

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

**ÉCRITURE DIRECTE DE CIRCUITS OPTIQUES PLANS DANS DES
COUCHES MINCES DE SILICE SUR SILICIUM PAR ABLATION AU LASER
CO₂**

LÜTFÜ ÇELEBI ÖZCAN

**DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL**

**THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHÆ DOCTOR (Ph.D.)
(GÉNIE PHYSIQUE)**

DÉCEMBRE 2007



Library and
Archives Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Published Heritage
Branch

Direction du
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file *Votre référence*

ISBN: 978-0-494-37135-0

Our file *Notre référence*

ISBN: 978-0-494-37135-0

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

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

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

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

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.


Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

**ÉCRITURE DIRECTE DE CIRCUITS OPTIQUES PLANS DANS DES
COUCHES MINCES DE SILICE SUR SILICIUM PAR ABLATION AU LASER
CO₂**

présenté par: **ÖZCAN Lütfü Çelebi**

en vue de l'obtention du diplôme de: **Philosophiæ Doctor**

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. **LAURIN Jean-Jacques**, Ph.D., président

M. **KASHYAP Raman**, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. **MARTINU Ludvik**, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

Mme. **LACROIX Suzanne**, D.Sc., membre

M. **DALACU Dan**, Ph.D., membre

A toutes ma famille,
A Rola et Nadim.

REMERCIEMENTS

Je tiens d'abord à remercier Dieu de m'avoir donné le courage et la volonté pour résister dans les moments délicats Durant mes études ainsi qu'au cours de ce projet.

J'adresse mes remerciements tous particuliers à Monsieur Raman Kashyap et Monsieur Ludvik Martinu de m'avoir confié le sujet de recherche très attrayant. Merci pour leurs conseils qui m'ont permis d'acquérir une grande expérience, pour leurs mots d'encouragement et de soutien, mais aussi pour avoir eu confiance en moi aux moments difficiles.

Je veux souligner que tout mon travail n'aurait pas été possible sans *l'équipe APCL*, avec ses membres *permanents* et *moins permanents*. C'est grâce à leur bienveillance, leur aide et convivialité que j'ai pu surmonter les jours même très difficiles. Merci à tous et particulièrement à mes collègues Francis Guay ainsi que Vincent Tréanton.

Un grand merci aux techniciens : François Barette, Mikaël Leduc et Francis Boismenu pour leur aide sur les pièces mécaniques nécessaires à la réalisation du montage d'écriture.

Bien qu'aujourd'hui je sois loin, ma reconnaissance va aussi à l'endroit de mes parents ainsi qu'à mes frères et ma sœur, Monsieur Muammer Özcan, Madame Necmiye Mutlu, Tahsin, Feridun, Ali, Reşit et Fazilet, pour n'avoir jamais ménagé leurs efforts pour ma réussite. Le soutien continu de Monsieur Khaled Araji, Madame Fadila El Fakir ainsi que mon beau frère Nizar qui on su renforcé mon esprit chaque fois lorsqu'il se tarissait.

Je n'aurais jamais été capable de traverser cette période sans ma Femme Rola qui a toujours été à mes côtés et mon fils Nadim. Je crois qu'ils le savent très bien mais quand même, je les remercie profondément et je les embrasse très fort.

J'adresse aussi des remerciements à tous mes amis : Ahmed, Altan, Johann, Imad, Icham et à tous ceux qui, de près ou de loin, ont contribué à ma formation.

RÉSUMÉ

Les composants passifs réalisés en optique intégrée sont un sujet de recherche en pleine expansion ces dernières années. La fabrication de circuits optiques plans se fait principalement par des procédés de lithographie qui comprennent des procédés chimiques et impliquent l'utilisation de masques. Cependant, cette technique de fabrication demande un investissement en matériel important puisque des installations spécialisées sont nécessaires. D'autres techniques émergentes par écriture directe au laser sont venues pallier les problèmes précédemment évoqués. La silice est l'un des matériaux les plus utilisés pour la fabrication de circuits optiques plans et celle-ci présente une forte absorption à $10,6 \mu\text{m}$ qui est la longueur d'onde du laser CO_2 . Ce travail de thèse a pour but de montrer la possibilité de fabriquer des guides d'ondes plans dans des couches minces de silice déposées par PECVD par une nouvelle technique basée sur l'écriture directe avec un laser CO_2 opérant en mode continu. Plutôt que d'écrire le guide d'onde par un changement d'indice de réfraction du matériau, ce dernier est gravé à l'aide du laser de façon à réaliser des rainures de part et d'autre de ce qui deviendra le cœur du guide. La largeur et la profondeur de ces rainures peuvent être contrôlées en modifiant le profil spatial du faisceau laser et en choisissant adéquatement les paramètres expérimentaux tels que la puissance irradiée et la vitesse d'écriture. La zone affectée thermiquement par le laser a été étudiée et les résultats ont montré une décroissance de l'indice de réfraction dans la couche guidante. Les guides d'ondes

obtenus en quelques secondes par cette technique sont donc enterrés et présentent de faibles pertes d'insertion de l'ordre de 0,34 dB/cm. Les résultats expérimentaux et les simulations obtenues par la méthode des faisceaux propagés BPM nous ont conduit à l'optimisation du procédé d'écriture directe par laser CO₂ de guides d'ondes et ont ainsi permis la fabrication d'un séparateur de puissance 1×4 basé sur le principe d'interférences multimodales. Les performances optiques du séparateur de puissance sont comparables à celles des dispositifs produits par l'industrie. Cette technique de fabrication est très prometteuse puisqu'il faut environ une vingtaine de secondes pour fabriquer une structure complexe telle qu'un diviseur de puissance 1×4.

ABSTRACT

Passive components used in integrated optics have been a subject of extensive research in the last few years. The fabrication of optical planar waveguides is mainly done by lithography which includes several chemical processes and the use of photo-masks. However, this fabrication technique requires a significant investment in infrastructure since specialized installations are necessary to carry out the processing using several sequential steps. Other emergent techniques of direct laser writing have to some extent addressed the issue of reducing the number of steps involved. Silica is one of the materials most used for manufacturing optical planar circuits. Silica has a strong absorption at $10,6\ \mu\text{m}$ which is the wavelength of the CO_2 laser. The goal of this thesis is to show the possibility of manufacturing optical waveguides by a new technique based on a direct writing scheme using CW CO_2 laser, in silica thin films on silicon deposited by PECVD. Instead of writing the waveguide by changing the refractive index of the material, this new technique ablates by the laser adjacent grooves on both sides of what becomes the core of the waveguide. The width and the depth of these grooves can be controlled by modifying the spatial profile of the laser beam and by altering the experimental parameters such as the irradiated power and the writing speed. The zone thermally affected by the laser was studied and the results showed a decrease in the refractive index of the glass close to the guiding layer. The waveguides fabricated in a few seconds by this technique, are thus buried and exhibit low insertion losses. The experimental results and simulations obtained by the Beam Propagation Method (BPM)

lead us to the optimization of the direct writing process using a CO₂ laser to fabricate waveguides and thus allow the manufacturing of a 1 × 4 power splitter based on the multimode interferences principle. The optical performances of the power splitter are comparable with devices produced commercially. The direct CO₂ laser writing scheme is very promising and attractive as it is potentially able to eliminate a large number of processing steps required for manufacturing waveguides, as well as in reducing the manufacturing time by a significant amount.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iv
REMERCIEMENTS	v
RÉSUMÉ	vii
ABSTRACT	ix
TABLE DES MATIÈRES	xi
LISTE DES PUBLICATIONS	xiv
LISTE DES TABLEAUX.....	xvi
LISTE DES FIGURES.....	xvii
LISTE DE L'ANNEXE	xxiv
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xxv
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 ÉTAT DE L'ART DANS LA FABRICATION DE CIRCUITS	
OPTIQUES PLANS.....	6
1.1 Photolithographie	6
1.2 Écriture directe par laser UV.....	9
1.3 Écriture directe par laser femtosecondes.....	11
1.4 Interaction laser continu au CO ₂ /Silice	12
CHAPITRE 2 INTERACTION LASER CO ₂ -SILICE	16
2.1 Propagation d'un faisceau gaussien unimodal	16
2.2 Procédé thermique.....	25

