de la lumière dans le vide.

Les équations 2.1 et 2.2 donnent la loi exponentielle pour la densité volumique de centres colorés (défauts de germanium déficients en oxygène)

$$N(t) = N_0 \exp(-A \cdot E \cdot t) \quad (2.4)$$

Après un temps suffisamment long $N(t) \rightarrow 0$ et tous les centres colorés sont blanchis.

La croissance de l'indice de réfraction du cœur de la fibre est reliée à la variation de la densité de centres colorés. Sa variation en fonction du temps et de l'éclairement est donnée par

$$\Delta n = \Delta n_{\max} [1 - \exp(-A \cdot E \cdot t)] \quad (2.5)$$

où $\Delta n_{\max}$ est la variation maximale correspondant au blanchiment de tous les défauts.

Donc, après un certain temps, la croissance Δn de l'indice sature.

Pour une analyse rigoureuse et complète, il faudrait considérer tous les processus impliqués dans la photodécomposition des centres déficitaires en oxygène de germanium et en particulier les mécanismes de transfert photoinduits des centres déficitaires en oxygène du germanium qui ne sont pas encore bien connus [6-15]. De plus, il reste à déterminer la densité de centres déficitaires en oxygène du germanium. Cependant, le modèle simple linéaire d'absorption à un photon est suffisant pour notre étude.

2.2 Transmission des fibres effilées irradiées à l'UV

Pour un guide donné et à une longueur d'onde donnée, il existe un nombre fini de modes guidés et un continuum de modes de radiation.

Pendant la fabrication des fibres effilées on change les dimensions du guide. De plus, l'irradiation UV provoque une augmentation de l'indice du cœur. Toutes ces modifications se reflètent dans le profil d'indice $n(r)$ et conséquemment dans celles des paramètres modaux.

Nous donnons un exemple pour la fibre de communication standard Corning SMF28TM. Cette fibre est à deux couches à saut d'indice mais, en l'absence de son revêtement protecteur, l'air extérieur joue le rôle d'une troisième couche de rayon infini.

Les paramètres de la fibre Corning SMF28TM sont résumés dans le tableau suivant

Couche	Indices des couches	Rayon
cœur	$\text{SiO}_2 + 0,0045 = 1,448918$	$4,5 \mu\text{m}$
gaine	$\text{SiO}_2 = 1,444418$	$62,5 \mu\text{m}$
extérieur	Air $= 1,000273$	infini

Tableau 2.1 – Données de la fibre SMF28TM à $\lambda = 1550 \text{ nm}$

À partir de la fibre SMF28TM nous obtenons un guide cylindrique d'ITR, de longueur L et d'indice de cœur n_c donnés. Pour simplifier le raisonnement nous supposons que la fibre est bimodale et a la symétrie circulaire. En conséquence, seuls les modes LP_{01} et LP_{02} se propagent. La différence de phase entre ces deux modes est :

$$\varphi_{12} = \delta\beta_{12} \cdot L \quad (2.6)$$

et
$$\delta\beta_{12} = k \cdot \delta n_{12} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta n_{12} \quad (2.7)$$

où $\delta n_{12} = n_1 - n_2$, est la différence entre les indices effectifs des modes LP_{01} et LP_{02} .

À deux modes, la puissance transmise est du type

$$T(\lambda) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos[\varphi_{12}(\lambda)] \quad (2.8)$$

où I_1 et I_2 sont reliées aux amplitudes des modes LP_{01} et LP_{02} données par les intégrales de recouvrement dans les zones de couplages.

Soit un point de la réponse spectrale caractérisé par sa différence de phase φ_{12} . À partir des formules 2.6 et 2.7 nous définissons une longueur d'onde de référence λ_0 par

$$\lambda_0 = \frac{2\pi L}{\varphi_{12}} \delta n_{12}(\lambda_0, n_c) = C \delta n_{12}(\lambda_0, n_c(\lambda_0)) \quad (2.9)$$

où C est une constante égale à $\lambda_0 / \delta n_{12}(\lambda_0, n_c(\lambda_0))$.

Une augmentation de l'indice de réfraction du cœur $n_c(\lambda) + \Delta n_{UV}$ produit un décalage spectral de ce point. La nouvelle position spectrale λ donnant le même φ_{12} est solution de l'équation

$$C \cdot \delta n_{12}(n_c(\lambda) + \Delta n_{UV}, \lambda) - \lambda = 0 \quad (2.10)$$

L'équation 2.10 ne peut se résoudre que numériquement en cherchant systématique le bon λ dans une plage de valeurs prédéterminés. Pour chaque λ choisi, il faut calculer les indices du milieu et les indices effectifs des deux modes. Les calculs [16], reportés sur les courbes de la figure 2.2, démontrent que, à part au voisinage de la frange achromatique, la réponse spectrale se déplace vers les grandes longueurs d'onde lorsque l'indice du cœur croît. Le même calcul fait au voisinage de la frange achromatique confirme les simulations présentées dans la section 2.4.1.

Quand nous avons une dépendance stationnaire de la transmission en fonction de la longueur d'onde, nous avons $d\varphi/d\lambda = 0$. C'est la frange achromatique qui est une manifestation du phénomène d'égalisation des vitesses de groupe [17-18] puisque $\varphi_{12} = L \cdot \delta\beta_{12}$ et

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = L \cdot \left(\frac{d\beta_1}{d\lambda} - \frac{d\beta_2}{d\lambda} \right) = -\frac{2\pi \cdot c}{\lambda^2} \cdot L \cdot \left(\frac{1}{v_{g1}} - \frac{1}{v_{g2}} \right) \quad (2.11)$$

où la vitesse de groupe du mode j est définie par $v_{gj} = d\omega/d\beta_j$.

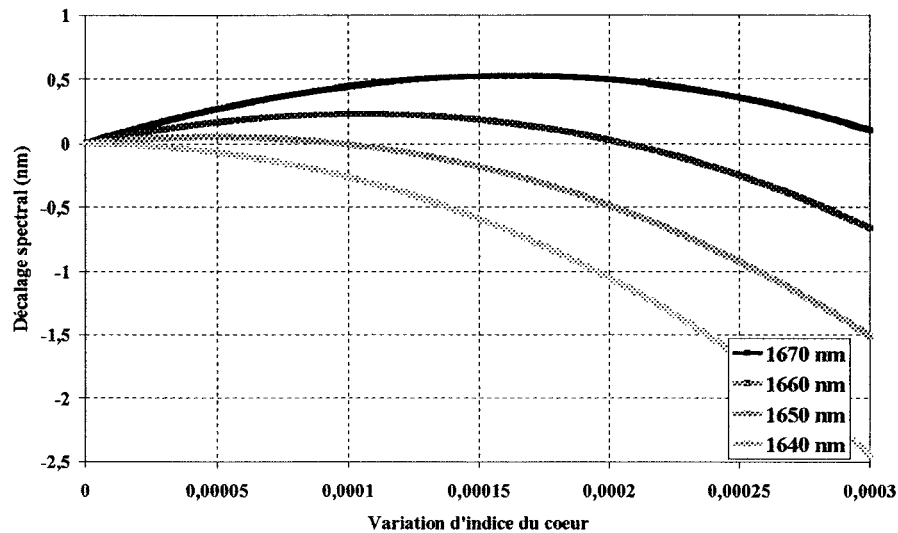


Figure 2.2 – Décalage spectral théorique en fonction de l'augmentation de l'indice du cœur pour les battements (LP_{01} - LP_{02}) pour un $ITR = 0,4$ avec λ de référence comme paramètre ($\lambda = 1670 \text{ nm}$, 1660 nm , 1650 nm et 1640 nm)

Pour l' ITR de 0,4 et à la longueur de référence de 1640 nm, nous sommes au voisinage de la frange achromatique. La croissance de l'indice du cœur entraîne un décalage spectral négatif, c'est-à-dire un déplacement du point considéré vers les courtes longueurs d'onde. Pour les autres longueurs d'onde de référence considérées, nous constatons qu'il existe une valeur de l'augmentation de l'indice du cœur pour laquelle la variation du décalage spectral change de signe.

La figure 2.2 montre que, théoriquement, pour toutes les longueurs d'onde plus grandes que celle de la frange achromatique, après une certaine augmentation d'indice du cœur, la réponse spectrale se déplace vers les courtes longueurs d'onde avec l'augmentation de l'indice du cœur.

Pour observer expérimentalement ce phénomène de déplacement, il faudrait atteindre des augmentations d'indice du cœur plus grandes que 10^{-4} . Or, en irradiant à l'UV les fibres effilées faites à partir de la SMF28TM, la croissance maximale expérimentale est limitée à 10^{-5} (section 2.4.3). À cause de cette limitation, nous ne devrions enregistrer expérimentalement des déplacements spectraux négatifs uniquement au voisinage immédiat des longueurs d'onde supérieures à celle de la frange achromatique.

2.3 Expérience

Pour étudier expérimentalement les modifications apportées aux fibres effilées par irradiation à l'UV, nous avons utilisé une technique interférométrique. Nous avons fabriqué une structure effilée qui se comporte comme un interféromètre de Mach-Zehnder.

Nous l'avons irradié à l'UV sur sa partie centrale de longueur L . Étant donnée la photosensibilité de la fibre optique dopée au germanium, cette irradiation entraîne une croissance de l'indice de réfraction du cœur et cette modification produit un déplacement de la réponse spectrale.

Le profil longitudinal de l'interféromètre modal est présenté dans la figure 2.3. Sur un pré effilage adiabatique A, nous avons introduit deux effilages non adiabatiques N, placés symétriquement sur les pentes du premier.

Pour simplifier la compréhension, nous considérons la fibre effilée comme étant un interféromètre modal à deux ondes. La différence de phase entre les modes LP_{01} et LP_{02} , accumulée dans la zone centrale de battement ($L_1 + L + L_2$, voir la figure 2.3 et la formule 1.16), est donnée par

$$\varphi_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 = 2 \int_0^{L_1} \delta\beta_{12}(z') dz' + \delta\beta_{12}L \quad (2.12)$$

en supposant que les deux régions adiabatiques de longueurs L_1 et L_2 sont identiques.

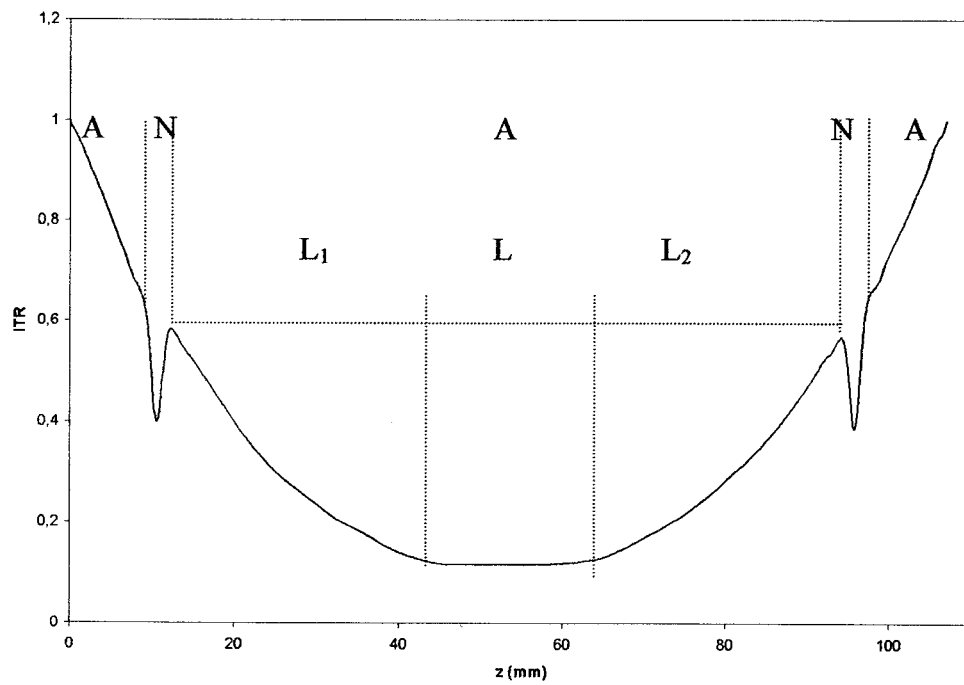


Figure 2.3 – Profil longitudinal expérimental d'une fibre effilée avec un $ITR = 0,117$ dans la région centrale quasi cylindrique. A = effilage adiabatique (pas de couplage), N = effilage non adiabatique (couplage).

2.3.1 Matériel expérimental

Pour fabriquer les interféromètres modaux, nous avons utilisé de la fibre de télécommunication standard Corning SMF28TM.

Les effilages ont été réalisés sur un des montages d'étirage existants dans le laboratoire des fibres optiques de l'École Polytechnique. Le montage et la technique de fabrication des fibres effilées sont décrites à l'annexe A.

Pour l'irradiation à l'UV, nous avons utilisé un montage d'écriture de réseaux Bragg présenté dans l'ANNEXE B.

La source d'irradiation à l'UV utilisée est un laser argon continu Coherent INNOVA 300C FreDTM linéairement polarisé et dont la fréquence est doublée. À la longueur d'onde de fonctionnement de 244 nm, la puissance moyenne du laser employée est de 100 mW.

À une puissance de 145 mW, nous avons modélisé le faisceau laser par un faisceau gaussien et nous avons obtenu les dimensions au waist du faisceau (le waist d'un faisceau gaussien se définit comme la largeur d'une gaussienne à une intensité de $1/e^2$ d'ordonnée) $w_{ox} = 1,275 \text{ mm}$ (horizontale) et $w_{oy} = 1,173 \text{ mm}$ (verticale).

Une lentille cylindrique d'une distance focale de $f = 25 \text{ cm}$, utilisée sur le montage d'écriture de réseaux Bragg, fait converger le faisceau sur la fibre en direction verticale. La lentille cylindrique est placée sur un moteur micrométrique contrôlé par ordinateur qui permet le balayage du faisceau sur la fibre.

Le rayon du faisceau au point focal est donné par :

$$w_{fy} = \frac{\lambda \cdot f}{\pi \cdot w_{oy}} \quad (2.13)$$

En vue de l'irradiation, la fibre est placée à environ 1 *mm* après le point focal de la lentille. Pour calculer le rayon vertical de ce faisceau défocalisé sur la fibre, nous utilisons la formule [19]

$$w_y = w_{fy} \left[1 + \left(\frac{\lambda \cdot z}{\pi \cdot w_{fy}^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.14)$$

Pour $\lambda = 244 \text{ nm}$, $z = 1 \text{ mm}$ et $f = 25 \text{ cm}$ nous obtenons $w_y = 16,56 \text{ }\mu\text{m}$. Nous irradiions la fibre après un masque de phase en introduisant une vibration pour obtenir une irradiation uniforme. L'effet de l'irradiation par balayage est cumulatif et nous pouvons approximer l'éclairement sur la fibre par

$$E = \frac{P \cdot p}{\pi \cdot w_{ox} \cdot w_y / 4} \quad (2.15)$$

où $P \cdot p$ est la puissance du laser sur la fibre, le facteur p (environ 92%) tenant compte de la présence du masque de phase*, et $\pi \cdot w_{ox} \cdot w_y / 4$ est la surface de l'ellipse.

* Le masque de phase n'est pas nécessaire pour l'expérience, mais il a été laissé sur le montage parce qu'il était utilisé pour d'autres applications et parce qu'il était difficile de l'enlever répétitivement sans l'endommager.

2.3.2 Description de l'expérience

Les étapes de fabrications sont : réalisation d'un préeffilage adiabatique, fabrication des zones de couplage (effilage non adiabatique) et enregistrement de la réponse spectrale du composant.

Pour réaliser l'étirage adiabatique, la vitesse des moteurs d'étirage a été réglée à 0,06 *mm/s* et celle de balayage de la micro torche à 4 *mm/s* sur une longueur de 20 *mm*. De cette façon, nous avons obtenu une région centrale quasi cylindrique de cette longueur.

Les effilages non adiabatiques ont été fabriqués en gardant fixe la position de la micro torche. Nous avons réduit les dimensions de la flamme et étiré avec une vitesse de 0,05 *mm/s*.

Pour avoir un transfert maximal de puissance de LP_{01} à LP_{02} , nous avons étiré les zones de couplage non adiabatiques de façon à avoir un minimum de la transmission de LP_{01} en fonction de l'élongation.

Après la réalisation du composant, en utilisant comme sources deux diodes laser centrées sur 1310 *nm* et 1550 *nm*, nous avons enregistré la réponse spectrale normalisée avec un analyseur de spectres, sur une plage de longueurs d'onde entre 1250 *nm* et 1650 *nm*.