2.2.1	Modèle numérique	26
2.2.2	Zone affectée thermiquement.....	35
CHAPITRE 3 MESURE DU PROFIL D'INDICE DE RÉFRACTION DE LA ZONE AFFECTÉE THERMIQUEMENT PAR LE LASER CO ₂ ..		36
3.1	Mesure du profil d'indice d'une fibre multimodale.....	41
3.2	Mesure du profil d'indice d'une fibre unimodale	42
3.3	Mesure du profil d'indice des guides d'ondes fabriqués par laser CO ₂	43
3.4	Conclusion	47
CHAPITRE 4 THÉORIE DES GUIDES D'ONDE		48
4.1	Introduction.....	48
4.2	Approche d'optique géométrique.....	49
4.3	Confinement à une dimension et courbes de dispersion des modes guidés....	50
4.4	La méthode de l'indice effectif et la simulation BPM	54
4.4.1	La méthode de l'indice effectif.....	54
4.4.2	La simulation BPM	57
4.4.3	BPM scalaire et approximation paraxiale	57
4.5	Conclusion	65
CHAPITRE 5 FABRICATION DES GUIDES D'ONDE PAR LASER CO ₂		66
5.1	Détermination de la position focale	67
5.2	Détermination de la puissance nécessaire	69
5.3	Effets de l'espacement des tranchées sur le profil géométrique des guides d'ondes fabriqués	71
5.4	Mesure des pertes de propagation.....	81

5.5	Conclusion	94
CHAPITRE 6 RÉALISATION D'UN DIVISEUR DE PUISSANCE 1×4 BASÉ SUR LE PRINCIPE DES INTERFÉRENCES MULTIMODALES		96
6.1	Diviseur de puissance 1×4	96
6.2	Interférences multimodale : Principe des images multiples.....	98
6.2.1	Théorie	100
6.2.2	Excitation restreinte	104
6.3	Simulation de MMI 1×4.....	105
6.4	Réalisation expérimentale de MMI 1×4.....	112
6.5	Conclusion	119
CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....		121
RÉFÉRENCES		126
ANNEXE		136

LISTE DES PUBLICATIONS

ARTICLES (dans les journaux)

- **L. C. Ozcan**, V. Tréanton, R. Kashyap, and L. Martinu, "High-quality flat-top micromachining of silica by a CW CO₂ laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, pp. 459-461, 2007.
- **L. C. Ozcan**, V. Treanton, F. Guay, and R. Kashyap, "Highly symmetric optical fiber tapers fabricated with a CO₂ laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, pp. 656-658, 2007.
- F. Guay, **L. C. Ozcan** and R. Kashyap, " Surface relief diffraction gratings fabricated in ZnSe by frequency doubled Nd:YAG laser micromachining," *In Press Optics Communication*, 2007
- **L. C. Ozcan**, F. Guay, R. Kashyap, and L. Martinu, "Investigation of refractive index modificaiotn in CW CO₂ laser written planar optical waveguides," *Submitted in Optics Communications*, 2007.

ARTICLES DE CONFÉRENCES (avec lecture)

- **L. Ozcan**, V. Tréanton, R. Kashyap, and L. Martinu, "CO₂ Laser Writing of Waveguides in Silica Thin Films on Silicon," *Functional Coatings and Surface Engineering FCSE*, Montréal, Canada, 2005.
- **L. C. Ozcan**, V. Tréanton, and R. Kashyap, "Direct laser ablation technique for fabrication of optical waveguides in amorphous materials and nonlinear crystals," in *Conférence BGPP'05, Sidney* Australia, 2005.
- **L. Ozcan**, V. Tréanton, R. Kashyap, and L. Martinu, "Improved Surface Finish and Aspect Ratio during Laser Ablation," in *Laser Advanced Materials Processing LAMP*, Kyoto, Japan, 2006.
- V. Tréanton, **L. Celebi-Ozcan**, F. Guay, R. Kashyap, and L. Martinu, "Engineering of waveguides and other micro-structures in dielectrics," in *Photonics North 2006*, Quebec City, QB, Canada, 2006, p. 634312.

- V. Tréanton, **L. Ozcan**, R. Kashyap and L. Martinu "Laser Fabrication of Microfluidics Circuits, " in *Photonics North 2006*, Quebec City, QB, Canada, 2006, p. 63431A.
- **L. C. Ozcan**, V. Treanton, R. Kashyap, and L. Martinu, "2D refractive index measurement of CO₂ laser written planar optical waveguides," in *Photonics North 2006*, Quebec City, QB, Canada, 2006, p. 63431A.
- R. Kashyap, V. Tréanton, **L. Ozcan**, and L. Martinu, "Dual Laser Fabrication of Planar Lightwave Circuits, " in *Photonics North 2006*, Quebec City, QB, Canada, 2006, p. 63431A.
- V. Tréanton, **L. C. Ozcan**, R. Kashyap, R. Bosisio, K. Wu, and L. Martinu, "CO₂ laser direct writing of optical waveguides in silica thin films on silicon," in *ANTEM/URSI 2006. 12th International Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics [ANTEM] and Canadian Radio Sciences Conference [URSI/CNC]*, Montreal, Que., Canada, 2006, pp. 111-113.

CONFÉRENCES INVITÉES

- V. Tréanton, **L. C. Ozcan**, R. Kashyap, and L. Martinu, "CO₂ laser Writing of Waveguides in Silica Thin Films on Silicon," in *Conférence invitée à l'École Polytechnique fédérale de Lauzanne EPFL* Switzerland, 2005.
- V. Tréanton, **L. C. Ozcan**, R. Kashyap, and L. Martinu, "CO₂ laser Writing of Waveguides in Silica Thin Films on Silicon," in Invited talk given at McGill University, 2006
- V. Tréanton, **L. Celebi-Ozcan**, F. Guay, R. Kashyap, and L. Martinu, "Engineering of waveguides and other micro-structures in dielectrics," in *Photonics North 2006*, Quebec City, QB, Canada, 2006, p. 634312.

LISTE DES TABLEAUX

Tab 1 - Comparaison entre les différents matériaux pour la transmission de l'infrarouge lointain.	18
Tab 2 – Paramètres de la silice utilisés pour la simulation Femlab.	29
Tab 3 – Paramètres des différents guides d'ondes plans utilisés au cours du projet	67
Tab 4 – Fibre HI 1060 FLEX utilisée pour le couplage en entrée du guide.	84
Tab 5 – Fibre SMF28 utilisée pour collecter la lumière en sortie du guide.	85
Tab 6 – Fraction de puissance véhiculée par les différents modes de la structure de base 25 μm et pour une longueur de 20 mm pour le type C.	87
Tab 7 – Formation des images dans la zone multimodale en fonction de la longueur du MMI pour le type C. Simulation pour $\lambda = 1550$ nm et une largeur de la zone MMI = 180 μm	107

LISTE DES FIGURES

Figure 1-1	Les différentes étapes de la réalisation de composants par : (a) Photoinscription, (b) lithographie directe. 9	9
Figure 1-2	Représentation schématique du guide d'ondes obtenu par laser CO ₂ avec les deux tranchées définissant la région du cœur de la structure. 14	14
Figure 2-1	Propagation d'un faisceau gaussien. 17	17
Figure 2-2	Montage optique du banc d'écriture de guides d'ondes planaires par laser CO ₂ 19	19
Figure 2-3	État de polarisation après différentes composantes optiques. 20	20
Figure 2-4	Effet de l'agrandissement du faisceau sur la taille de spot réalisable avec le système. 22	22
Figure 2-5	Rayon réalisable à la focale f : (a) $f=3,81$ cm, (b) $f=2,54$ cm. 24	24
Figure 2-6	Distribution de la chaleur dans le cas d'une source gaussienne en mouvement : (a) sans plasma, (b) avec plasma [62]. Représentation de l'interaction du faisceau laser CO ₂ avec une pièce en mouvement. 26	26
Figure 2-7	Résultat de la simulation Femlab pour une puissance d'irradiation de 1,65 W, un temps d'exposition de 440 μ s et un <i>waist</i> de 11 μ m. 30	30
Figure 2-8	Variation de la température du point central en fonction du temps d'exposition pour une puissance de 1,65 W et un <i>waist</i> de 11 μ m. La ligne en pointillé représente la température de fusion de la silice. 30	30
Figure 2-9	Profil de température en surface pour une puissance de 1,65 W, un <i>waist</i> de 11 μ m et un temps d'exposition de 440 μ s. 31	31

Figure 2-10	Profil de température en profondeur pour une puissance de 1,65 W, un <i>waist</i> de 11 μm et un temps d'exposition de 440 μs	31
Figure 2-11	Résultat de la simulation Femlab pour une puissance d'irradiation de 2,80 W, un temps d'exposition de 440 μs et un <i>waist</i> de 11 μm	32
Figure 2-12	Variation de la température du point central en fonction du temps d'exposition pour une puissance de 2,80 W et un <i>waist</i> de 11 μm	33
Figure 2-13	Profile de température en surface pour une puissance de 2,8 W, un <i>waist</i> de 11 μm et un temps d'exposition de 440 μs	33
Figure 2-14	Profile de température en profondeur pour une puissance de 2,8 W, un <i>waist</i> de 11 μm et un temps d'exposition de 440 μs	34
Figure 2-15	Profondeur d'ablation en fonction de la puissance : silice massive et couches minces de silice sur silicium.....	35
Figure 3-1	Trajet d'un rayon optique dans un guide d'onde plan.....	37
Figure 3-2	Montage optique pour la mesure en champ proche réfracté [80].....	38
Figure 3-3	Profil d'indice de réfraction 2D d'un guide d'onde fabriquée par laser CO ₂	39
Figure 3-4	Montage optique pour la mesure de la réflectivité à la surface de l'échantillon.	41
Figure 3-5	(a) Profil d'indice 1D d'une fibre multimodale de Corning [®] avec un cœur de 50 μm , (b) Profil 2D de la même fibre multimodale.....	41
Figure 3-6	(a) Profil d'indice 1D d'une fibre SMF28 de Corning [®] avec un cœur de 8.2 μm , (b) Profil 2D de la même fibre.....	42

Figure 3-7	Photos des deux guides d'ondes fabriqués par laser CO ₂ : Séparation des tranchées : (a) 38 μm et (b) 44 μm.....	43
Figure 3-8	Mesure par la méthode de réflexion du profil d'indice de réfraction des guides d'ondes optique enterrés écrit par laser CO ₂ : a) 38 μm de séparation et b) 44 μm de séparation entre les tranchées. Les lignes de contour présentes sur les deux mesures ont un incrément de 10 ⁻³ sur l'indice de réfraction. Toutes les valeurs d'indice de réfraction sont indiquées à 635 nm.	44
Figure 3-9	Balayage dans la direction X pour le guide d'onde avec 44 μm de séparation entre les tranchées (Y=0). La ligne en pointillé représente l'hypothèse d'un saut d'indice utilisée pour les simulations BPM.	46
Figure 4-1	Différents types de guides d'ondes.	49
Figure 4-2	Représentation graphique de guide planaire à couches diélectriques.	49
Figure 4-3	Courbes de dispersion d'un guide d'onde plan à saut d'indice.....	52
Figure 4-4	Courbe de dispersion des échantillons de la compagnie AnDevice en fonction de l'épaisseur de la couche du cœur.	53
Figure 4-5	Géométrie d'un guide canal pour l'application de la méthode de l'indice effectif.	55
Figure 4-6	Résultat de la méthode de l'indice effectif pour un guide canal enterré pour λ = 1550 nm. Paramètres de calcul : T=5,5μm, n _c =1,4590 @ 1550nm et n _g =n _s =1,4444 @ 1550nm.	56

Figure 4-7	Résultat de la BPM pour un guide canal enterré de forme trapézoïdale sur le type d'échantillon C pour $\lambda = 1550$ nm. Paramètres de calcul : T = 5,5 μm , $n_c = 1,4590 @ 1550\text{nm}$,	60
Figure 4-8	Résultat de la BPM à $\lambda = 1550$ nm du profil des trois modes se propageant dans un guide canal enterré de forme trapézoïdale W = 15 μm , T = 5,5 μm et pour un angle de 33°.	61
Figure 4-9	Résultat de la BPM à $\lambda = 1550$ nm du profil des six premiers modes se propageant dans un guide canal enterré de forme trapézoïdale W = 25 μm , T = 5,5 μm et pour un angle de 33°.	64
Figure 5-1	Photographie des facettes pour des tranchées réalisées à deux positions focales.	68
Figure 5-2	Profondeur gravée en fonction de la position des moteurs Aerotech. Puissance fixe de 2,60 W et vitesse d'écriture de 50 mm/s.	69
Figure 5-3	Profondeur gravée en fonction de la puissance du laser CO ₂ pour le type d'échantillon B. La position des moteurs Aerotech est 51,435 mm et la vitesse d'écriture de 50 mm/s.....	70
Figure 5-4	Interface du programme Labview permettant d'analyser la structure géométrique des guides d'onde fabriqués par laser CO ₂	72
Figure 5-5	Résultat de la recherche du profil de la structure du guide d'onde d'espacement 38 μm représenté par les points jaunes. La ligne rose ne sert ici qu'à centrer la prise de photo du guide.	72
Figure 5-6	Photos des guides d'ondes enterrés sur les échantillons de type A pour différents espacements entre tranchées.	74

Figure 5-7	Dimensions des bases des structures trapézoïdales fabriquées en fonction de l'espacement des tranchées. Résultats obtenus sur les échantillons de type A avec une puissance de 1 W et une vitesse d'écriture de 50 mm/s.	75
Figure 5-8	Photos des guides d'ondes enterrés sur les échantillons de type B pour différents espacements entre tranchées.	77
Figure 5-9	Dimensions des bases des structures trapézoïdales fabriquées en fonction de l'espacement des tranchées. Résultats obtenus sur les échantillons de type B avec une puissance de 1,65 W et une vitesse d'écriture de 50 mm/s.	78
Figure 5-10	Dimensions des bases des structures trapézoïdales fabriquées en fonction de l'espacement des tranchées. Résultats obtenus sur les échantillons de type C avec une puissance de 2,60 W et une vitesse d'écriture de 50 mm/s.	79
Figure 5-11	Photos des guides d'ondes enterrés sur les échantillons de type C pour différents espacements entre tranchées.	80
Figure 5-12	Montage de caractérisation des pertes optique. BBS : source large bande, OSA : Analyseur de spectre optique, APT : Système de positionnement, couplage par fibres HI1060Flex et SMF28.	86
Figure 5-13	Spectres des guides échantillons de type C en fonction de l'espacement entre les tranchées mesurés avec le montage Newport.	88
Figure 5-14	Spectres des guides échantillons de type C en fonction de l'espacement entre les tranchées mesurés avec le montage Thorlabs.	88

Figure 5-15	Forme des guides utilisée pour la simulation BPM. a) types A et C, b) type B.....	89
Figure 5-16	Pertes optiques totales pour les guides fabriqués sur les échantillons de type A à $\lambda = 1550$ nm.....	91
Figure 5-17	Pertes optiques totales pour les guides fabriqués sur les échantillons de type B à $\lambda = 1550$ nm.....	93
Figure 5-18	Pertes optiques totales pour les guides fabriqués sur les échantillons de type C à $\lambda = 1550$ nm.....	94
Figure 6-1	Schéma de principe d'une jonction Y.....	97
Figure 6-2	Schéma de principe d'un MMI 1×4.....	97
Figure 6-3	Évaluation de la largeur MMI à l'aide de la mesure de la séparation des images formées.....	108
Figure 6-4	Simulation du champ électromagnétique d'un MMI 1×4 pour les échantillons de type B à $\lambda = 1550$ nm, largeur unimodale $44 \mu\text{m}$ et largeur de la section multimodale $W = 188 \mu\text{m}$	109
Figure 6-5	Interface du logiciel BeamProp permettant de créer des structures optiques complexes telles que des MMIs.....	110
Figure 6-6	Simulation de la puissance couplée dans les sections des guides virtuels insérés dans le guide multimodal de largeur $W = 176 \mu\text{m}$ pour les échantillons de type B.....	112