À l'aide de ces techniques nous avons fabriqué des composants ayant divers ITR dans leur partie centrale quasi cylindrique.

L'irradiation UV a été réalisée sur un montage d'écriture de réseaux Bragg. La procédure expérimentale développée comporte trois étapes : alignement du laser UV sur la fibre, irradiation et enregistrement de la réponse spectrale.

La photosensibilité des fibres germano-silicates croît avec la contrainte. Salik & all [4] ont rapporté que la modification de l'indice de réfraction obtenue par irradiation UV était cinq fois plus grande si la fibre était soumise à une tension longitudinale de 3% (par rapport à la tension initiale pour une fibre irradiée dans les mêmes conditions) durant l'opération et qu'il n'y a aucune conséquence sur l'indice de réfraction si nous appliquons une tension avant ou après l'irradiation UV.

L'influence de la contrainte sur le phénomène de photosensibilité est donc très importante. En conséquence, pour garder toujours les mêmes conditions, nous n'avons pas appliqué de tension sur les fibres durant leur irradiation.

Après avoir mis en place la fibre sur le montage, on focalise le laser à basse puissance sur celle-ci. Si la focalisation est bonne, la fibre diffracte le faisceau, ce qui forme des bandes lumineuses caractéristiques sur un écran placé derrière la fibre. Les bandes verticales lumineuses ont une intensité croissante avec la qualité de l'alignement.

En balayant le faisceau laser sur la fibre, nous retrouvons avec précision la position des endroits non adiabatiques, de rayon plus petit qui se manifeste par un élargissement des bandes verticales lumineuses. Ensuite nous pouvons déterminer les limites entre lesquelles nous allons balayer le faisceau UV pendant l'irradiation.

Nous avons irradié seulement la partie centrale quasi cylindrique de longueur L en balayant le faisceau laser sur la fibre avec une vitesse constante de $0,2 \text{ mm/s}$. Nous estimons qu'à chaque balayage, nous avons irradié chaque millimètre de la fibre durant un temps de 5 s avec l'éclairement utilisé dans le processus d'irradiation. Pour avoir une irradiation uniforme de la fibre, la fibre étant placée après un masque de phase, nous avons introduit une vibration sur la table optique.

Nous avons enregistré les réponses spectrales normalisées des structures effilées pour différents temps d'irradiation correspondant toujours à un nombre entier de périodes complètes de balayage. De cette manière, nous pouvons mesurer les déplacements de la réponse spectrale en fonction du temps d'irradiation.

À l'aide d'un microscope équipé d'une caméra, nous avons mesuré le profil géométrique de chaque structure effilée irradiée à l'UV. En faisant un balayage longitudinal, nous avons mesuré le diamètre de la fibre à tous les 200 μm .

À partir des paramètres de l'expérience, nous avons fait des simulations pour calculer les déplacements de la réponse spectrale modélisée pour différentes augmentations de l'indice de réfraction.

2.3.3 Mesures expérimentales

Pour chaque composant étudié, nous présentons son profil longitudinal, sa réponse spectrale avant et après un temps d'irradiation à l'UV donné et la variation du déplacement spectrale d'un minimum de sa transmission (indiqué sur la réponse spectrale). L'erreur absolue de mesure du déplacement spectrale est de 0,5 nm.

Les résultats des calculs théoriques présentés plus loin aux figures 2.30 et 2.33 montrent que le déplacement spectral $\Delta\lambda$ est quasi-proportionnel à la variation Δn de l'indice du cœur pour les *ITR* considérés. À partir de la formule 2.4, en remplaçant les Δn par les $\Delta\lambda$, nous pouvons écrire :

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda_{\max} [1 - \exp(-A \cdot E \cdot t)] \quad (2.16)$$

où $\Delta\lambda_{\max}$ dépend de la concentration des défauts, de la longueur irradiée et du profil d'indice de la fibre étudiée. Pour chaque composant, nous avons déterminé une valeur empirique de la constante A .

Les tableaux 2.2, 2.3, 2.4, 2.5, et 2.6 présentent les paramètres de l'approximation du déplacement en longueur d'onde en fonction du temps d'irradiation obtenus à l'aide de la formule 2.16.

Les pertes indiquées dans les figures 2.5, 2.8, 2.11, 2.14 et 2.17 sont introduites par les connecteurs utilisés sur le montage d'irradiation. En analysant les figures présentées dans l'ANNEXE C, nous observons que, en réalité, les composants étudiés ont peu de pertes en transmission, pertes données par les couplages avec des modes d'ordres supérieurs.

$$ITR = 0,117 \pm 0,007$$

Longueur totale d'étirage (<i>mm</i>)	Puissance laser (<i>W</i>)	Longueur d'irradiation (<i>mm</i>)	Nombre des balayages d'irradiation
86	0,112	20	50

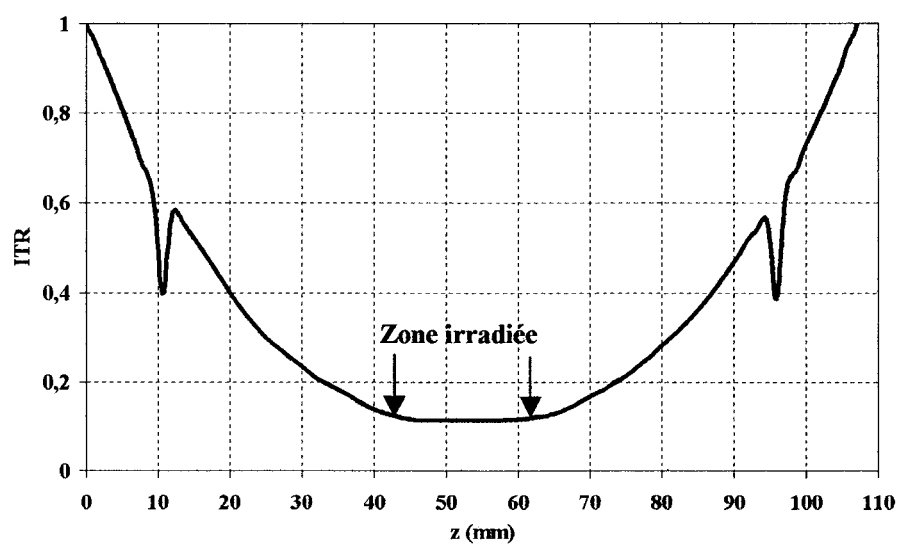


Figure 2.4 – Relevé expérimental du profil longitudinal de la fibre effilée,
 $ITR = 0,117$

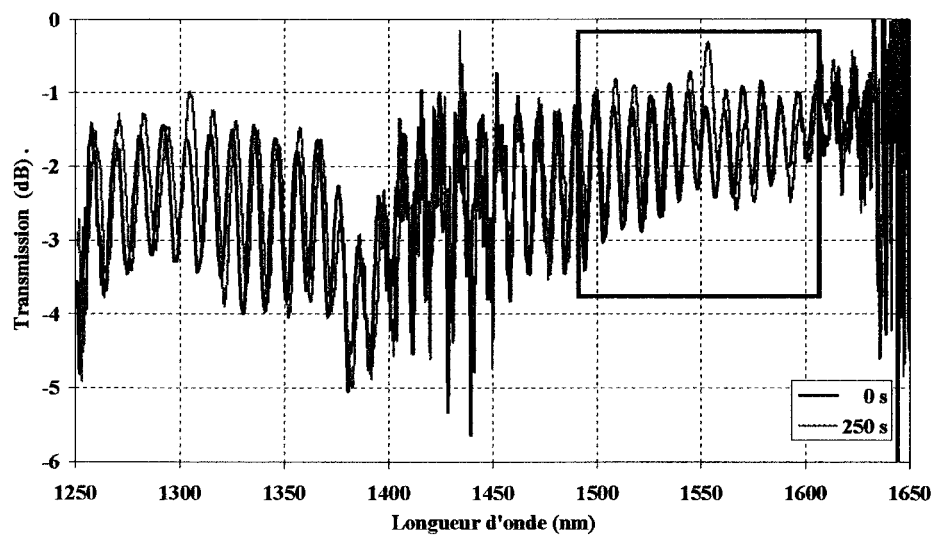
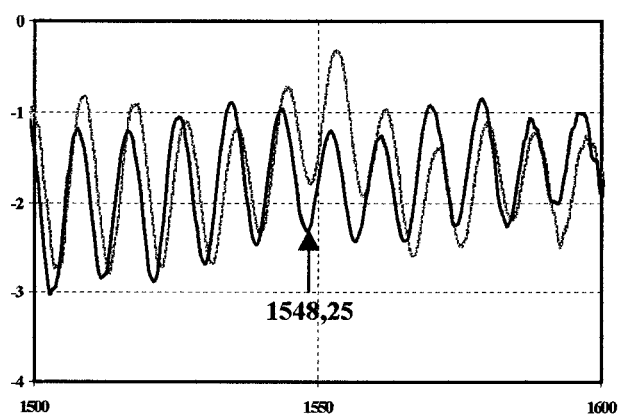


Figure 2.5 – Réponse spectrale avant et après irradiation, $ITR = 0,117$



Agrandissement de la
figure 2.5 dans la fenêtre
de 1550 nm.

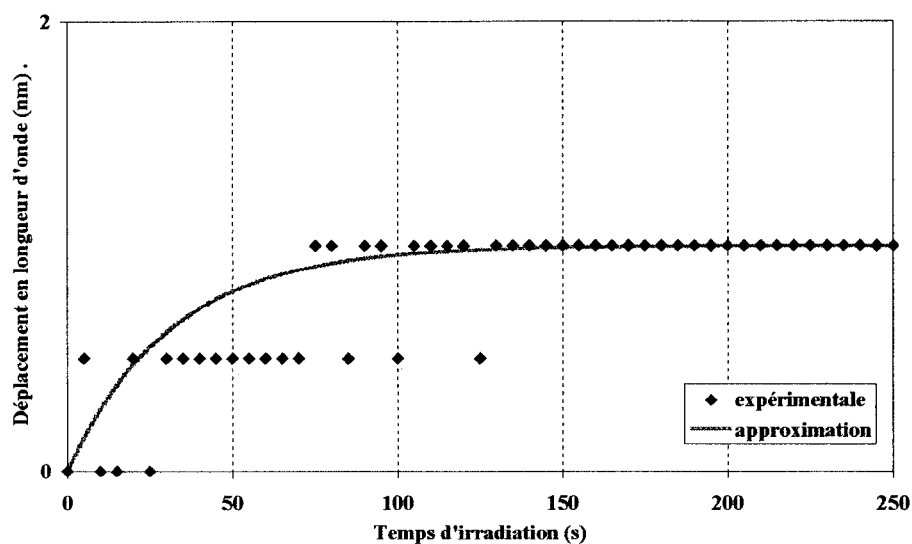


Figure 2.6 – Déplacement en longueur d'onde en fonction du temps d'irradiation,
 $ITR = 0,117$

Les valeurs des déplacements spectraux mesurés et représentés dans la figure 2.6 sont limitées par la résolution de l'analyseur de spectre qui a été de $0,5 \text{ nm}$.

Déplacement maximal de la réponse spectrale $\Delta\lambda_{\text{max}} (\text{nm})$	Éclairement $E (\text{J}/\text{cm}^2\text{s})$	Constante exponentielle $A (\text{cm}^2/\text{J})$
1,0	589	$5 \cdot 10^{-5}$

Tableau 2.2 – Paramètres de l'approximation du déplacement en longueur d'onde
en fonction du temps d'irradiation (équation 2.16), $ITR = 0,117$

$$ITR = 0,318 \pm 0,008$$

Longueur totale d'étirage (<i>mm</i>)	Puissance laser (<i>W</i>)	Longueur d'irradiation (<i>mm</i>)	Nombre des balayages d'irradiation
51	0,065	20	50

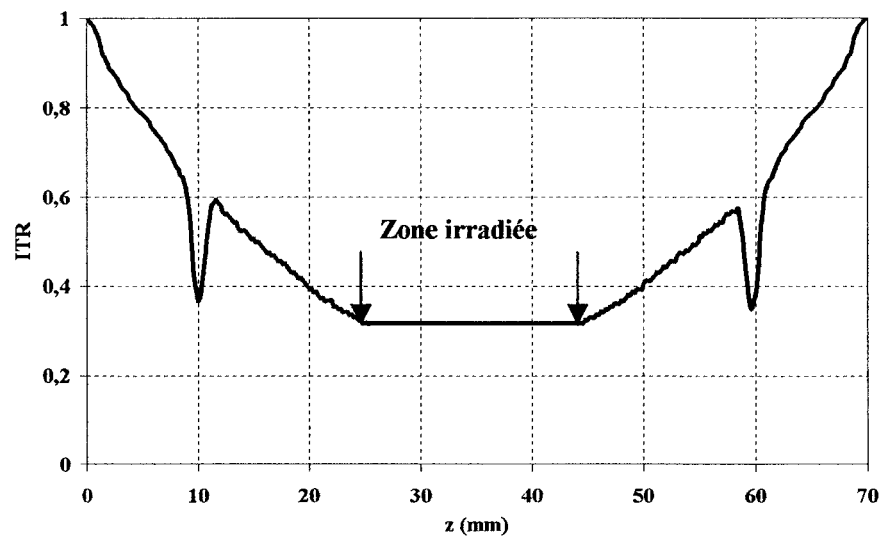


Figure 2.7 – Relevé expérimental du profil longitudinal de la fibre effilée,
 $ITR = 0,318$

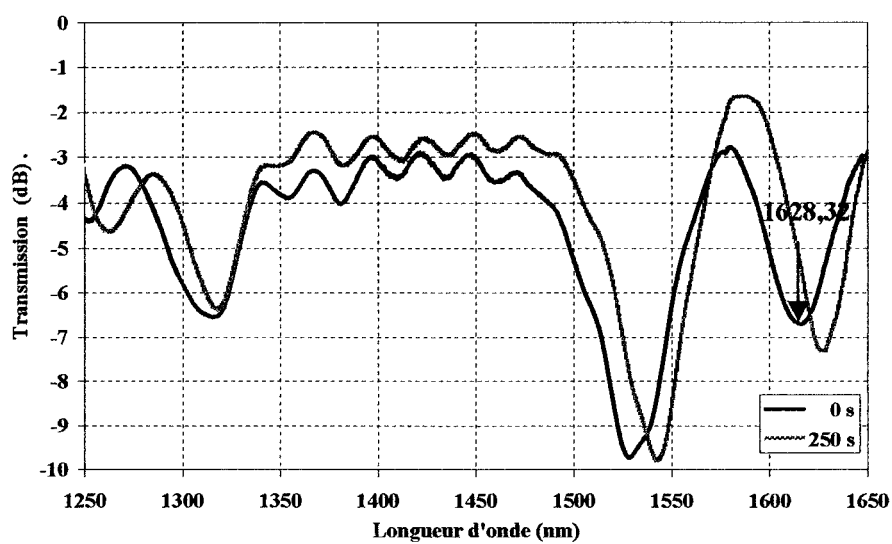


Figure 2.8 – Réponse spectrale avant et après irradiation, $ITR = 0,318$

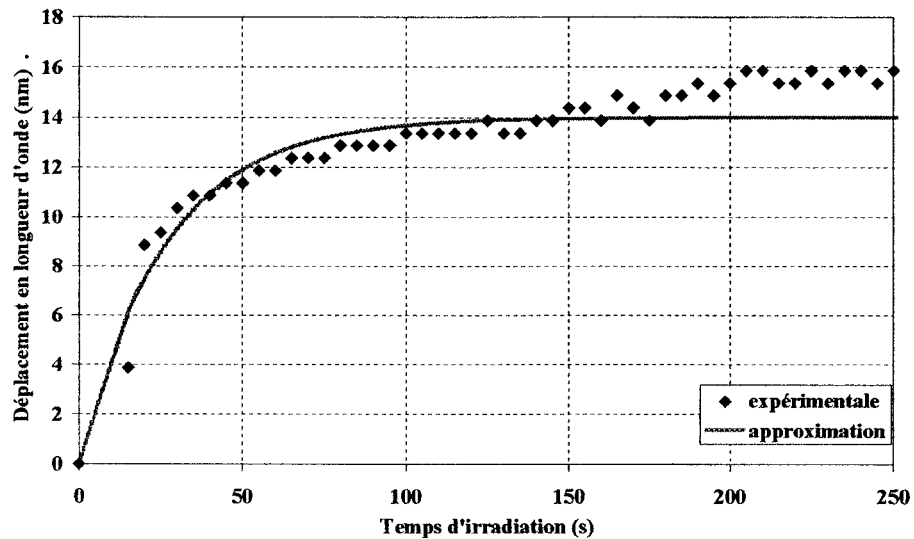


Figure 2.9 – Déplacement en longueur d’onde en fonction du temps d’irradiation,
 $ITR = 0,318$

Déplacement maximal de la réponse spectrale $\Delta\lambda_{\max} (nm)$	Éclairement $E (J/cm^2s)$	Constante exponentielle $A (cm^2/J)$
14,0	350	*

Tableau 2.3 – Paramètres de l’approximation du déplacement en longueur d’onde
en fonction du temps d’irradiation (équation 2.16), $ITR = 0,312$

*Le calcul de A n’est pas possible car les simulations faites au voisinage de la frange achromatique (pour cet ITR et à la longueur d’onde suivie) indiquent que $\Delta\lambda$ et Δn ne sont pas proportionnels.

$$ITR = 0,369 \pm 0,009$$

Longueur totale d'étirage (<i>mm</i>)	Puissance laser (<i>W</i>)	Longueur d'irradiation (<i>mm</i>)	Nombre des balayages d'irradiation
44	0,106	20	30

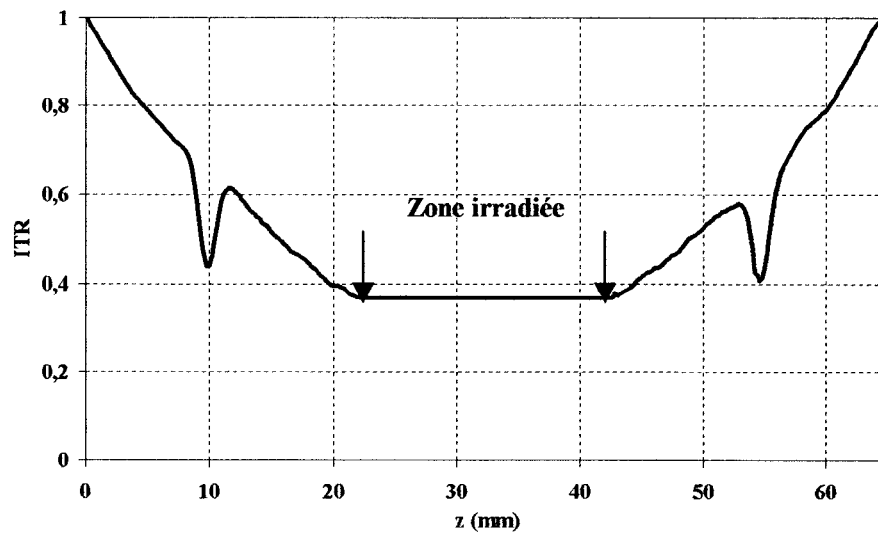


Figure 2.10– Relevé expérimental du profil longitudinal de la fibre effilée,

$$ITR = 0,369$$

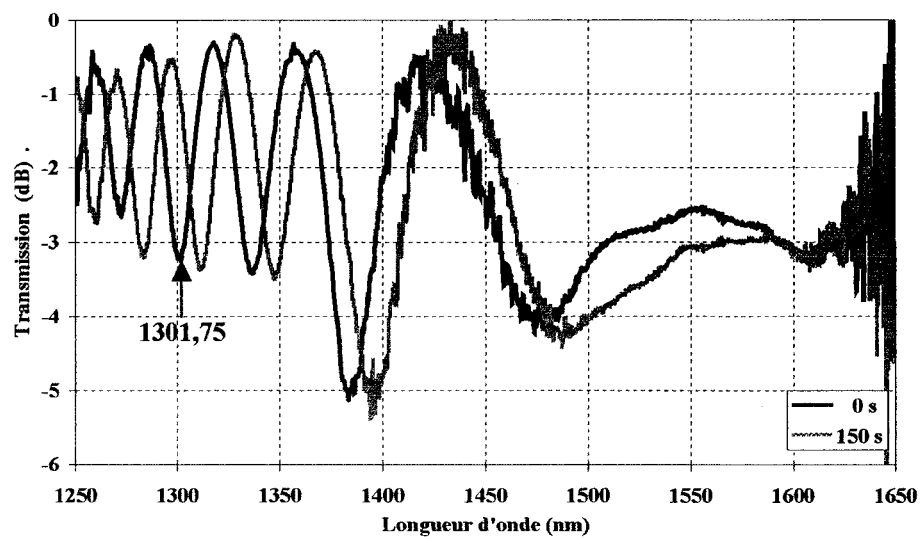


Figure 2.11– Réponse spectrale avant et après irradiation, $ITR = 0,369$

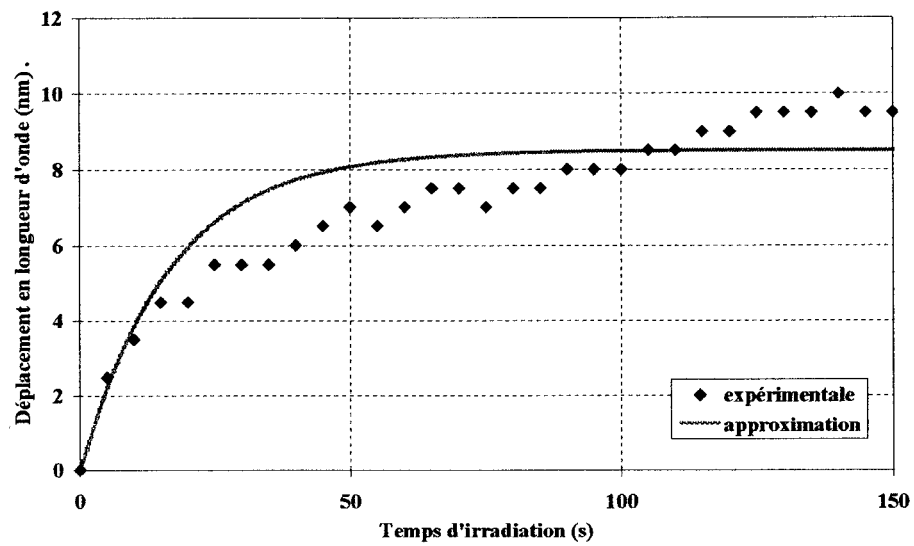


Figure 2.12– Déplacement en longueur d’onde en fonction du temps d’irradiation,
 $ITR = 0,369$

Déplacement maximal de la réponse spectrale $\Delta\lambda_{\max} (nm)$	Éclairement $E (J/cm^2s)$	Constante exponentielle $A (cm^2/J)$
8,5	552	$1,1 \cdot 10^{-4}$

Tableau 2.4 – Paramètres de l’approximation du déplacement en longueur d’onde
en fonction du temps d’irradiation (équation 2.16), $ITR = 0,369$

$$ITR = 0,622 \pm 0,010$$

Longueur totale d'étirage (mm)	Puissance laser (W)	Longueur d'irradiation (mm)	Nombre des balayages d'irradiation
22	0,100	16	40

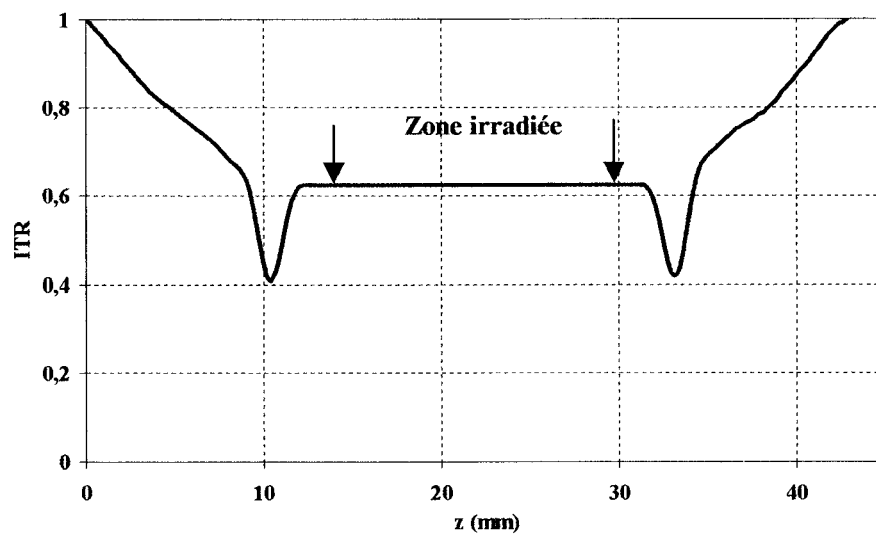


Figure 2.13– Relevé expérimental du profil longitudinal de la fibre effilée,

$$ITR = 0,622$$

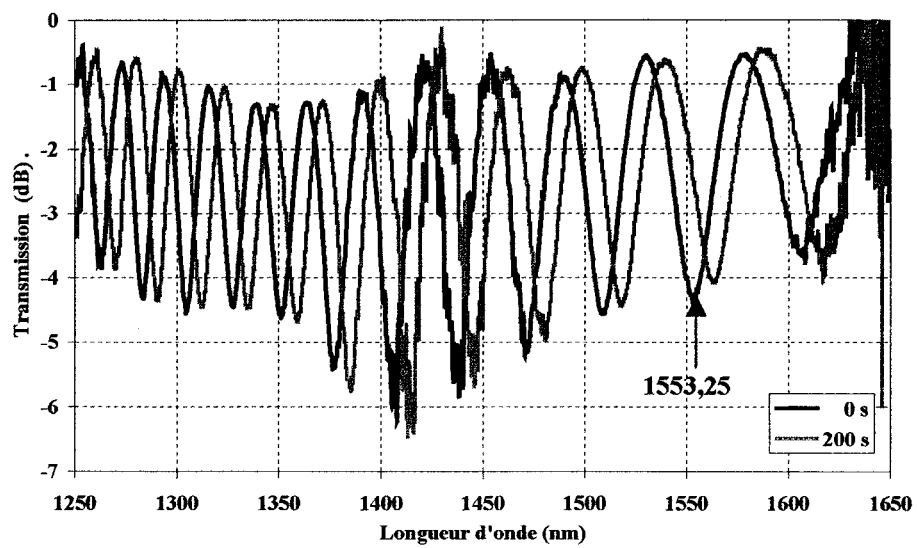


Figure 2.14– Réponse spectrale avant et après irradiation, $IIR = 0,622$

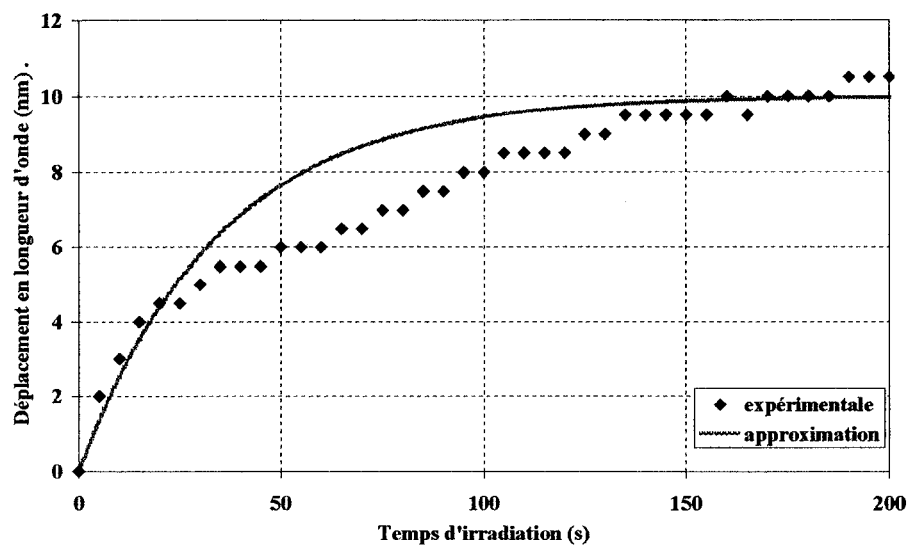


Figure 2.15– Déplacement en longueur d’onde en fonction du temps d’irradiation,
 $ITR = 0,622$

Déplacement maximal de la réponse spectrale $\Delta\lambda_{\max}$ (nm)	Éclairement E (J/cm^2s)	Constante exponentielle A (cm^2/J)
10,0	534	$5 \cdot 10^{-5}$

Tableau 2.5 – Paramètres de l’approximation du déplacement en longueur d’onde
en fonction du temps d’irradiation (équation 2.16), $ITR = 0,622$

$$ITR = 0,726 \pm 0,011$$

Longueur totale d'étirage (mm)	Puissance laser (W)	Longueur d'irradiation (mm)	Nombre des balayages d'irradiation
16	0,098	12	40

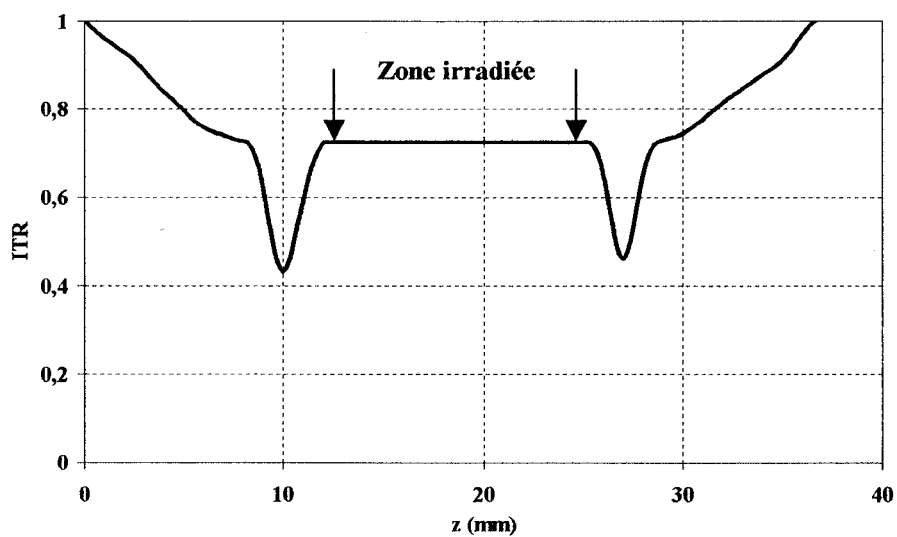


Figure 2.16– Relevé expérimental du profil longitudinal de la fibre effilée,
 $ITR = 0,726$

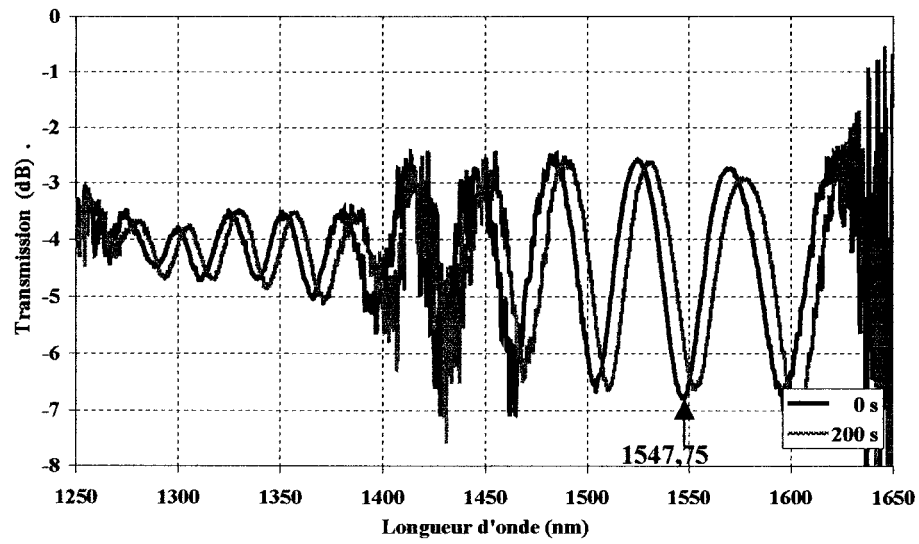


Figure 2.17– Réponse spectrale avant et après irradiation, $ITR = 0,726$

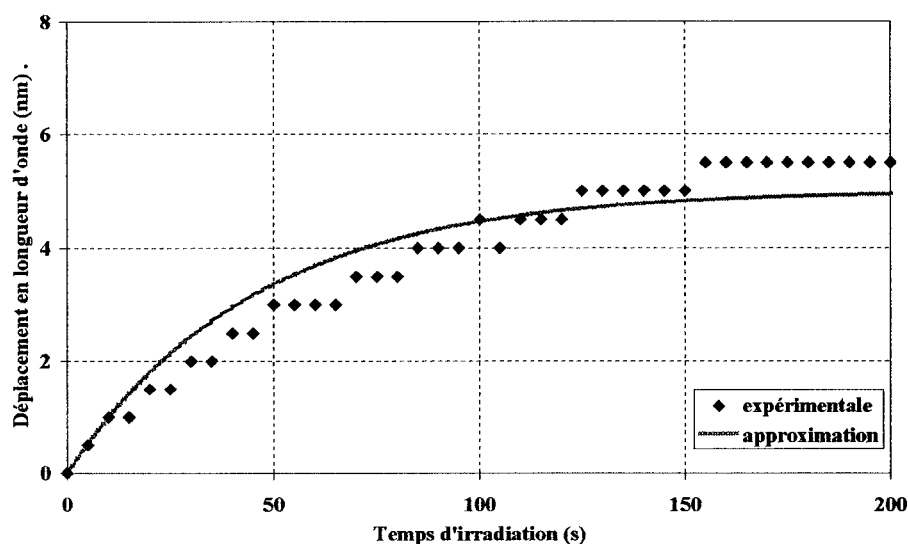


Figure 2.18– Déplacement en longueur d’onde en fonction du temps d’irradiation,
 $ITR = 0,726$

Déplacement maximal de la réponse spectrale $\Delta\lambda_{\max} (nm)$	Éclairement $E (J/cm^2s)$	Constante exponentielle $A (cm^2/J)$
5,0	534	$4 \cdot 10^{-5}$

Tableau 2.6 – Paramètres de l’approximation du déplacement en longueur d’onde
en fonction du temps d’irradiation (équation 2.16), $ITR = 0,726$

Mis à part de la frange achromatique où les décalages spectraux $\Delta\lambda$ ne sont pas proportionnels aux variations Δn de l’indice du cœur, nous pouvons constater que nous trouvons le même ordre de grandeur pour la constante de proportionnalité A . Cela justifie le modèle d’absorption à un photon.