Figure 6-7	Simulation de la puissance couplée dans les sections des guides virtuels insérés dans le guide multimodal de largeur $W = 188\mu m$ pour les échantillons de type B à $\lambda = 1550$ nm.	113
Figure 6-8	MMI 1×4 : a) vue de dessus de la structure avec à gauche l'entrée du composant et à droite les canaux de sortie, b) facette de sortie du composant.	114
Figure 6-9	Vue de dessus de la série de MMI fabriqués en faisant varier la longueur de la zone multimodale.	115
Figure 6-10	Spectres optiques des quatre canaux sur la plage de longueur d'onde 1525-1565 nm de la structure MMI 1×4 optimale ayant une longueur de 8 mm.	116
Figure 6-11	Mesure du rapport de division sur chaque port de sortie moyennée sur la plage spectrale 1525-1565 nm pour les différentes structures fabriquées en fonction de la longueur du MMI.	118
Figure 6-12	Comparaison entre les valeurs simulées obtenues par BeamProp (courbes rouge et verte) et les valeurs expérimentales obtenues pour des longueurs comprises entre 7,6 mm à 8,1 mm.	119
Figure A-13	Propagation d'un faisceau gaussien.	139

LISTE DE L'ANNEXE

ANNEXE A	PROPAGATION D'UN FAISCEAU GAUSSIEN
	UNIMODAL.....136

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

A_0	facteur de normalisation sur l'amplitude
a_E	coefficient d'asymétrie du guide
b	paramètre confocal
b_E	indice effectif normalisé du mode
C_p	chaleur spécifique
C_v	coefficient d'excitation des modes
E	champ électrique
$E_0(x,y,z)$	amplitude réelle du champ électrique
F_i	focale de la lentille i
$g_{\text{Laser}}(x,y,z)$	source de chaleur volumétrique
H	champ magnétique
$I(x,y,z)$	répartition de l'intensité
I_0	coefficient de normalisation
$I_r(x,y)$	intensité de surface
$I_z(z)$	atténuation axiale du faisceau
k	vecteur de propagation
k	coefficient d'extinction
L	longueur de formation des images dans la zone multimode
L_π	longueur de battement entre deux modes

m	nombre de modes guidés
M	facteur de qualité du laser
n	partie réelle de l'indice de réfraction
n_c	indice de réfraction de la couche guidante
n_{eff}	indice effectif du mode
n_i	indice de réfraction de la couche i
n_g	indice de réfraction de la gaine
n_s	indice de réfraction du substrat
Δn	différence d'indices
N	nombre d'images formées dans la zone multimode
P_0	puissance laser
R	coefficient de réflexion
$R(z)$	rayon de courbure local de l'onde sphérique
ΔR	différence en réflexion
T	épaisseur de la couche guidante
T_F	température de fusion de la silice
T_V	température d'évaporation de la silice
V	vitesse de translation de l'échantillon
V	fréquence normalisée
W	largeur du guide
$w(z)$	valeur locale de la largeur du faisceau laser
w_0	<i>waist</i> du faisceau laser ou diamètre du faisceau à $1/e^2$

w_{ev}	largeur effective du champ du mode d'ordre v
w_{e0}	largeur effective du mode fondamentale de la structure
w_{Laser}	espacement entre deux lignes laser
w_{MMI}	largeur de la zone multimode
Z_R	distance de Rayleigh

Symboles grecs

α	coefficient d'absorption
β	constante de propagation
Δ	laplacien
Δ_T	laplacien transverse
κ_T	conductivité thermique
λ	longueur d'onde du laser
v	ordre du mode guidé
$\psi(y,0)$	profil du champ à l'entrée de la zone multimode
$\varphi(z)$	terme de phase
ρ	densité du matériau
θ	demi-angle d'ouverture ou divergence du faisceau

Acronymes

BPM	méthode des faisceaux propagés (Beam Propagation Method)
Buffer	gaine isolante
Cladding	gaine
CW	laser opérant en continu (Continuous Wave)
EUV	ultraviolet extrême
FTTH	fibre à la maison (Fiber To The Home)
IP	protocole internet
IR	infrarouge
MFD	diamètre à 1/e du mode
MMI	interférences multimodal
ON	ouverture numérique
RM	mesure de la réflectivité (Reflectance Method)
RNF	champ proche réfracté (Refracted Near Field)
TIC	technologie de l'information et de la communication

INTRODUCTION

Depuis des époques reculées, les signaux optiques lumineux ont montré leur capacité à transmettre de l'information. Nous pouvons citer à titre d'exemple, l'invention de Claude Chappe en 1792, désignée par le terme de *télégraphe optique*, qui fut véritablement un système de transmission à longue distance en utilisant la lumière comme porteuse de l'information avec un débit modeste de 0,4 bit/s. Cette invention a permis d'introduire les notions de codage de l'information et de réseau de télécommunications, qui sont aujourd'hui amplement ancrées dans notre mode de vie. Le *télégraphe optique* fut utilisé jusqu'en 1855, date à laquelle il a été supplanté par le télégraphe électrique, puis par les transmissions par câble coaxial, qui offraient alors les avantages d'une capacité de transmission plus élevée et d'une exploitation permanente quelles que soient les conditions météorologiques. Ainsi le terme *optique* disparut pour un temps du domaine des transmissions. Il a fallu attendre l'apparition des lasers en 1960, et surtout le développement des fibres optiques avec des facteurs d'atténuations assez faibles (de 1960 à 1984 les pertes passèrent de 1000 dB/km à 0,2 dB/km), pour voir le retour en force de l'optique et ainsi l'envisager dans des systèmes de transmissions potentiellement intéressants. Les remarquables possibilités de la fibre optique ont été particulièrement mises en valeur au début des années 1990 avec l'apparition d'améliorations techniques majeures, telles que les amplificateurs optiques à fibre dopée à l'erbium qui ont permis de repousser les distances de régénération du signal. Dès lors, l'essor des systèmes de télécommunications tout optiques a été

prodigieux et peut être mesuré par le nombre de réseaux déployés au travers des continents et des océans. Avec l'explosion des communications optiques, le marché des composants optoélectroniques, et d'une façon plus générale, le marché des composants optiques, s'est également rapidement développé. Malgré un ralentissement de la demande en 2001, il devrait de nouveau augmenter dans un avenir proche. En effet, l'aire de la technologie de l'information et de la communication (TIC) est en perpétuel changement à cause de toutes les nouvelles technologies qui nous sont proposées (téléphonie Internet Protocol [IP], vidéo IP, musique, cinéma...). Le nouveau marché de la *Fibre à la maison (FTTH : Fiber to the home)* a suscité beaucoup d'intérêt ces cinq dernières années. Lors d'une présentation par NTT (Nippon Telecom), il a été souligné que le nombre de maisons au Japon équipées avec la technologie FTTH a quadruplé en 2003 par rapport à 2002 pour atteindre 195 000 bâtiments. La technologie FTTH séduit donc de plus en plus d'abonnés puisque le débit donné par cette technologie est de l'ordre de 1Gbit/s dans les deux sens : nous sommes bien loin des 5 Mbit/s offerts par les compagnies de télécommunications par le câble coaxial. D'autres pays du G8 se sont lancés dans le déploiement de la FTTH. Le principal inconvénient de cette technologie est son coût qui reste encore assez élevé. 50% du prix de l'installation est lié aux câbles et composants optiques et électroniques, le reste étant pour la main d'œuvre lors du déploiement [1]. Il devient donc nécessaire de réduire les coûts des composants optiques et électroniques pour que la technologie FTTH devienne de plus en plus attrayante.

Les réseaux de télécommunications sont composés d'une multitude de composants passifs tels que les filtres, les multiplexeurs, les diviseurs de puissance. L'industrie des composants s'oriente donc vers une production de volume avec pour

objectif une réduction des étapes de fabrication et des prix. Le besoin d'innovation reste donc très fort. La tendance de l'industrie est maintenant, pour des raisons d'optimisation fonctionnelle ainsi que de coût, d'intégrer le plus possible les fonctions actives et passives. Cette intégration suit dans la plupart des cas une approche hybride, permettant également d'associer au besoin des fonctions électroniques.

Le domaine des composants passifs est très riche en termes de fonctionnalités possibles ainsi que des approches technologiques. Deux fonctions de base, particulièrement importante dans les réseaux optiques, sont la fonction de multiplexage spectral et celle de séparation de faisceau. Bien que réalisables à partir de fibres optiques, ces fonctions gagnent à être réalisées avec un composant intégré. Ce sont les composants plans, en optique intégrée SiO_2/Si qui montrent le potentiel le plus important [2], parce qu'ils offrent le potentiel de réduire les dimensions des dispositifs.