2.4 Simulations

Un modèle théorique du comportement spectral des fibres effilées irradiées à l'UV a été développé par Xavier Daxhelet et intégré dans le logiciel SimFibres de Laboratoire des fibres optiques de l'École Polytechnique à Montréal.

La différence de phase φ_{12} entre les modes LP_{01} et LP_{02} sur une longueur L est donnée par les formules 2.6 et 2.7.

Nous nous plaçons à un extremum du spectre en longueur d'onde que nous suivons lorsque l'indice de cœur varie de Δn_{UV} .

$$\frac{d\varphi_{12}}{d\Delta n_{UV}} = 0 \quad (2.17)$$

La différentielle totale de

$$\varphi_{12}(\lambda, \delta n_{12}) = L \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta n_{12} \quad (2.18)$$

est

$$d\varphi_{12}(\lambda, \delta n_{12}) = \frac{\partial \varphi_{12}}{\partial \lambda} \cdot d\lambda + \frac{\partial \varphi_{12}}{\partial \delta n_{12}} \cdot d\delta n_{12} \quad (2.19)$$

En développant cette expression, nous obtenons

$$d\varphi_{12} = -\frac{2\pi L}{\lambda^2} \cdot \delta n_{12} \cdot d\lambda + \frac{2\pi L}{\lambda} \cdot d\delta n_{12} \quad (2.20)$$

Mais la différence δn_{12} est fonction de la longueur d'onde λ et de la variation Δn_{UV} de l'indice de réfraction du cœur. En différentiant totalement $\delta n_{12}(\lambda, \Delta n_{UV})$ nous écrivons

$$d\delta n_{12}(\lambda, \Delta n_{UV}) = \frac{\partial \delta n_{12}}{\partial \lambda} \cdot d\lambda + \frac{\partial \delta n_{12}}{\partial \Delta n_{UV}} \cdot d\Delta n_{UV} \quad (2.21)$$

Finalement :

$$\frac{d\phi_{12}}{d\Delta n_{UV}} = -\frac{2\pi L}{\lambda^2} \cdot \delta n_{12} \cdot \frac{d\lambda}{d\Delta n_{UV}} + \frac{2\pi L}{\lambda} \cdot \left(\frac{\partial \delta n_{12}}{\partial \lambda} \cdot \frac{d\lambda}{d\Delta n_{UV}} + \frac{\partial \delta n_{12}}{\partial \Delta n_{UV}} \right) = 0 \quad (2.22)$$

Après simplification, il reste

$$\frac{d\lambda}{d\Delta n_{UV}} \left(\lambda \cdot \frac{\partial \delta n_{12}}{\partial \lambda} - \delta n_{12} \right) + \lambda \cdot \frac{\partial \delta n_{12}}{\partial \Delta n_{UV}} = 0 \quad (2.23)$$

et nous obtenons

$$\frac{d\lambda}{d\Delta n_{UV}} = \frac{\lambda \cdot \frac{d\delta n_{12}}{d\Delta n_{UV}}}{\delta n_{12} - \lambda \cdot \frac{d\delta n_{12}}{d\lambda}} \quad (2.24)$$

où le dénominateur est la différence des indices de groupe que l'on définit égal à δn_{groupe} .

En inversant 2.24, nous avons finalement

$$\frac{d\Delta n_{UV}}{d\lambda} = \frac{\delta n_{groupe}}{\lambda \cdot \frac{d\delta n_{12}}{d\Delta n_{UV}}} \quad (2.25)$$

Jusqu'ici nous n'avons considéré que les deux modes LP_{01} et LP_{02} . Mais pour modéliser de façon plus précise, il faut tenir compte de la présence des modes d'ordre supérieur LP_{0m} . En réalité, dans les simulations qui suivent nous avons utilisé les cinq premiers modes. Dans ces simulations, seules les régions centrales irradiées, amincies et quasi cylindriques ont été considérées.

Les simulations du comportement des fibres effilées irradiées à l'UV ont été faites en négligeant les phases des modes accumulées sur les pentes adiabatiques de longueurs L_1 et L_2 (voir la figure 2.3). Pour cette raison, la réponse spectrale simulée diffère de la réponse spectrale expérimentale. En dépit de cet inconvénient, ce programme de simulation s'avère très utile dans l'étude qualitative des phénomènes impliqués dans la transmission des fibres effilées irradiées à l'UV.

Dans ce mémoire nous avons utilisé aussi une autre fonction de calcul du logiciel SimFibres pour simuler les réponses spectrales à partir du profil longitudinal des composants réels et nous les avons comparés avec les réponses expérimentales.

2.4.1 Simulations des réponses spectrales des guides cylindriques irradiés au voisinage de la frange achromatique

Pour les fibres effilées irradiées à l'UV, nous avons accordé une attention particulière à l'étude de la transmission au voisinage immédiat de la frange achromatique à cause de la non-concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux dans cette région de la réponse spectrale.

À partir des paramètres de la fibre SMF28TM présentés dans le tableau 2.1, pour un guide cylindrique de $ITR = 0,40$ et de longueur $L = 20 \text{ mm}$, nous avons simulé la réponse spectrale au voisinage de la frange achromatique située autour de 1400 nm , la longueur d'onde pour laquelle les vitesses de groupe de LP_{01} et LP_{02} s'égalisent.

Nous présentons quelques exemples des simulations faites en considérant les phénomènes impliqués dans la photosensibilité des fibres effilées fabriquées par des méthodes conventionnelles comme l'augmentation de l'indice de réfraction du cœur, la photosensibilité de la gaine et la diffusion des dopants.

Dans toutes les simulations, nous supposons que le profil est à saut d'indice (voir la figure 1.2) et que le nombre d'atomes de germanium est constant.

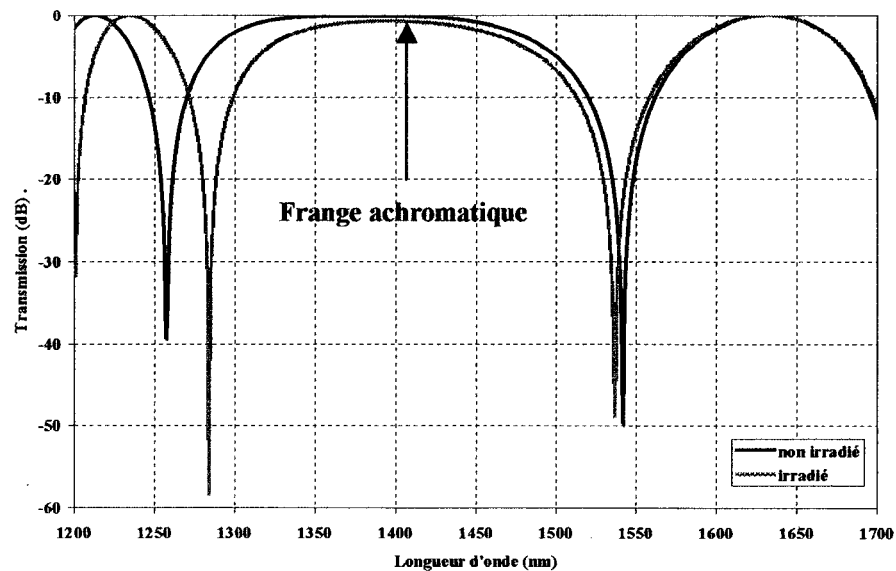


Figure 2.19– Simulation pour une augmentation de l'indice du cœur $\Delta n_c = 0,0001$

Avec la croissance d'indice de réfraction du cœur, les extremums situés dans le voisinage immédiat de la frange achromatique se déplacent en sens différents par rapport à celle-ci. Expérimentalement nous observons que les extremums de la transmission se déplacent dans le même sens par rapport à la frange achromatique (figure 2.8).

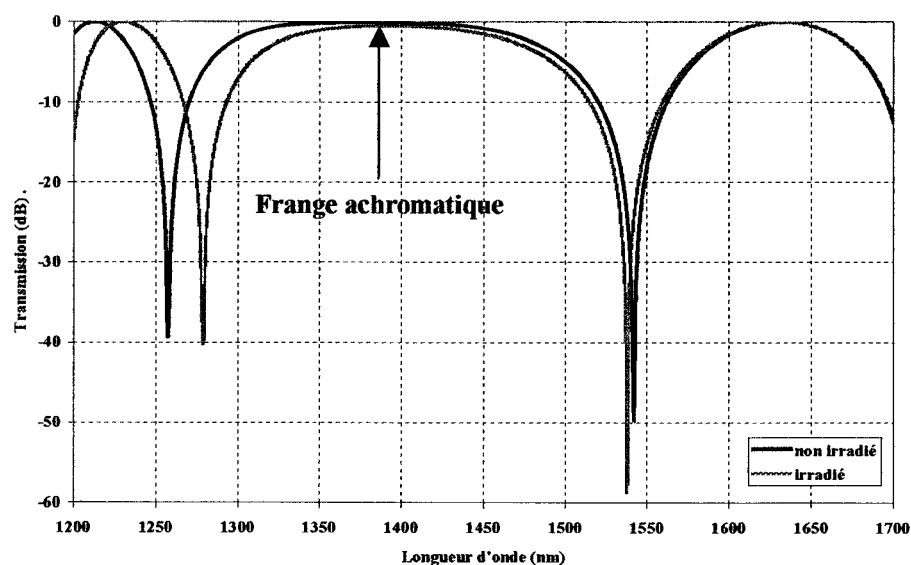


Figure 2.20– Simulation pour une augmentation de l'indice du cœur $\Delta n_c = 0,0001$ et une croissance de l'indice de la gaine $\Delta n_g = 0,00002$

Nous supposons que la gaine devient photosensible pendant le processus de fabrication. Dans la figure 2.20 nous présentons le déplacement de la réponse spectrale pour une augmentation d'indice du cœur et aussi pour une augmentation d'indice de la gaine (que nous avons supposée photosensible dans la simulation).

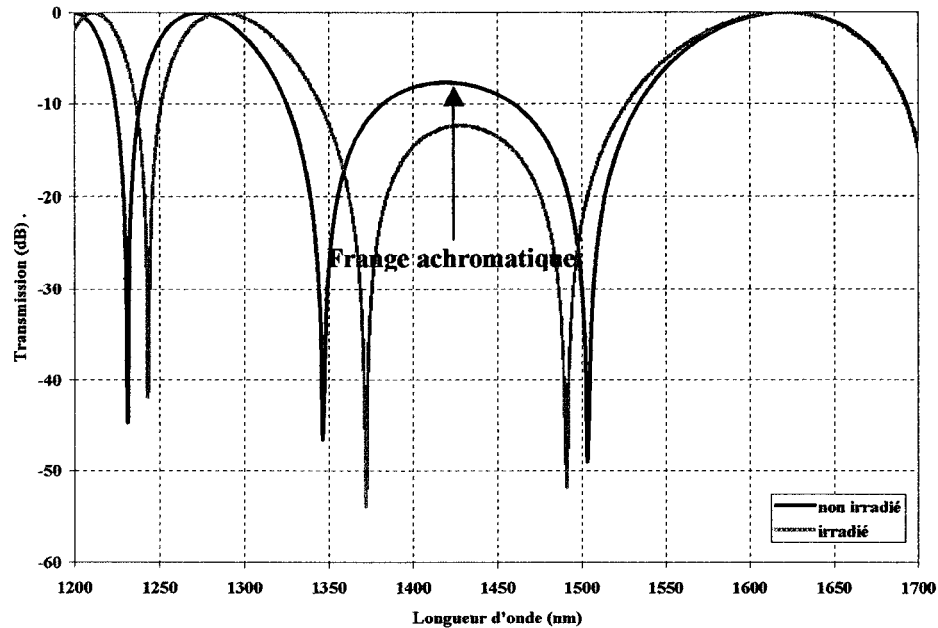


Figure 2.21– Simulation avec diffusion ($n_c = n_{co} - 0,00005$, $r_c = 5,0625 \mu m$) pour une augmentation de l'indice du cœur $\Delta n_c = 0,00005$

La fabrication des fibres effilées produit, par diffusion des dopants, un élargissement du cœur et une décroissance correspondante d'indice de réfraction du cœur. Nous modélisons la diffusion des dopants par un nouveau profil à saut d'indice plus large mais de valeur plus petite de façon à conserver le volume. Dans les simulations, pour le guide avec diffusion, la frange achromatique est plus étroite que celle du guide sans diffusion (figure 2.19 et 2.21) mais le comportement de la réponse spectrale «irradiée» (avec augmentation de l'indice de réfraction du cœur) au voisinage de la frange achromatique reste le même.

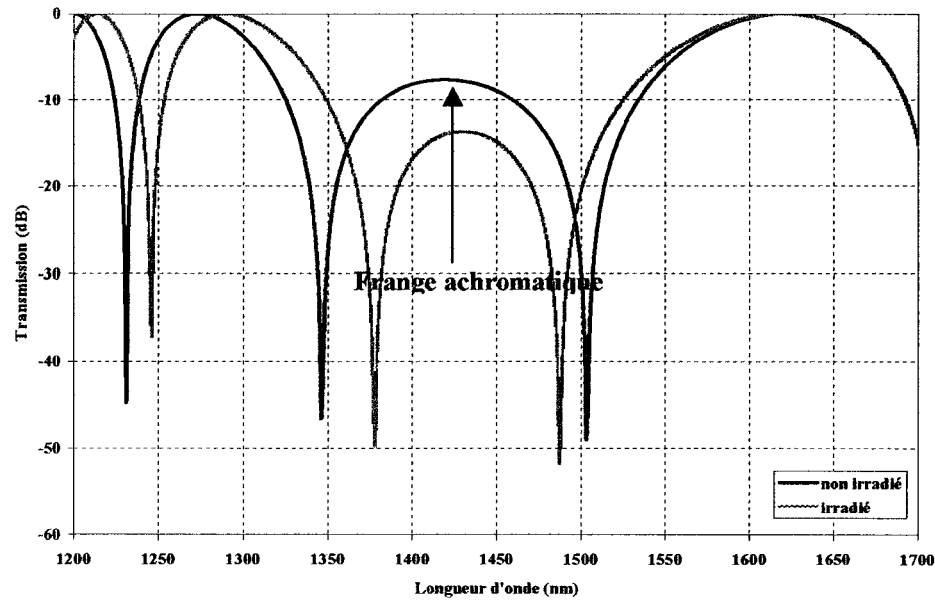


Figure 2.22– Simulation avec diffusion ($n_c = n_{co} - 0,00005$, $r_c = 5,0625 \mu m$) pour une augmentation de l'indice du cœur $\Delta n_c = 0,0001$ et une augmentation de l'indice de la gaine $\Delta n_g = 0,00004$

La figure 2.22 présente le déplacement simulé de la réponse spectrale du guide «irradié» par rapport à la réponse spectrale du guide «non irradié», en considérant la photosensibilité de la gaine et la diffusion du cœur.

Dans tous les cas étudiés, nous observons que la frange achromatique devient plus étroite avec la croissance d'indice de réfraction du cœur. En conséquence, au voisinage immédiat de la frange achromatique, les minimums de la réponse spectrale simulée se déplacent en sens contraire.

Les aspects qui n'ont pas été considérés dans ces simulations et qui pourrions expliquer la non concordance entre les résultats théoriques et ceux expérimentaux sont la forme réelle des guides irradiés à l'UV, le profil d'indice réel donné par la diffusion des dopants (voir la figure 2.36) et la présence des modes d'ordres supérieurs.

À part au voisinage de la frange achromatique, pour des augmentation de l'indice du cœur de l'ordre de 10^{-5} , la réponse spectrale simulée des fibres effilées se déplace vers les grandes longueurs d'onde.

2.4.2 Comparaison entre les réponses spectrales simulées et expérimentales des composants réels non irradiés

À l'aide de logiciel SimFibres, nous avons simulé les transmissions en longueur d'onde des composants non irradiés, selon leur profil longitudinal réel. Comme référence, nous avons utilisé le profil d'indice de la fibre de télécommunication standard Corning SMF28TM sans tenir compte de la diffusion des dopants ou d'une éventuelle photosensibilité de la gaine. Les simulations ont été faites avec cinq modes (LP_{01} , LP_{02} , LP_{03} , LP_{04} et LP_{05}). Ensuite, nous avons comparé ces réponses simulées avec celles expérimentales enregistrées après la fabrication des composants.

Dans les figures 2.23, 2.24, 2.25 et 2.26 nous présentons la comparaison entre la réponse spectrale expérimentale et la réponse spectrale simulée correspondante pour quatre composants non irradiés de différents *ITR*.

Pour faciliter les simulations de la réponse spectrale réalisées sur le profil réel de composantes étudiées, nous avons lissé les profils longitudinaux de celles-ci. En général,

le lissage a adouci les pentes des zones de couplage. En conséquence, le couplage entre les modes est moins fort dans les simulations que dans les composants expérimentaux et le contraste des franges de la réponse spectrale simulée est moins prononcé que pour le contraste expérimental.

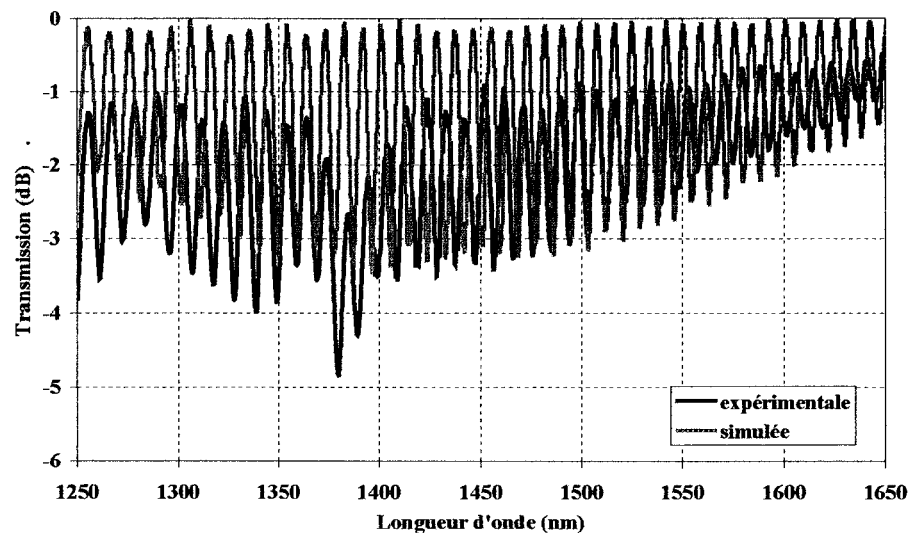


Figure 2.23– Comparaison entre la réponse spectrale expérimentale et la réponse spectrale simulée correspondante, $ITR = 0,117$

La figure 2.23 illustre les réponses en longueur d'onde expérimentale et simulée de la fibre effilée de $ITR = 0,117$. Pour ce composant le lissage n'a pas affecté les pentes des zones de couplages. Nous observons que la période des oscillations de grande amplitude, due aux battements entre les deux premiers modes LP_{01} et LP_{02} est constante et presque la même pour le deux cas, expérimental et simulé, et vaut environ 10 nm. Nous remarquons des pertes dues aux battements entres les autres modes d'ordre plus élevé. Dans la fenêtre

de 1390 nm les pertes s'amplifient. Nous attribuons ce phénomène au processus de fabrication et nous en parlerons dans la section 2.5.

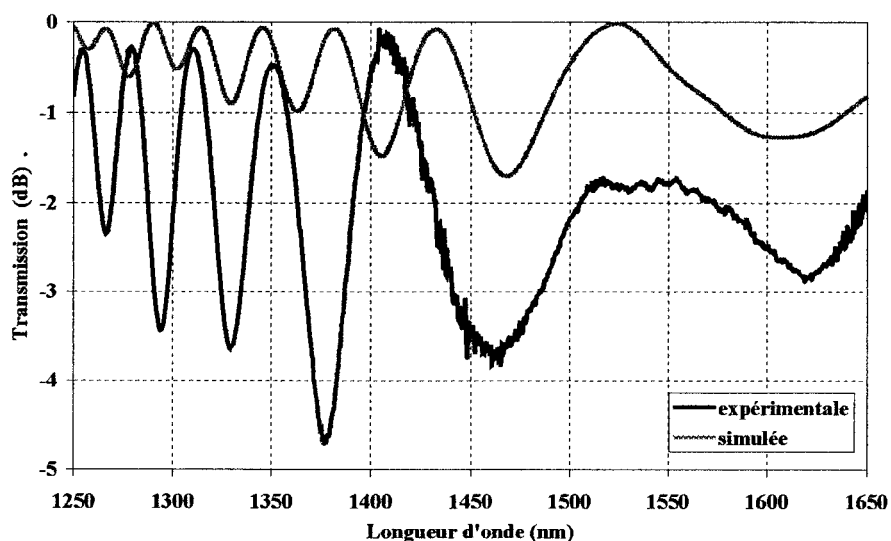


Figure 2.24— Comparaison entre la réponse spectrale expérimentale et la réponse spectrale simulée correspondante, $ITR = 0,369$

Pour la fibre effilée de $ITR = 0,369$ dont la réponse spectrale est présentée à la figure 2.24, les oscillations ne sont plus quasi sinusoïdales. La réponse spectrale expérimentale a la même forme que celle simulée. La période des oscillations de même ordre, par rapport à la frange achromatique, est presque égale. Par contre, les positions des extremums sont différentes. En analysant la réponse expérimentale et en la comparant avec la simulation, nous remarquons aussi la présence des modes d'ordre supérieur.

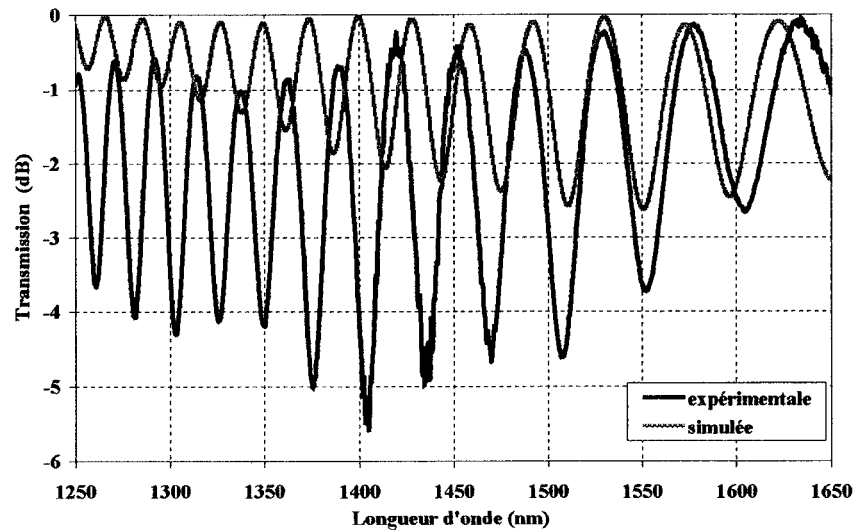


Figure 2.25– Comparaison entre la réponse spectrale expérimentale et la réponse spectrale simulée correspondante, $ITR = 0,622$

En analysant les figures 2.24, 2.25 et 2.26 nous observons que la période des oscillations pour la réponse simulée correspond à celle expérimentale mais la position des extremums de la transmission en longueur d'onde est différente.

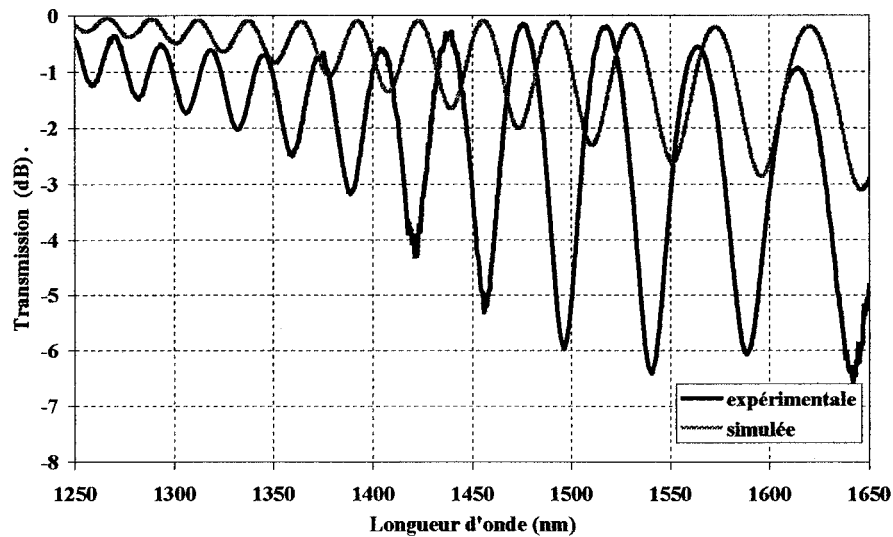


Figure 2.26— Comparaison entre la réponse spectrale expérimentale et la réponse spectrale simulée correspondante, $ITR = 0,726$

Dans les figures 2.24, 2.25 et 2.26 nous observons que, par rapport à la réponse spectrale simulée, la réponse spectrale expérimentale est déplacée vers les courtes longueurs d'onde. Ce déplacement s'amplifie avec la réduction du diamètre de la fibre et peut être relié à la décroissance de l'indice du cœur pendant le processus de fabrication, phénomène analysé à la section 2.5.

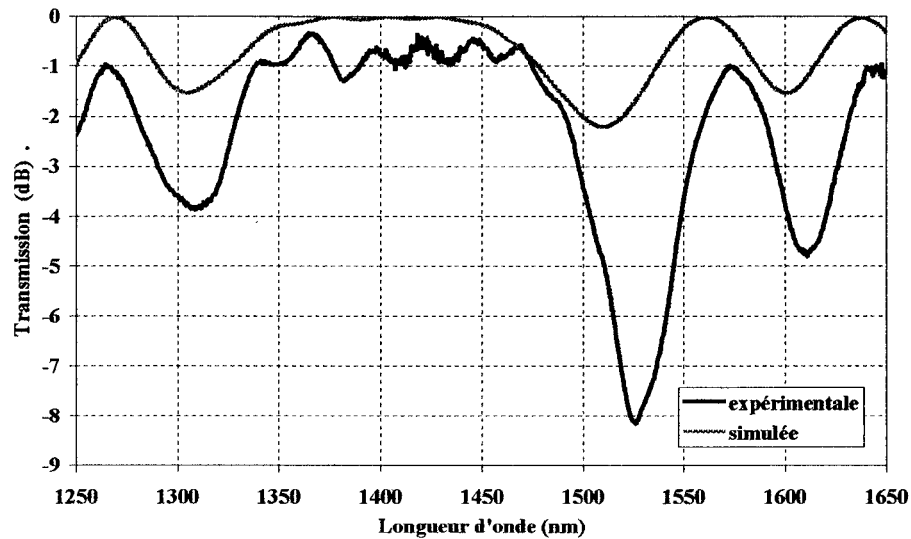


Figure 2.27– Comparaison entre la réponse spectrale expérimentale et la réponse spectrale simulée correspondante, $ITR = 0,318$

Dans la simulation de la réponse spectrale du composant de $ITR = 0,318$ présentée à la figure 2.27, faite avec cinq modes, nous retrouvons la forme de la réponse spectrale expérimentale. Les petites oscillations indiquent la présence des modes d'ordres supérieurs LP_{om} . Nous supposons que la grande oscillation située autour de 1400 nm est la frange achromatique de LP_{01} et LP_{02} .

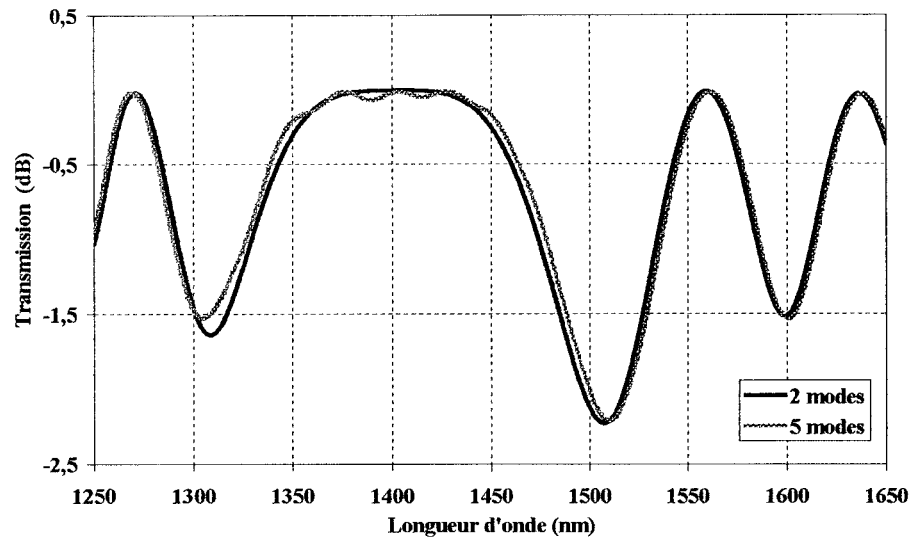


Figure 2.28– Comparaison entre les réponses spectrales simulées avec deux modes et respectivement cinq modes, $ITR = 0,318$

Pour le profil longitudinal présenté à la figure 2.7, nous avons fait plusieurs simulations. La figure 2.28 montre la comparaison entre les simulations, faites avec deux modes (LP_{01} , LP_{02}) et respectivement cinq modes (LP_{01} , LP_{02} , LP_{03} , LP_{04} , LP_{05}). En analysant ces deux courbes, nous pouvons déduire que la grande oscillation centrée sur la longueur d'onde de 1400 nm est le résultat de l'égalisation des vitesses de groupe des modes LP_{01} et LP_{02} .

2.4.3 Variation d'indice de réfraction du cœur en fonction de la densité d'énergie d'irradiation UV

Pour simuler le déplacement de la réponse spectrale avec la variation d'indice de réfraction du cœur nous avons utilisé le logiciel SimFibres, développé au Laboratoire de fibres optiques, qui calcule la transmission des guides cylindriques des divers *ITR*. Nous avons simulé les réponses spectrales pour différents indices de réfraction du cœur.

Les déplacements expérimentaux ont été mesurés pour différentes densités de puissance du faisceau laser UV. Pour un composant donné, nous pourrions relier le déplacement de la réponse spectrale mesuré expérimentalement au même déplacement modélisé pour une augmentation d'indice de réfraction du cœur. De cette façon, nous pouvons déduire la variation d'indice de réfraction du cœur fonction de l'irradiation.

Au voisinage de la frange achromatique, les déplacements expérimentaux de la réponse spectrale sont différents de ceux simulés. En conséquence, dans la région de la frange achromatique, nous ne pouvons pas utiliser la modélisation pour estimer l'augmentation d'indice de réfraction produite par irradiation UV.