L'objectif principal de cette thèse est de présenter une solution potentielle en proposant la possibilité de fabriquer des guides d'ondes plans dans des couches minces de silice déposées par PECVD par une nouvelle technique basée sur l'écriture directe avec un laser CO_2 opérant en mode continu. Cette technique d'écriture directe ne nécessite pas l'utilisation d'infrastructures de microfabrication telles que la fabrication de masques de photolithographie et les différentes étapes de gravures chimiques qui sont coûteuses et qui n'offrent pas la flexibilité dans la fabrication de différents composants. Entre autres, les masques doivent être changés pour obtenir des composants différents. De plus, sa très grande simplicité permet la réalisation de guides d'ondes optiques plus rapidement car elle ne nécessite qu'une seule étape. Comme nous l'avons dit auparavant, la silice est l'un des matériaux les plus utilisés pour la fabrication de circuits

optiques plans et celle-ci présente une forte absorption à $10,6 \mu\text{m}$ qui est la longueur d'onde du laser CO_2 . Ceci en fait donc un bon candidat pour l'étude d'écriture directe par laser CO_2 . Ces lasers présentent des avantages parce qu'ils sont peu coûteux comparativement aux lasers UV ou femtoseconde et demandent peu d'entretien.

Les objectifs secondaires de cette thèse sont de présenter tout d'abord : le travail concernant l'interaction du laser CO_2 avec la silice et son effet dans les zones avoisinant les tranchées réalisées par ablation. Donner une explication sur le processus de guidage des guides d'onde réalisés, c'est-à-dire guidage par les tranchées ou par une structure enterrée. Mettre au point un système de fabrication de structures passives plus complexe ayant des performances optiques supérieures ou égales à celles de l'industrie.

La thèse est organisée en six chapitres. Le premier chapitre est consacré à un rappel sur les différentes techniques permettant la fabrication de composants optiques. Nous commençons par la méthode conventionnelle de photolithographie et ensuite abordons les techniques émergentes dites d'*écriture directe* par laser UV et femtoseconde. Nous finissons cette première section en introduisant le principe et donc la possibilité de fabriquer des composants par *écriture directe* par laser CO_2 .

Le deuxième chapitre porte sur le montage optique d'écriture par laser CO_2 et le principe d'interaction du laser avec la silice. Nous rappellerons dans un premier temps les lois régissant l'optique gaussienne nécessaire à la mise en place d'un montage optique caractérisé par la taille minimale ou étranglement du faisceau (*waist*) sur l'échantillon. L'interaction du laser CO_2 avec la silice étant thermique, nous introduisons par la suite un programme basé sur la méthode des éléments finis permettant de simuler la température de l'échantillon lors de l'interaction laser/matière.

Le troisième chapitre présente l'étude portant sur la modification de l'indice de réfraction dans la zone affectée thermiquement par le laser des structures fabriquées. Le montage mis au point au laboratoire est basé sur la mesure de la réflectivité et il a été calibré par la prise de profil d'indice de réfraction sur des fibres optiques multimodale et unimodale.

Le quatrième chapitre présente deux méthodes permettant de calculer les modes se propageant dans des guides d'onde plans. La méthode de l'indice effectif qui permet un calcul rapide et approximatif et la méthode BPM qui est plus longue est précise. Nous finissons cette section par la présentation du logiciel Beamprop permettant de simuler la propagation dans les guides d'onde fabriqués.

Le cinquième chapitre est consacré à la fabrication de guides d'onde optiques par laser CO₂ dans différents types de gaufres. Nous présentons une étude détaillée sur les guides d'ondes fabriqués dans les différents types de gaufres, avec entre autres leurs caractérisations optiques et leurs géométries finales après fabrication.

Enfin, le sixième et dernier chapitre est consacré à la fabrication d'un diviseur de puissance 1×4 basé sur le principe des interférences multimodales (MMI). Les résultats expérimentaux sont comparés aux simulations réalisées à l'aide du logiciel BeamProp fonctionnant sous le paradigme de la méthode des faisceaux propagés (BPM). Des conclusions concernant l'amélioration de la technique et l'optimisation des paramètres de fabrication sont tirées et commentées.

CHAPITRE 1

ÉTAT DE L'ART DANS LA FABRICATION DE CIRCUITS OPTIQUES PLANS

Le domaine de la photonique est en plein développement depuis 30 ans et répond à de nombreux besoins principalement en télécommunications. Initialement, les composants optiques utilisés étaient basés sur la fibre optique à cause de leurs faibles pertes, de leur facilité à la fusion et de leur faible coût. Néanmoins, les besoins récents d'une intégration avec d'autres composants optoélectroniques et la nécessité de produire en grande quantité des composants de plus en plus complexes tout en respectant des contraintes d'espace, ont concouru au développement d'une nouvelle classe de guides d'ondes optiques : les guides d'optique intégrée en géométrie plane. Ces derniers ont pour avantages d'intégrer composants actifs et passifs sur le même support, permettant une densification des composants et réduisant par la même occasion leur coût.

1.1 Photolithographie

Les composants de l'optique intégrée nécessitent des guides de largeur limitée qui confinent la lumière selon deux dimensions. Afin d'obtenir de tels guides. Il nous faut au préalable former une couche guidante permettant de confiner la lumière selon une dimension. Le point de départ lors de la fabrication est donc un substrat sur lequel on forme une couche sur ou sous la surface, dépendamment du substrat utilisé. Durant le processus de dépôt, il est important de créer une couche ayant un indice de réfraction

supérieur à celui du milieu qui l'entoure favorisant ainsi le guidage de la lumière par le phénomène de réflexion totale. Une des premières technologies pour la fabrication de ces couches est la méthode de dépôts de matériaux diélectriques par les techniques de tournette et d'évaporation sous vide [3, 4]. Ces techniques se sont avérées efficaces pour la fabrication de guides d'ondes dans le verre ou d'autres matériaux amorphes, mais elles ne peuvent pas être utilisées pour produire des couches de matériau cristallin. Pour ces derniers, il est préférable d'utiliser les techniques comme la diffusion de dopant, l'implantation ionique ou l'échange ionique [5, 6]. Les atomes dopants s'intègrent aux atomes de la maille et provoque une augmentation de l'indice de réfraction.

Actuellement, la méthode la plus employée pour déposer des couches minces est la technique PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition) [7, 8]. Le substrat le plus souvent utilisé est du silicium sur lequel on dépose une couche d'oxyde thermique de silice permettant d'isoler le silicium d'indice de réfraction très élevé, de la couche guidante. Une deuxième couche de silice est ensuite déposée avec des éléments dopants tels que le phosphore ou le germanium pour obtenir le cœur de la structure, d'indice élevé. La technique PECVD présente un avantage majeur permettant de contrôler l'épaisseur et l'indice de réfraction des couches déposées.

Le confinement de la lumière selon la deuxième dimension pour obtenir des circuits optiques plans se fait principalement par des procédés de lithographie qui comprennent des procédés physico-chimiques [9, 10]. Le principe de la lithographie représentée sur la Figure 1-1 rappelle celui de la photographie. Le composant est dessiné sur un masque de quartz servant de négatif. Un système optique approprié permet de

projeter, à l'aide d'une source de photons, une image réduite, d'un facteur de 4 ou 5, de ce motif sur une couche de matériau photosensible, préalablement déposée sur le substrat. La résine une fois insolée est rendue plus (ou moins) sensible à des solvants adéquats servant de développeurs. A la suite de ce développement, elle présente des fenêtres qui permettent d'attaquer chimiquement, par faisceau d'ions ou autres procédés, le matériau sous-jacent. Ceci peut permettre, par exemple, de graver des microguides dans une cible ayant la constitution initiale d'un guide plan comme dans le cas d'une structure composée de trois milieux : couche de silice dopée / silice pure / silicium. La longueur d'onde des sources utilisées joue un rôle prépondérant sur la résolution obtenue. Plus elle est faible et plus la gravure sera fine. Généralement, l'industrie emploie des sources dont la longueur d'onde est égale à 248 nm [11, 12]. Les nouvelles technologies, en cours de développement visent à utiliser des rayons de plus faibles longueurs d'onde tels que les EUV (extrêmes UV : 157 et 193 nm) [13]. Dépendamment du nombre d'étapes, on parle de photoinscription ou de lithographie directe. Bien que le procédé de photolithographie exige de nombreuses étapes et d'heures de fabrication, elle reste cependant la méthode la plus utilisée de nos jours. L'avantage de cette technologie est qu'elle permet une production de masse. Son principal inconvénient est l'investissement en matériel qui est très coûteux avec des installations spécialisées. Dans beaucoup d'applications il est souhaitable d'avoir un guide d'ondes canal fiable qui a de faibles pertes de propagation, et un faible coût.