Les régions centrales de battement des composantes présentées dans les figures 2.13 et 2.16 sont cylindriques. Nous utiliserons les données expérimentales de ces composantes pour estimer la variation d'indice de réfraction avec la densité d'énergie d'irradiation expérimentale.

Dans la figure 2.29, nous présentons la comparaison entre la réponse spectrale expérimentale du composant d' $ITR = 0,726$ et la réponse spectrale simulée pour un guide cylindrique de même ITR et de longueur 12 mm .

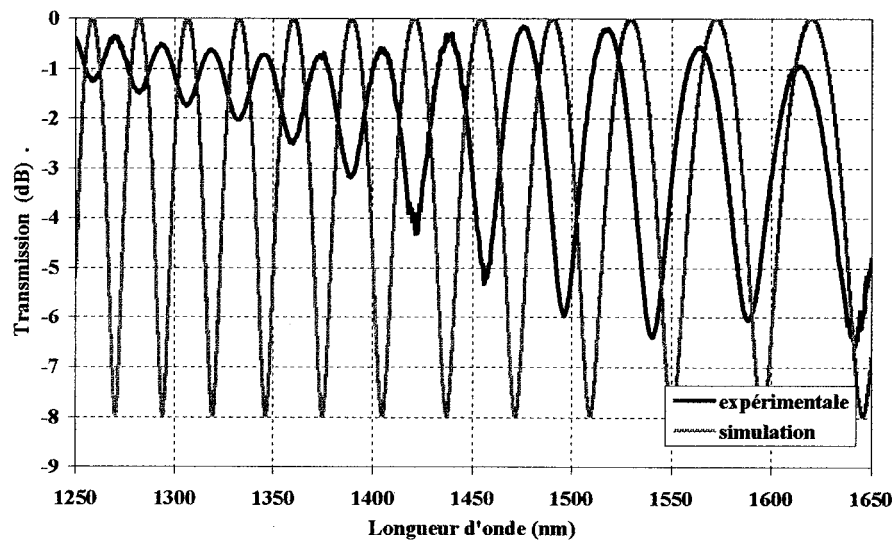


Figure 2.29– Comparaison entre la réponse spectrale expérimentale ($ITR = 0,726$) et la réponse spectrale simulée pour un guide cylindrique de $ITR = 0,726$ et de longueur 12 mm

Nous observons que les oscillations de la réponse spectrale simulée et respectivement de la réponse expérimentale ont presque la même période mais différent en amplitude.

La figure 2.30 illustre l'évolution théorique du déplacement spectral d'un minimum initialement à 1550 nm en fonction de la variation d'indice du cœur. Ces calculs sont représentés sur le graphique par les points noirs. La droite donne la meilleure approximation linéaire passant par ces points.

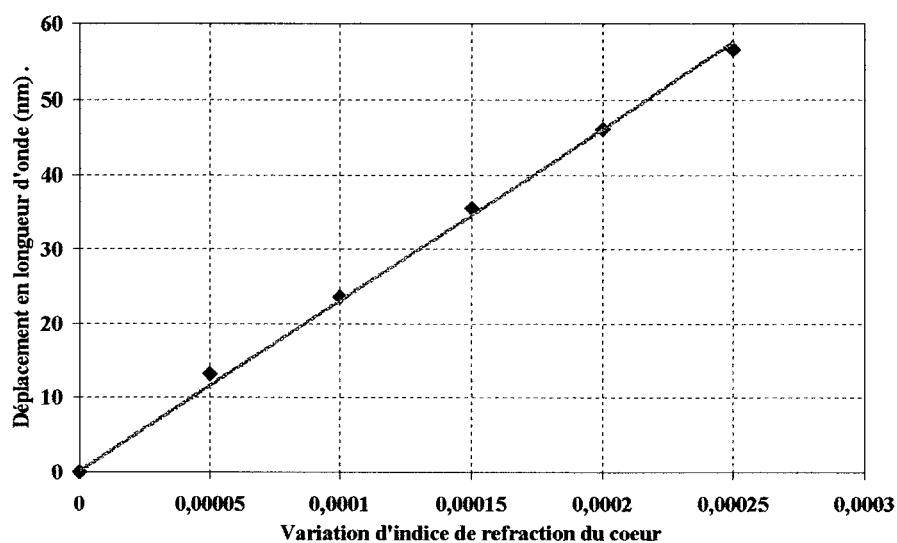


Figure 2.30– Déplacement en longueur d'onde en fonction de la variation d'indice de réfraction du cœur, $ITR = 0,726$

En utilisant le déplacement expérimental (figure 2.18) et ce simulé (figure 2.30), nous estimons quantitativement la croissance d'indice de réfraction du cœur avec la densité cumulative d'énergie d'irradiation UV. Sur la figure 2.31 nous observons que la croissance maximale obtenue pour l'indice de réfraction du cœur est de $2,5E-05$.

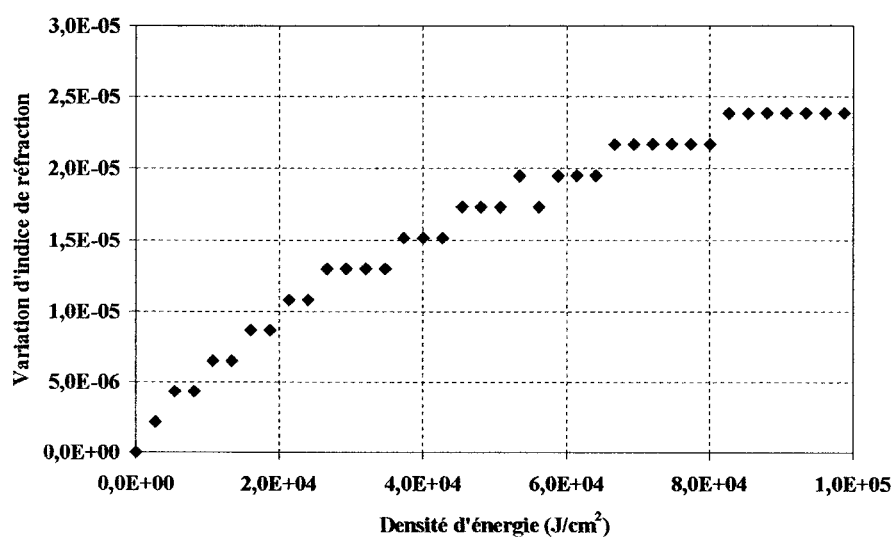


Figure 2.31– Variation d'indice de réfraction du cœur avec la densité cumulative d'énergie d'irradiation UV, $ITR = 0,726$

Comme précédemment pour le composant de $ITR = 0,726$, nous avons fait les mêmes simulations et calculs pour le composant de $ITR = 0,622$. Les figures 2.32, 2.32 et 2.34 en donnent une représentation. La croissance maximale obtenue pour l'indice de réfraction du cœur est de $4,5E-05$.

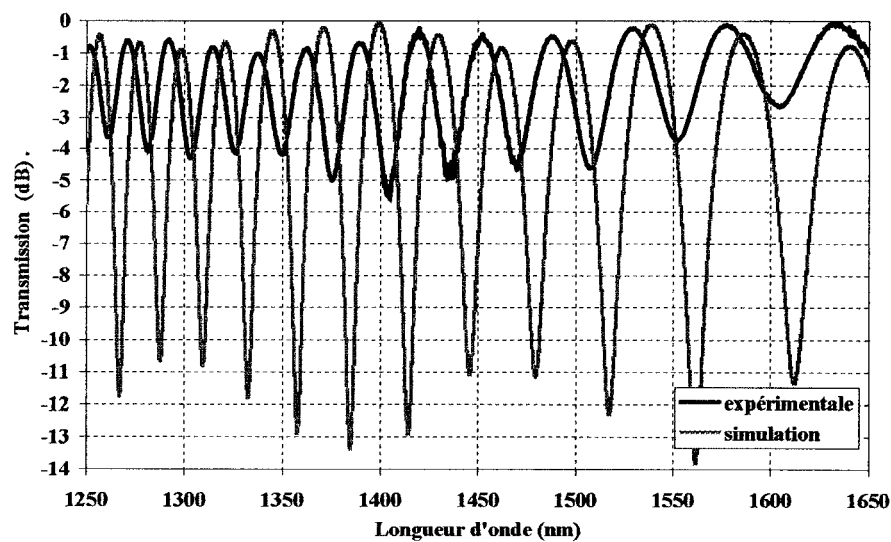


Figure 2.32– Comparaison entre la réponse spectrale expérimentale ($ITR = 0,622$) et la réponse spectrale simulée (avec les premiers cinq modes) pour un guide cylindrique de $ITR = 0,622$ et de longueur 16 mm

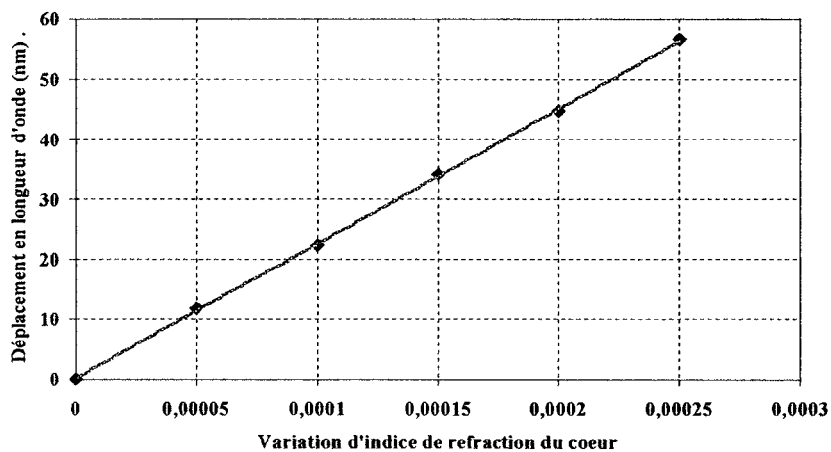


Figure 2.33– Déplacement en longueur d'onde en fonction de la variation d'indice de réfraction du cœur, $ITR = 0,622$

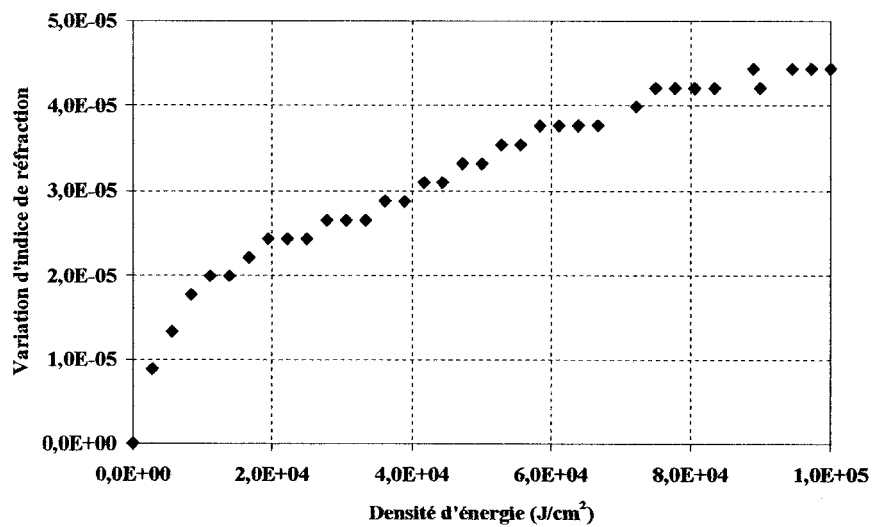


Figure 2.34– Variation d'indice de réfraction du cœur avec la densité d'énergie d'irradiation UV, $ITR = 0,622$

2.5 Considérations sur la fabrication des fibres effilées

La fabrication des fibres effilées par chauffage avec une micro torche est accompagnée des deux phénomènes : l'augmentation des pertes due à l'ion OH autour de 1390 nm et la diffusion des dopants du cœur dans la gaine.

L'augmentation des pertes d'absorption de la fibre peut être causée par plusieurs facteurs comme la pénétration de l'hydrogène ou de l'eau. Dans certaines conditions, l'humidité peut diffuser de la surface vers le cœur de la fibre ayant comme conséquence l'augmentation de l'atténuation aux longueurs d'onde de communication. Cette diffusion est relativement lente comparative à la diffusion plus rapide de l'hydrogène qui a une molécule plus petite et une réactivité réduite dans les conditions normales de pression et température.

Pendant la fabrication conventionnelle des fibres effilées, une fibre optique est chauffée longitudinalement avec une micro-torche. La température élevée de la flamme, donnée par la combustion d'un mélange d'oxygène et de propane, favorise la diffusion d'une grande quantité de l'eau dans la région effilée [20-21].

Jasbinder & all [20] indiquent que pour une fibre SiO_2-GeO_2 exposée pendant une période de 68 heures à une atmosphère hydrogénée à $150\text{ }^{\circ}C$ et 1 atm , l'atténuation croît de 5 dB autour de 1390 nm . À part du pic OH situé à 1390 nm , le spectre d'atténuation présente d'autres petits pics d'absorption OH et H_2 .

Dans notre expérience, pendant la fabrication des préeffilages adiabatiques, nous avons observé des pertes dans la fenêtre d'absorption OH de 1390 nm . Les pertes deviennent de plus en plus grandes avec les ITR décroissants.

La figure 2.35 présente la réponse spectrale du préeffilage adiabatique pour un ITR de 0.117. Les pertes observées sont importantes (environ 2 dB au voisinage de 1390 nm), ce qui explique la forme de la réponse spectrale (figure 2.5) du composant de même ITR .

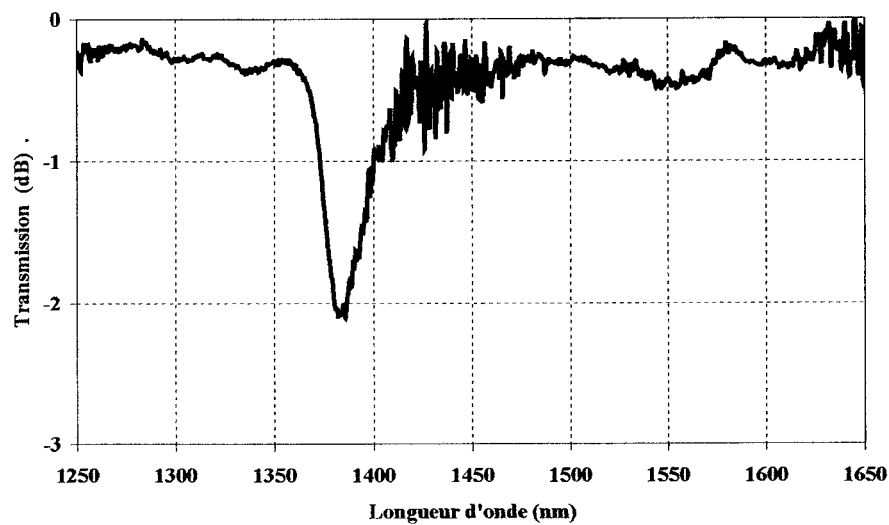


Figure 2.35– Réponse spectrale après le préeffilage adiabatique, $ITR = 0,117$

La température de la micro torche est élevée mais la période de fabrication est courte. Étant données les dimensions relativement grandes de la molécule OH , elle diffuse lentement vers le cœur de la fibre. Pour les fibres peu effilées nous pouvons considérer que la fabrication n'introduit pas de défauts associés aux ions OH dans le cœur et, conséquemment, la réponse spectrale de ces fibres n'est pas affectée par la présence, assez faible, des ions OH dans la gaine.

Plusieurs études [22-26] ont abordé le phénomène de la diffusion des dopants dans les fibres optiques germano-silicates chauffées aux températures au-dessus de $1200\text{ }^{\circ}\text{C}$. Par exemple, Shou & all [27] a montré que le profil d'indice des coupleurs à fibre en silice dopée au germanium change pendant le processus de fabrication dans lequel une flamme est utilisée pour chauffer et étirer les fibres. Il a lié ce phénomène à la diffusion du germanium engendrée par le chauffage.

La différence relative des indices de réfraction entre le cœur et la gaine dans les fibres standard SMF28TM est obtenue par le dopage du cœur avec du germanium. Nous supposons que cette différence dépend linéairement de la concentration de *Ge* dans le cœur. À cause de températures supérieures à $1200\text{ }^{\circ}\text{C}$ [22], les atomes de *Ge* diffusent vers la gaine. La distribution des dopants change dans la fibre : le cœur s'élargit et le profil d'indice s'aplatit (figure 2.36). La diffusion dépend de la température et du temps de chauffage mais aussi du processus de fabrication des fibres optiques.