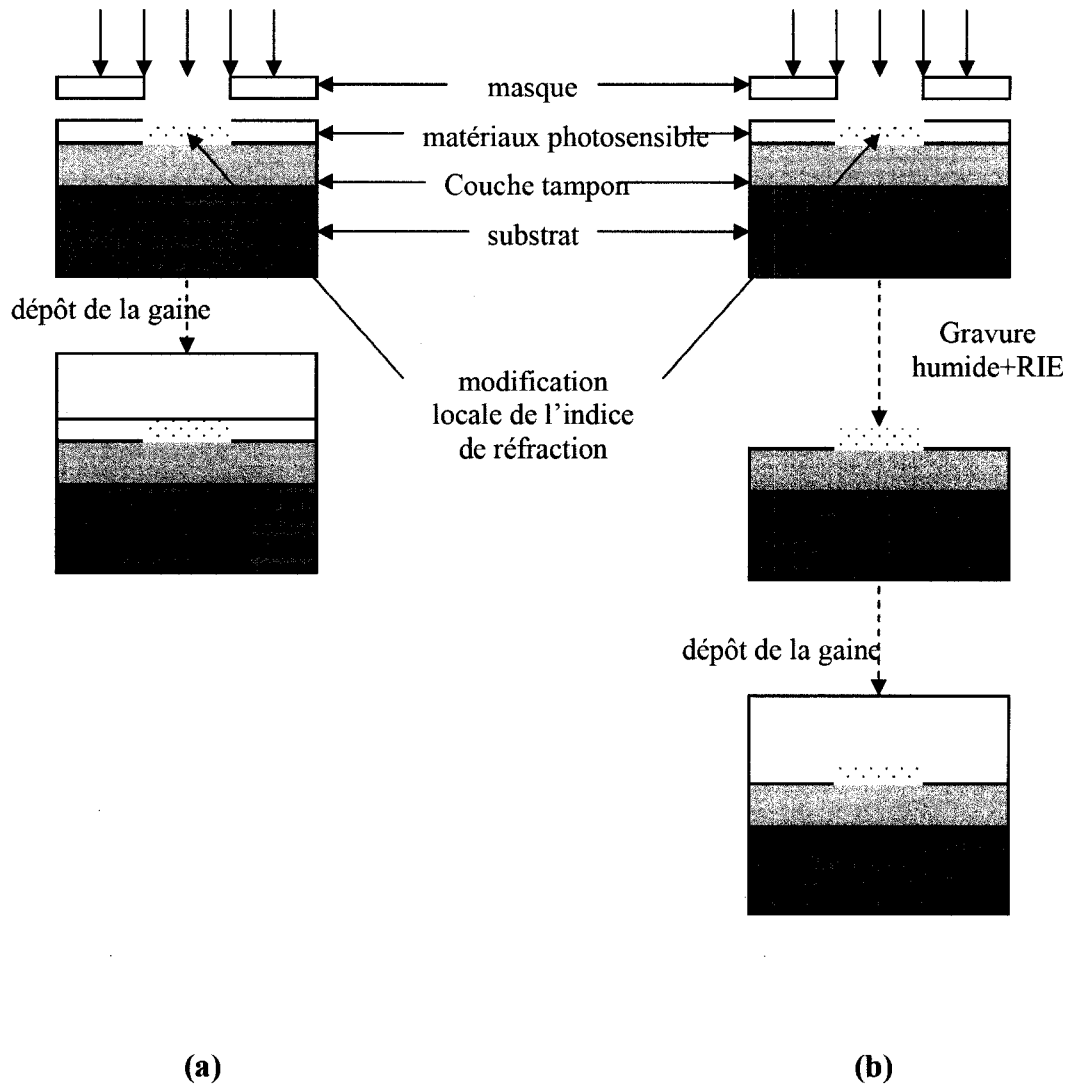


Figure 1-1: Les différentes étapes de la réalisation de composants par : (a) Photoinscription, (b) lithographie directe.

1.2 Écriture directe par laser UV

De nouvelles techniques de fabrication de circuits optiques par écriture directe au laser sont venues pallier les problèmes précédemment évoqués tels que : le masque, les multiples étapes des processus photo-lithographique et les installations spécialisées.

Les travaux effectués par Ken Hill *et al* en 1978 dans les laboratoires du C.R.C. d'Ottawa [14], ont montré qu'une exposition prolongée d'une fibre optique dopée au germanium à un faisceau UV induisait un changement permanent de l'indice de réfraction du cœur. Cette méthode d'inscription interne permet donc de réaliser des réflecteurs de Bragg très longs (un mètre) sans pour autant fragiliser la fibre en retirant son revêtement polymère. Ce type de réflecteur reste cependant centré spectralement autour de la longueur d'onde d'inscription (488 nm ou 514,5 nm) et ne permet pas d'écrire des réseaux de Bragg utilisables pour les télécommunications, ni des réflecteurs dont la longueur d'onde de Bragg serait centrée sur des transitions optiques susceptibles de générer de nouveaux effets lasers dans les fibres dopées. En 1989, G. Meltz *et al* ont décrit une nouvelle méthode d'irradiation UV transversale de la fibre [15]. Cette méthode consiste en l'insolation latérale du cœur d'une petite portion de fibre (dont on a préalablement enlevé le revêtement protecteur en polymère) par un champ d'interférences ultraviolettes. Cette nouvelle méthode permet d'inscrire des composants dont les longueurs d'onde de Bragg peuvent être fixées par l'interfrange du champ de franges. Elle a alors permis de créer une nouvelle famille de composants comprenant des réseaux. Ce phénomène de changement d'indice s'explique par trois phénomènes qui semblent tous être présents durant l'exposition UV : le premier par la formation de centres de couleur, le second par une densification du matériau et le troisième par la modification des liens moléculaires. En 1993, V. Mizrahi *et al* démontre la faisabilité de produire un guide canal dans un guide d'onde plan ayant une couche photosensible [17]. Un montage plus versatile a ensuite été proposé par Gawith *et al* pour obtenir des motifs plus complexes tels que des jonctions Y, un interféromètre de Mach Zehnder et des

réseaux de Bragg [18]. Plus récemment, la technique d'écriture directe à l'UV a montré des pertes de propagation de l'ordre de 0,05 dB/cm, avec des vitesses d'écriture de l'ordre de 100 $\mu\text{m/s}$ [18-21]. Cette technique semble bien plus simple et permet de réduire les coûts de fabrication des circuits optiques puisqu'ils sont directement fabriqués par illumination du cœur par un faisceau UV. Cependant, cette technique demande des installations complexes pour augmenter la photosensibilité [22]. Elle est par essence limitée aux matériaux photosensibles ce qui empêche son utilisation dans la plupart des matériaux présentant des nonlinéarités.

1.3 Écriture directe par laser femtosecondes

La venue des lasers à impulsions ultra-brèves a permis en 1996 de produire des guides dans des matériaux massifs tels que la silice, surmontant ainsi le problème de la photosensibilité. L'interaction d'impulsions ultra-courtes avec la matière entraîne une modification de l'indice de réfraction dans les matériaux diélectriques transparents. Bien que les mécanismes physiques de ces modifications structurales ne soient pas aujourd'hui complètement élucidés, de très nombreuses applications ont vu le jour ces dernières années, avec un accroissement exponentiel des publications à ce sujet depuis 2001 : stockage d'informations [23], réseaux de diffraction [24], guides d'ondes [25-31]. La photoinscription de guides d'onde en volume dans les verres est l'une des applications les plus prometteuses. Les premiers guides d'ondes inscrits dans les verres par laser femtoseconde ont été réalisés entre 1996 et 1998 par l'équipe japonaise de Hirao et Miura [26, 28, 32]. Depuis 2001, le développement de cette technique ne cesse de s'accroître. De nombreuses équipes de chercheurs s'intéressent aujourd'hui de près à

ce sujet. Après les guides multimodes démontrés par Miura *et al* [28, 32] puis la première jonction Y réalisée en 1999 par Homoelle *et al* [27]. L'équipe de Ippen a réalisé un coupleur en X [33], un coupleur directionnel et un interféromètre de Mach-Zehnder [34]. Le premier composant 3D : un séparateur de puissance 1×3, fut réalisé en 2003 par Will et al. [29]. L'avantage du laser femtoseconde est qu'il est capable d'usiner une grande gamme de matériaux. La littérature étant très abondante sur le sujet, on recense des guides fabriqués dans différents types de matériaux transparents tels que : silice pure, borosilicates, chalcogénures [26, 28] mais aussi dans les cristaux comme le saphir dopé au titane (Ti:saphir) [34], le niobate de lithium (LiNbO_3) [35]. Une autre approche concernant la fabrication de guides d'onde consiste non pas en une modification locale de l'indice de réfraction mais en l'ablation de deux tranchées de part et d'autre de ce qui va devenir le guide. Ce procédé a été démontré par Torchia *et al* en 2005 [36]. Cette équipe a donc gravé des tranchées par ablation sur un guide d'onde plan de composition : Si/SiO₂/SiON/SiO₂. La vitesse de translation utilisée est cependant très faible (de l'ordre de 50 $\mu\text{m/s}$) et les pertes optiques sont très grandes atteignant 0,8 dB/cm. Bien que le laser femtoseconde soit très attrayant dans le domaine de la recherche, il reste qu'il est un laser très couteux et qu'il nécessite une maintenance régulière.

1.4 Interaction laser continu au CO₂/Silice

Le premier laser CO₂ fut développé en 1963 dans les laboratoires de *Bell*. Sa commercialisation par *Coherent Radiation Laboratories* fut lancée trois ans plus tard [37]. Le laser CO₂ prit vite une expansion dans le milieu industriel à cause, entre autres

de sa grande puissance en mode continu pouvant atteindre plusieurs kWatts [37]. Le procédé de découpe au laser a vu le jour au TWI (The Welding Institute) en 1967. Depuis, il a été développé et appliqué de façon intensive dans les industries de transformation (métalliques, bois, tissu...). La découpe et la soudure par laser intéressent plus spécifiquement les industries de l'automobile et aéronautique puisque environ 98% de tous les traitements des matériaux pour une automobile est faite par laser CO₂ ou Nd :YAG [38, 39]. De plus, cette technologie a permis une réduction des coûts [38]. Sa grande versatilité lui a permis d'être utilisé dans des domaines non-industriel tels que la chirurgie en 1986 [40], et dans des domaines où la longueur d'onde 10,6 µm est utile comme c'est le cas pour la photonique. En effet, la silice est l'un des matériaux les plus utilisés pour la fabrication de circuits optiques plans et celle-ci présente une forte absorption à 10,6 µm qui est la longueur d'onde du laser CO₂. L'interaction du laser CO₂ avec une fibre optique de télécommunication standard a permis la fabrication de nombreux composants passifs tels que : les coupleurs 2 × 2 [41-44], des filtres [45, 46], des micro-lentilles [47-49], des réseaux à longs pas [50, 51] L'application du laser CO₂ dans des matériaux massifs de silice a aussi trouvé des applications pour l'alignement passif de circuits optiques intégrés avec la réalisation de U-groove dans la céramique [52] et dans la possibilité de graver des micro-canaux sans défaut de surface pour la faciliter à l'encapsulation de circuit micro fluidique [53, 54]. En 1991, Gleine *et al* ont démontré la possibilité d'améliorer le rapport de couplage du signal dans des coupleurs directionnels réalisés sur des couches minces de SiON. L'espacement de la zone de couplage est modifié localement en réduisant l'indice de réfraction des couches minces par l'utilisation d'un laser CO₂ [55]. Ils ont de plus

montré une relation reliant le temps d'interaction du laser avec la réduction de l'indice de réfraction à puissance donnée.

Comme énoncé dans les sections précédentes, il existe plusieurs techniques utilisant l'écriture directe par laser pour fabriquer des circuits optiques plans. Ces techniques sont basées sur la modification de l'indice de réfraction, formant ainsi la région du cœur du guide d'onde. Nous proposons ici un processus inverse en modifiant l'indice de la gaine [56-59]. Le faisceau CO_2 focalisé permet de faire l'ablation du matériau créant ainsi une tranchée de forme gaussienne d'indice de réfraction égal à 1 (celui de l'air). Cette tranchée se trouve maintenant adjacente à deux régions ayant un indice plus élevé. En laissant un espacement adéquat et en formant deux tranchées, il devient possible de former un guide canal. Ces tranchées permettent un confinement de la lumière horizontalement. Le confinement selon la verticale est assuré par les propriétés des couches minces de silice sur silicium (Figure 1-2).

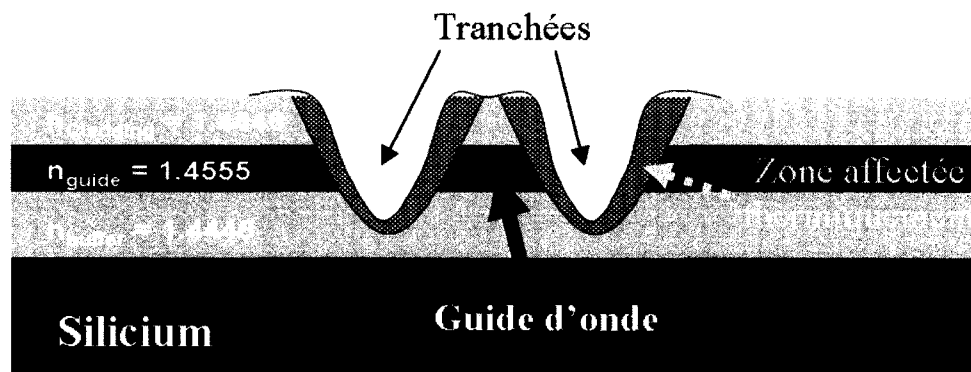


Figure 1-2: Représentation schématique du guide d'ondes obtenu par laser CO_2 avec les deux tranchées définissant la région du cœur de la structure.

Des tests sommaires permettant de concevoir que cette technique pourrait s'avérer fructueuse ont été effectués. Il faut maintenant tenter de comprendre les mécanismes d'interaction laser CO₂/silice qui mènent à la création des tranchées. Le prochain chapitre expose les bases de la théorie du transfert thermique par irradiation laser qui est utile dans le contexte de l'ablation de tranchées. En ce sens, il n'est pas proposé de produire un modèle théorique d'envergure mais simplement d'identifier les paramètres critiques lors de l'ablation afin d'optimiser empiriquement la fabrication des structures.

CHAPITRE 2

INTERACTION LASER CO₂-SILICE

Le procédé d'usinage laser utilise un faisceau focalisé permettant une interaction localisée et efficace au niveau de la zone d'interaction. Il est par conséquent primordial, dans le cadre de notre étude, de mettre en place un modèle global déterminant la répartition d'intensité laser définie par les caractéristiques du système de focalisation. Une référence internationale existe concernant la théorie des lasers et la propagation de faisceau gaussien unimodal. C'est l'ouvrage de Siegman [60]. Dans l'annexe A, on reprend une partie importante de cet ouvrage concernant la propagation d'un faisceau gaussien unimodal ainsi que les conditions de focalisation d'une telle onde, l'influence sur la dimension et la divergence du faisceau au niveau du plan de focalisation.

2.1 Propagation d'un faisceau gaussien unimodal

Les paramètres importants représentés sur la Figure 2-1 lors de la propagation d'un faisceau gaussien sont l'étranglement du faisceau w_0 (*waist*), la distance de Rayleigh z_R qui est relative au comportement du faisceau lors de sa propagation. Par définition, la dimension du faisceau est $\sqrt{2}$ fois plus grande que sa dimension minimum (*waist*) en $z = z_R$.