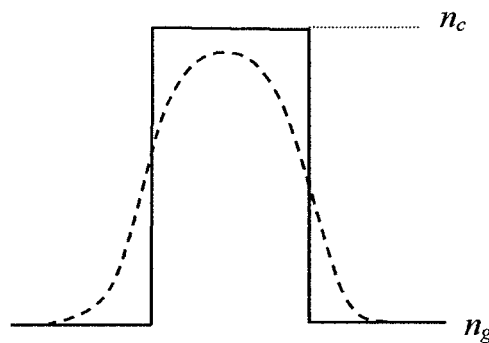


Figure 2.36– Représentation qualitative de l'élargissement du profil d'indice (en pointillé) dû à la diffusion des dopants vers la gaine

Dans notre étude, la température de la flamme utilisée dans la fabrication des fibres effilées dépasse $1400\text{ }^{\circ}\text{C}$. Le processus de fabrication dure entre 4 et 15 minutes. Dans ces conditions, en considérant les résultats rapportés par [22-26], nous pouvons affirmer que la diffusion des dopants est non négligeable dans les composants présentés dans ce mémoire. Ainsi, nous pouvons attribuer le déplacement de la réponse spectrale expérimentale par rapport à la réponse simulée vers les courtes longueurs d'onde (figures 2.24, 2.25) à une diminution de l'indice du cœur produite par diffusion des dopants pendant la fabrication.

2.6 Considérations sur la photosensibilité des fibres effilées

Le chauffage peut induire un changement négatif de l'indice de réfraction, expliqué par la relaxation des contraintes internes provenant du processus de fabrication de la préformé et de l'étirage des fibres optiques. De plus, le chauffage de la fibre pourrait être responsable d'une modification structurale du cœur et de la gaine dans une configuration plus compacte ce qui entraînera une augmentation de l'indice de réfraction [5].

Pour des petits *ITR*, les modes sont guidés essentiellement par la gaine qui est considérée non-photosensible. Pourtant, même pour un *ITR* de 0,117, nous observons un déplacement de la réponse spectrale avec l'irradiation à l'UV (figures 2.36 et 2.37).

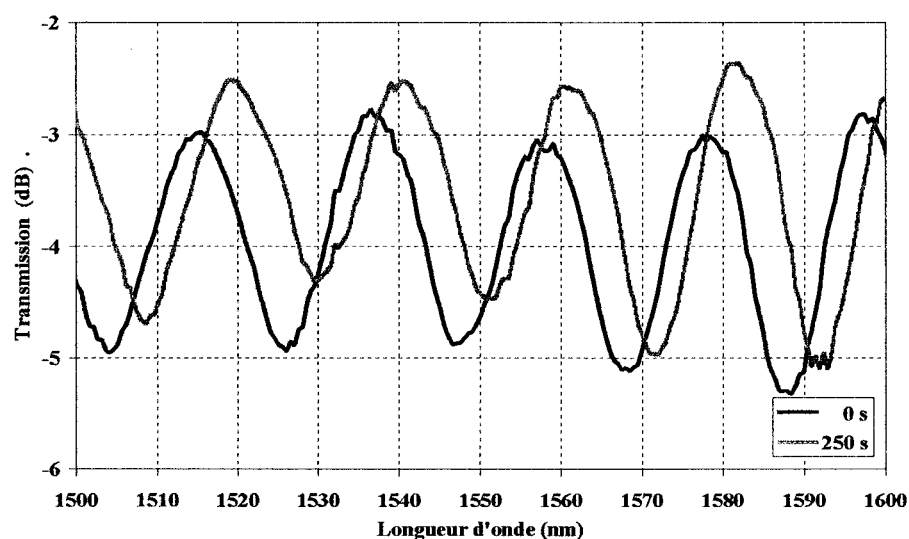


Figure 2.37– Réponse spectrale avant et après irradiation, $ITR = 0,154$, $P = 114 \text{ mW}$

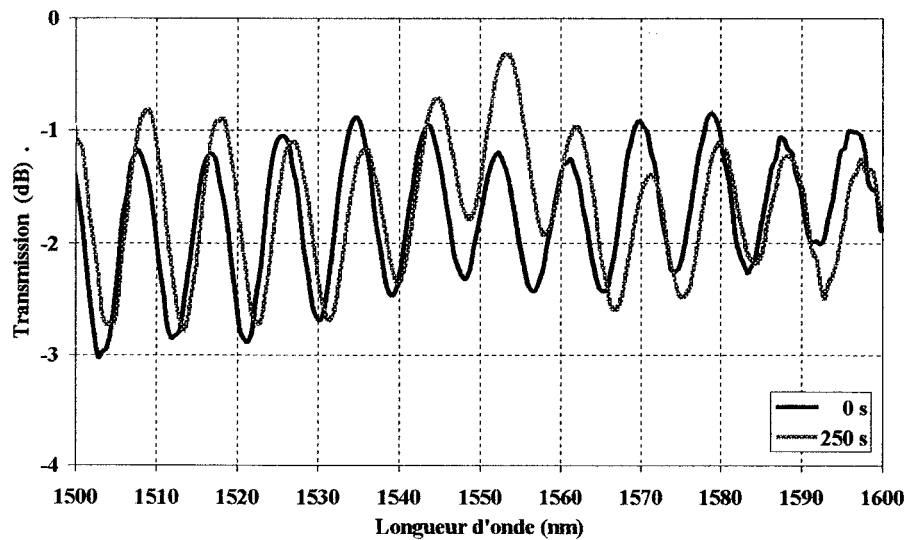


Figure 2.38– Réponse spectrale avant et après irradiation, $ITR = 0,117$, $P = 112 \text{ mW}$

Le processus d'étirage est accompagné d'une diffusion de l'ion OH provenant de la flamme oxy-hydrogénée. L'introduction des ions OH peut être responsable de l'augmentation du nombre de défauts associés au silicium. Nous pouvons supposer que la photosensibilité de la gaine est due à l'introduction d'eau dans la fibre pendant le processus de fabrication [27].

CONCLUSION

En admettant que l'absorption UV dans les fibres optiques dopées au germanium est causée par des centres colorés dus aux défauts GeE' dans la silice, nous avons pu relier assez simplement la modification d'indice Δn du cœur à la densité surfacique d'énergie UV reçue.

En considérant un modèle d'absorption à un photon, la densité volumique des centres colorés obéit à une loi exponentielle décroissante de la densité surfacique d'énergie reçue et Δn lui est directement proportionnel.

On constate expérimentalement et aussi théoriquement que les variations Δn de l'indice du cœur produisent des déplacements $\Delta \lambda$ des spectres de transmission d'une fibre effilées. Ces déplacements dépendent en particulier de l' ITR de la fibre. Les calculs théoriques effectués montrent que, mis à part du voisinage de la frange achromatique, les déplacements $\Delta \lambda$ sont quasi-proportionnels aux Δn petits, jusqu'à 3×10^{-4} .

Dans ces conditions, nous avons d'abord calculé théoriquement les constantes de proportionnalité entre $\Delta \lambda$ et Δn , puis relevé expérimentalement les déplacements en fonction de la densité surfacique d'énergie UV reçue et par la suite déterminé la variation d'indice Δn en fonction cette densité. Cette méthode a été utilisée pour deux composants peu effilés ayant une région centrale quasi-cylindrique, ce qui est compatible avec les programmes de simulation. De plus, le grand ITR et le temps de fabrication relativement court de ce deux composants nous ont permis de négliger le phénomène de diffusion des dopants du cœur vers la gaine tout aussi bien que celui des ions OH introduits dans la gaine par le chauffage.

Nous avons finalement calculé que, pour la fibre SMF28TM, l'augmentation maximale Δn due à l'irradiation UV est de l'ordre de 10^{-5} .

Nous avons aussi comparé les réponses spectrales de fibres effilées non irradiées avec des réponses simulées sur leurs profils réels. Nous constatons là encore qu'il y a un petit désaccord entre les réponses simulée et expérimentale. Ce désaccord augmente à mesure que l'*ITR* diminue. Nous l'attribuons à la diffusion des dopants du cœur vers la gaine.

Enfin, durant la fabrication d'une fibre effilée adiabatique, nous avons enregistré des pertes en transmission dans la fenêtre d'absorption *OH*, vers 1390 nm. Ces pertes s'accroissent à mesure que l'*ITR* décroît. Nous pensons que ce phénomène est dû à la diffusion de l'eau dans la gaine provenant de la flamme de la micro-torche.

Pour les tout petits *ITR* pour lesquels les modes sont guidés essentiellement par la gaine, nous avons aussi observé des déplacements $\Delta\lambda$ des spectres après irradiation UV. Cette photosensibilité particulière semble être due à de nouveaux défauts provenant des ions *OH* introduits dans la silice.

Pour étudier la transmission spectrale au voisinage de la frange achromatique d'un guide irradié, nous avons fait des simulations avec différents indices du cœur et de la gaine en considérant la photosensibilité du cœur, celle de la gaine et la diffusion des dopants du cœur vers la gaine. En analysant les comportements expérimental et théorique autour de la frange achromatique, nous observons un désaccord qui peut s'expliquer par les différences de forme et de profil d'indice entre le guide cylindrique simulé et la fibre effilée réelle.

Pour l'avenir, il serait intéressant de préciser le rôle des ions OH relativement à la photosensibilité de la gaine, en fonction de différents facteurs de réduction et des temps de chauffage. On pourrait éviter ce problème des ions OH en remplaçant la flamme oxygène-propane par un laser CO_2 .

La diffusion des dopants est présente dans tous les processus de fabrication des fibres effilées. L'étude et le bon contrôle des paramètres impliqués permettrait d'améliorer le modèle théorique décrivant les fibres effilées irradiées à l'UV.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Bures, «Technologie de l'optique guidée», *École Polytechnique de Montréal*, 2001.
- [2] X. Daxhelet, 1990, « Réalisation et étude des filtres spectraux intégrés aux fibres optiques unimodales », mémoire de maîtrise, *École Polytechnique de Montréal*, 1990.
- [3] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, 2000.
- [4] E. Salik, D. S. Starodubov, V. Grubsky et J. Feinberg, « Increase of photosensitivity in Ge-doped fibers under strain », *Optical fiber Communication Conference 2000*, vol. 1, pp. 124-126, 2000.
- [5] M. Douay, W.X. Xie, T. Taunay, P. Bernage, P. Niay, P. Cordier, B. Poumellec, L. Dong, J.F. Bayon, H. Poignant, and E. Delevaque, « Densification Involved in the UV-Based Photosensitivity of Silica Glasses and Optical Fibers », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 1329-1342, 1997.
- [6] J. Albert, B. Malo, D.C. Johnson, F. Bilodeau, K.O. Hill, J.L. Brebner and G. Kajrys, « Dichroism in the absorption spectrum of photobleached ion-implanted silica », *Optics Letters*, vol. 18, pp. 1126-1128, 1993.
- [7] H. Patrick and S.L. Gilbert, « Growth of Bragg gratings produced by continuous-wave ultraviolet light in optical fiber », *Optics Letters*, vol. 18, pp. 1484-1486, 1993.

- [8] J.B. Jensen, P. Varming, B. Liu and W. Gries, « Comparison of Photosensitivity in Germanium Doped Silica Fibers Using 244nm and 266nm Continuous-Wave Lasers », *Optical fiber Communication Conference and exhibit 2001*, vol. 3, pp. wdd90-1-wdd90-3, 2001.
- [9] V.N. Bagratashvili, V.D. Popov, S.I. Tsypina, P.V. Chernov and A.O. Rybaltovskii, « Oscillator strengths of UV absorption and luminescence for oxygen-deficient centers in germanosilicates fibers », *Optics Letters*, vol. 20, pp. 1619-1621, 1995.
- [10] J. Albert, B. Malo, K.O. Hill, F. Bilodeau, D.C. Johnson and S. Thériault, « Comparison of one-photon and two-photon effects in the photosensitivity of germanium-doped silica optical fibers exposed to intense ArF excimer laser pulses », *Applied Physics Letters*, vol. 67, pp. 3529-3531, 1995.
- [11] J. Albert, B. Malo, K.O. Hill, F. Bilodeau, D.C. Johnson, J.L. Brebner and R. Leonelli, « Refractive-index changes in fused silica produced by heavy-ion implantation followed by photobleaching », *Optics Letters*, vol. 17, pp. 1652-1654, 1992.
- [12] M. Poirier, S. Thibault, J. Lauzon, and F. Ouellette, « Dynamic and orientational behavior of UV-induced luminescence bleaching in Ge-doped silica optical fiber », *Optics Letters*, vol. 18, pp. 870-872, 1993.
- [13] V. Grubsky, A. Skorucak, D.S. Starodubov and J. Feinberg, « Fabrication of spectrally clean, long-period grating filters », *Optical fiber Communication Conference 1999*, vol. 4, pp. 174-176, 1999.

- [14] K.D. Simons, G.I. Stegeman, B.G. Potter Jr., and J.H. Simmons, « Photosensitivity of sol-gel-derived germanosilicate planar waveguides », *Optics Letters*, vol.18, pp. 25-27, 1993.
- [15] G. Brambilla, V. Pruneri, L. Reekie, « Photosensitivity in tin-doped silica optical fibers », *Optical fiber Communication Conference 2000*, vol. 1, pp. 127-129, 2000.
- [16] Jacques Bures, Communication privée.
- [17] J.L. Archambault, R.J. Black, J. Bures, F. Gonthier, S. Lacroix, and C. Cavanos, « Fiber Core Profile Characterisation by Measuring Group Velocity Equalization Wave lengths », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, pp. 351-353, 1991.
- [18] S. Lacroix, F. Gonthier, R.J. Black, and J. Bures, « Tapered-fiber interferometric wavelength response: the achromatic fringe », *Optics Letters*, vol. 13, pp. 395-397, 1988.
- [19] A. Yariv, *Quantum electronics*, John Wiley & Sons, 1989.
- [20] Jasbinder S. Sanghera, Ishwar D. Aggarwal, *Infrared fiber optics*, CRC Press LLC, 1998.
- [21] W. Shin, U.C. Ryu and K. Oh, « OH absorption-induced loss in tapered singlemode optical fibre », *Electronics Letters*, vol. 38, pp. 214-215, 2002.
- [22] K. Shiraishi, Y. Aizawa, S. Kawakami, « Beam Expanding Fibre Using Thermal Diffusion of the Dopant », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, pp. 1151-1161, 1990.

- [23] J.S. Harper, C.P. Botham, S. Hornung, « Tapers in single-mode optical fibre by controlled core diffusion », *Electronics Letters*, vol. 24, pp. 245-246, 1988.
- [24] S.T. Huntington, S.J. Ashby, M.C. Elias and J.D. Love, « Direct measurement of core profile diffusion and ellipticity in fused-taper fibre couplers using atomic force microscopy », *Electronics Letters*, vol. 36, pp. 121-123, 2000.
- [25] H. Yamada and H. Hanafusa, « Mode Shape Convertor Produced by Diffusion of Different Dopants », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 6, pp. 531-533, 1994.
- [26] M.N. McLandrich, « Core dopant profiles in weakly fused single-mode fibers », *Electronics Letters*, vol. 24, pp. 8, 1988.
- [27] Y. Shou, J. Bures, S. Lacroix, and X. Daxhelet, « Mode Separation in Fused Fiber Coupler Made of Two-Mode Fibers », *Optical Fiber Technology*, vol. 5, pp. 92-104, 1999.
- [28] C.K. Kao, *Optical Fibre*, IEE Materials & Devices Series 6, 1988.
- [29] M. Verhaegen, « Photosensibilité de la silice implantée », *ACFAS 2000-Optique Guidée et Photonique VI*, pp. 17-23, 2000.

ANNEXE A – FABRICATION DES FIBRES EFFILÉES

Les fibres effilées sont obtenues par chauffage et étirage. Le montage dont nous disposons dans le laboratoire, présenté dans la figure A1, comporte une micro torche pour le chauffage local et cinq moteurs micrométriques : trois pour le positionnement de la micro torche et deux pour l'étirage, tous contrôlés par ordinateur. La dimension de la flamme de la micro-torche est modifiée en ajustant le débit de gaz par l'intermédiaire d'un contrôleur de gaz.

La fibre est dénudée et nettoyée sur une longueur d'environ 5 *cm*. Cette partie est ensuite placée entre deux pinces fixées sur les moteurs d'étirages. Avant de commencer la fabrication, nous appliquons une tension dans la fibre.

En balayant la micro-torche, nous chauffons localement la fibre pour qu'elle devienne visqueuse. Les déplacements contrôlés des moteurs d'étirages permettent d'obtenir l'étirage désiré.

Pour obtenir des pentes faibles, on utilise un balayage de la micro-torche combiné avec une vitesse d'étirage réduite. Ceci conduit à une fibre effilée adiabatique. Par contre, en gardant la micro torche fixe et avec une vitesse d'étirage appropriée nous fabriquons des effilages non adiabatiques.

Nous injectons dans la fibre le signal d'une source et nous détectons la puissance à la sortie. Le système source-détecteur peut varier selon les buts recherchés. Pour la mise au point de la recette de fabrication nous avons utilisé un laser à 1550 *nm* et une puissance-

mètre. Nous avons également utilisé deux diodes laser et un analyseur de spectres pour enregistrer la transmission en longueur d'onde sur une plage située entre 1250 *nm* et 1650 *nm*.

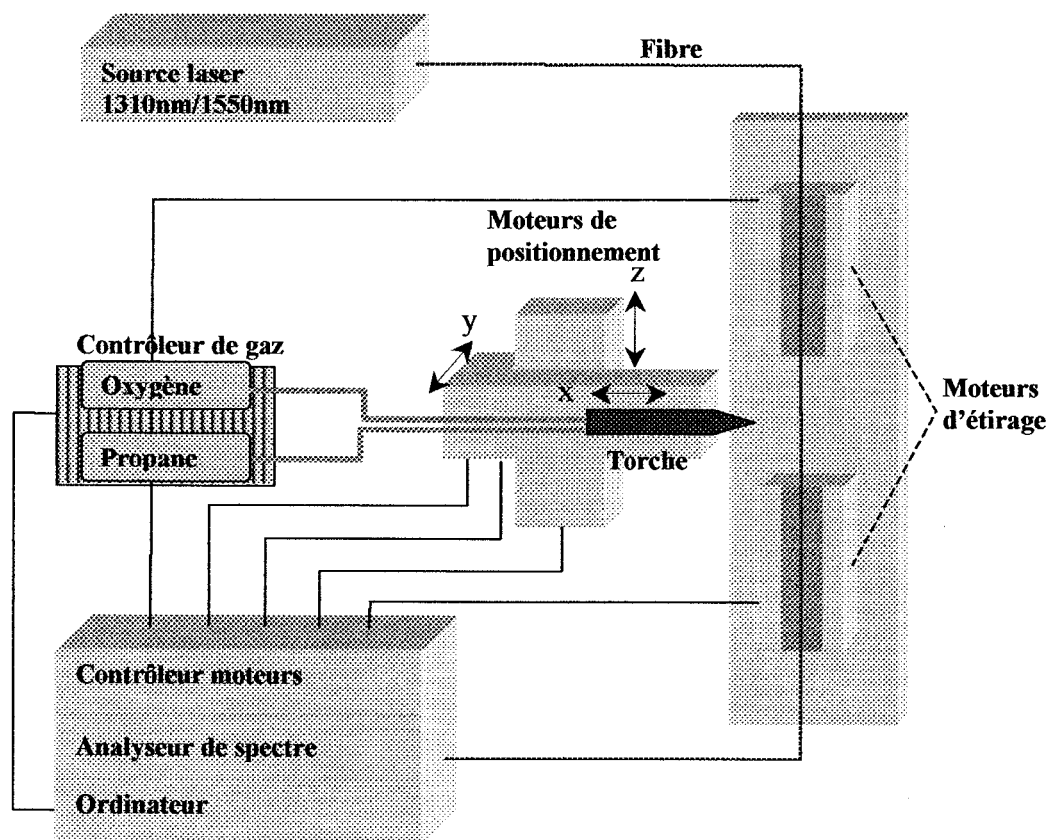


Figure A.1 – Schéma du montage de fabrication des fibres effilées

ANNEXE B – MONTAGE D'IRRADIATION UV

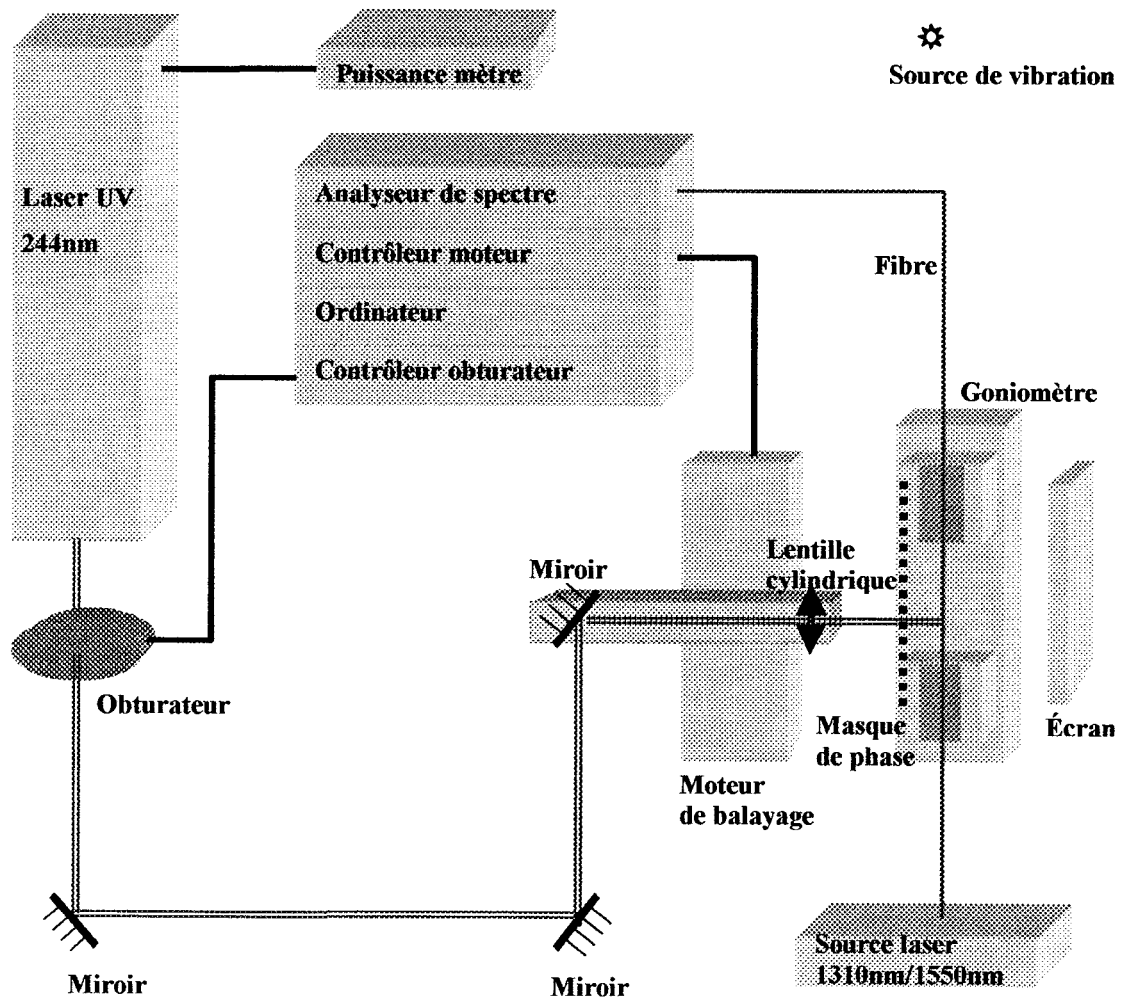


Figure B.1 – Schéma du montage d'irradiation UV

ANNEXE C – RÉPONSES SPECTRALES À LA FABRICATION DES FIBRES EFFILÉES

Dans cette annexe nous présentons les réponses spectrales des composants étudiés non irradiés à l'UV. Ces réponses ont été enregistrées immédiatement après la fabrication et ne présentent que des pertes données par le couplage du mode LP_{01} avec des modes d'ordre supérieurs. Pour les composants très effilés, les pertes s'amplifient autour de 1390 nm à cause de l'introduction des ions OH dans la gaine pendant le processus de fabrication.

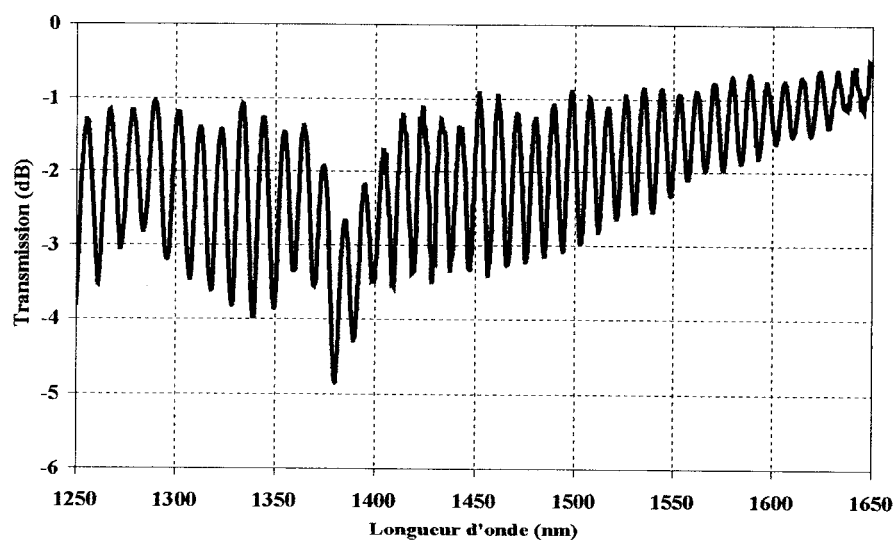


Figure C.1 – Réponse spectrale à la fabrication d'une fibre effilée, $ITR = 0,117$

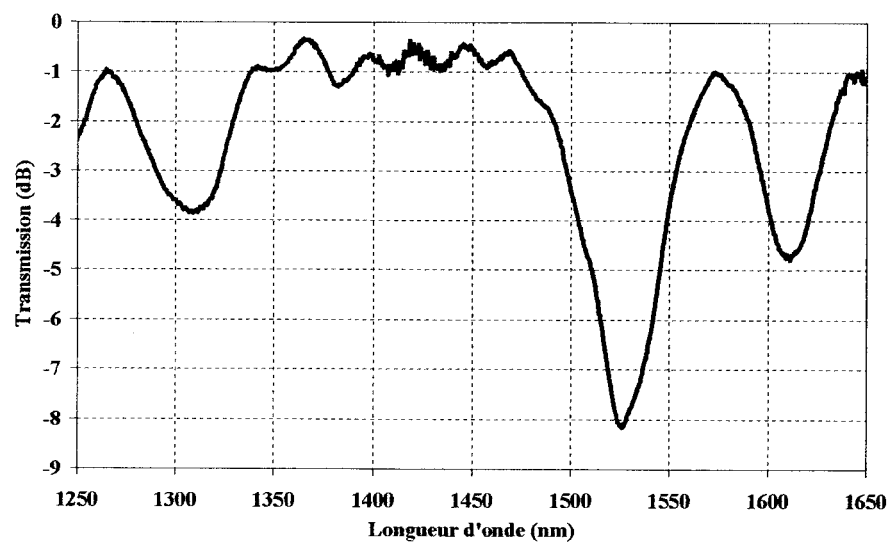


Figure C.2 – Réponse spectrale à la fabrication d'une fibre effilée, $ITR = 0,312$

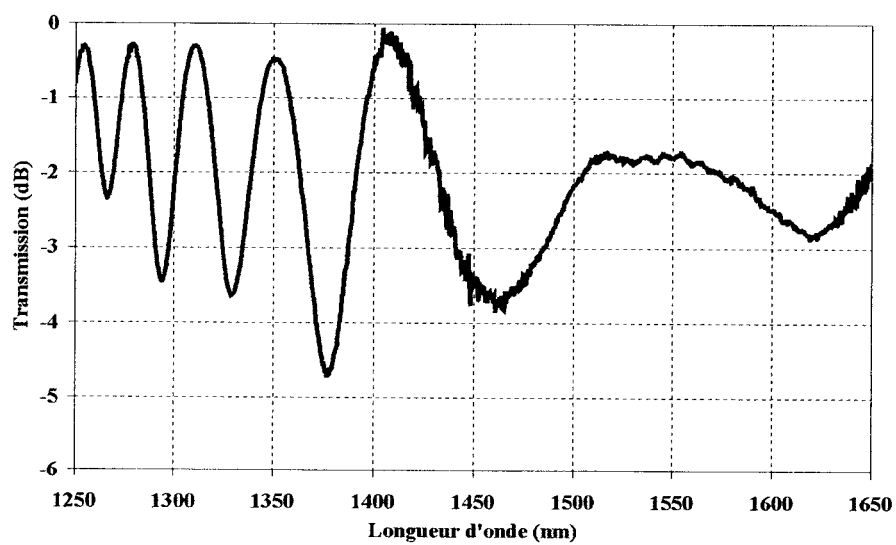


Figure C.3 – Réponse spectrale à la fabrication d'une fibre effilée, $ITR = 0,369$

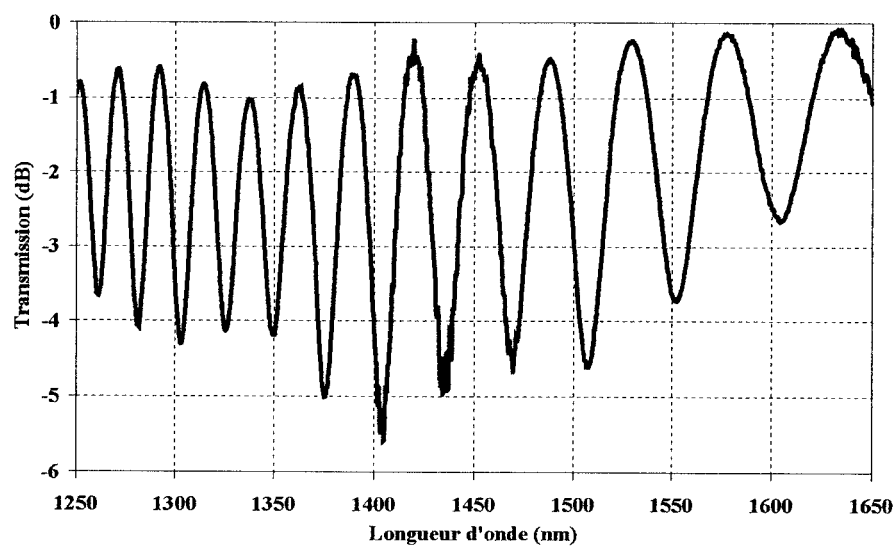


Figure C.4 – Réponse spectrale à la fabrication d'une fibre effilée, $ITR = 0,622$

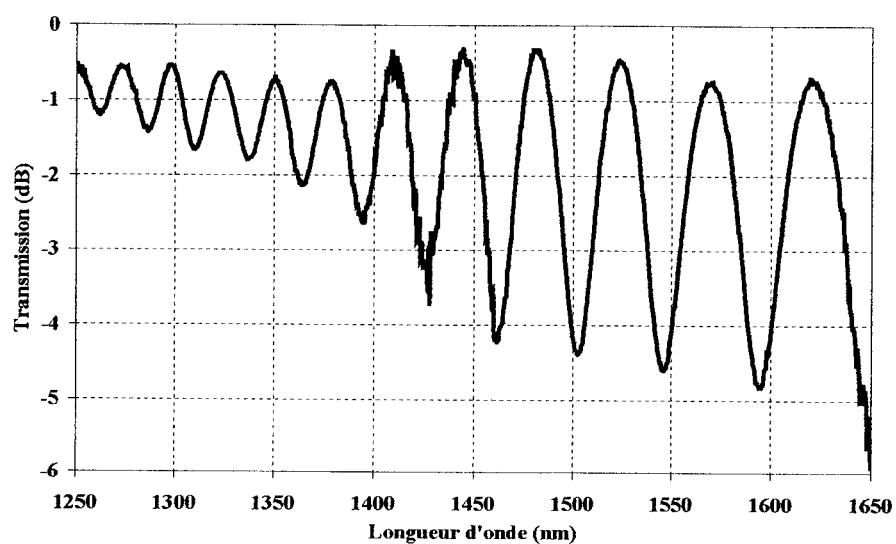


Figure C.5 – Réponse spectrale à la fabrication d'une fibre effilée, $ITR = 0,726$