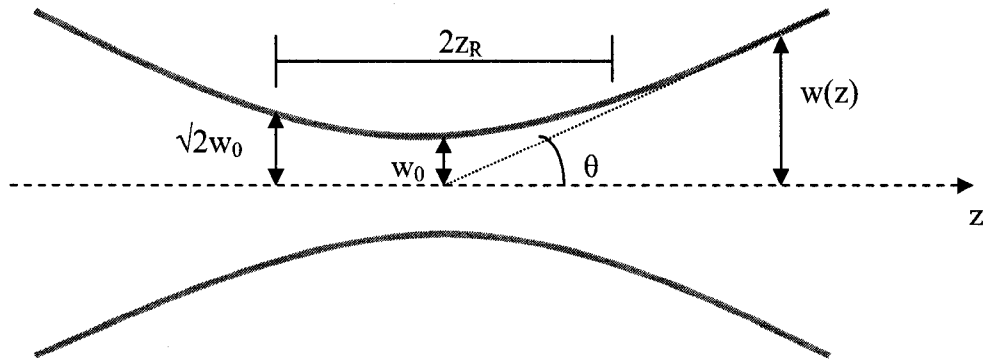


Figure 2-1: Propagation d'un faisceau gaussien.

Les relations reliant la largeur locale du faisceau laser ainsi que la distance de Rayleigh avec le *waist* sont données par :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2.1)$$

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.2)$$

$$\theta = \frac{w(z)}{z} = \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (2.3)$$

avec :

w_0 : le *waist* du faisceau laser

$w(z)$: la valeur locale de la largeur du faisceau laser

z_R : la distance de Rayleigh ($b = 2z_R$ appelé paramètre confocal)

θ : la divergence (ou demi-angle d'ouverture) du faisceau

La répartition d'intensité laser pour le mode gaussien TEM₀₀ est fournie par la relation suivante :

$$I(x, y, z) = \frac{2P_0}{\pi w^2(z)} \exp\left(-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right) \quad (2.4)$$

Les paramètres importants pour la propagation d'un faisceau gaussien ayant été revus, qu'en est-il de la focalisation d'un tel faisceau ? En effet, la longueur d'onde d'émission de faisceau laser CO₂ dans l'infrarouge lointain ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$) rend la focalisation à l'aide des matériaux usuels impossible. Ainsi, différents cristaux ont été développés afin de permettre la transmission et la focalisation de faisceaux laser infra-rouges (IR). Nous en donnons un aperçu dans le Tableau 1 ci-dessous :

Tableau 1 - Comparaison entre les différents matériaux pour la transmission de l'infrarouge lointain.

Matériau	Gamme de transmission (μm)	Caractéristiques
Séléniure de zinc ZnSe	0.5 → 14	-Une grande uniformité et une très bonne homogénéité rendent le ZnSe excellent pour l'imagerie. -Ses faibles absorptions et dispersion le rendent très utile pour les applications des lasers de puissance. -Une transmission dans le visible qui facilite les alignements des systèmes optiques.
Arseniure de gallium AsGa	1 → 14	-La dureté de l'AsGa le rend très utile dans certaines conditions d'utilisation industrielle où il peut y avoir des projections de matières sur les optiques.

<p style="text-align: center;">Germanium Ge</p>	<p style="text-align: center;">2 → 12</p>	<p>-Un fort indice de réfraction rend le Ge très utile pour les systèmes d'imagerie basse puissance.</p>
--	---	--

Nous avons mis en place un montage d'écriture par laser CO₂ (Figure 2-2). Les spécifications des éléments optiques formant le montage sont très importantes puisqu'ils définissent indirectement aux performances du montage. C'est pour cette raison qu'une description de chaque pièce optique est présentée dans ce qui suit.

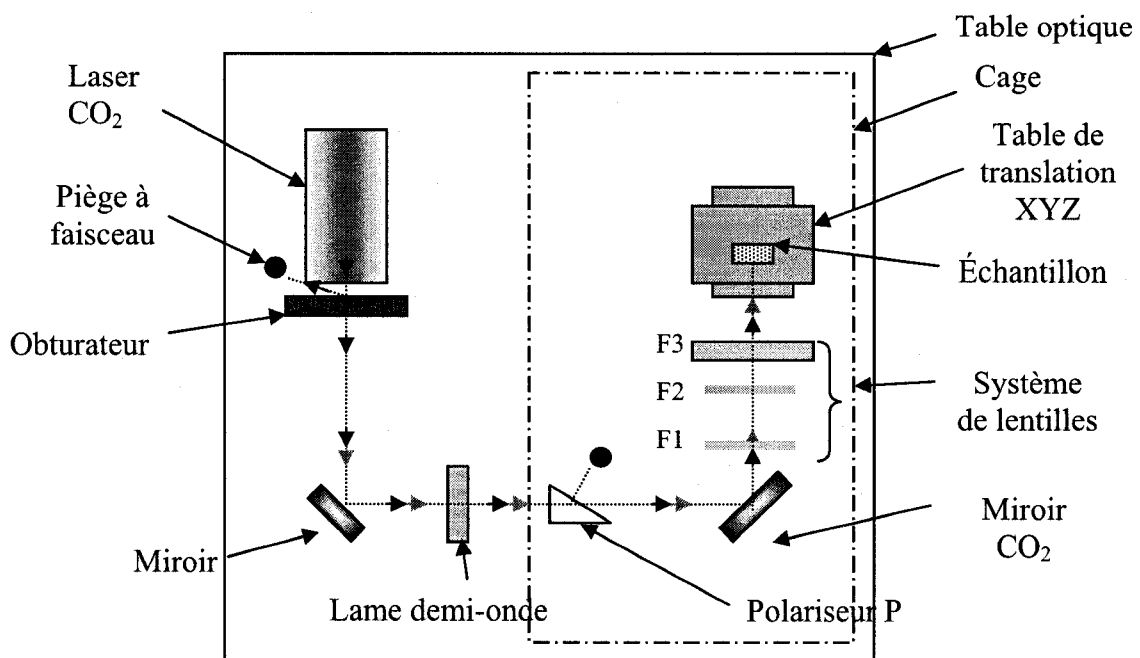


Figure 2-2: Montage optique du banc d'écriture de guides d'ondes planaires par laser CO₂.

Laser CO₂

Le laser CO₂ utilisé est de marque Synrad, le numéro de modèle est le 48-2W. Sa longueur d'onde de fonctionnement est $10,60 \pm 0,03 \mu\text{m}$ pour une puissance maximale

de 25 Watts. Cette puissance focalisée est largement suffisante pour les applications recherchées. L'état de polarisation en sortie du laser est connu et est rectiligne et vertical. Le facteur de qualité du laser $M^2 = 1,05$. Le diamètre de sortie du faisceau est de 3,5 mm.

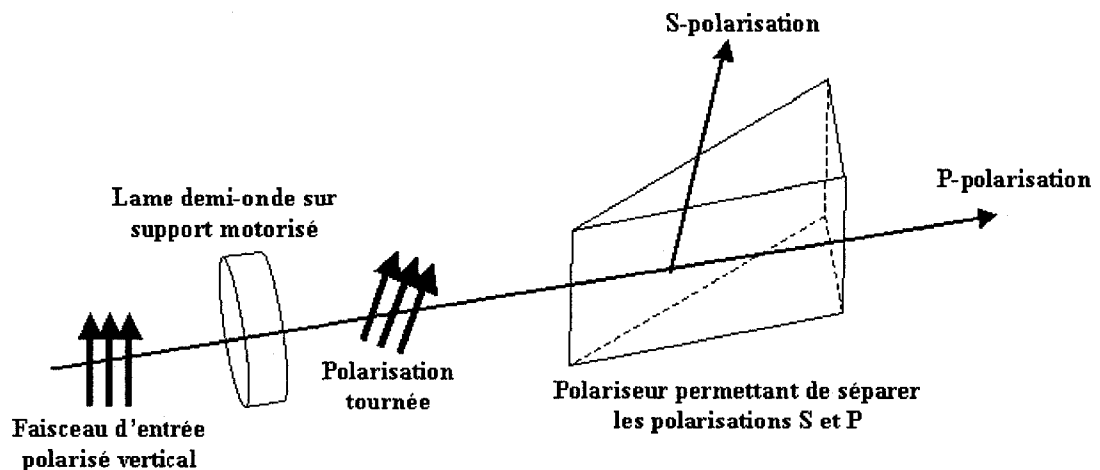


Figure 2-3: État de polarisation après différentes composantes optiques.

Lame demi-onde

Les lames demi-onde permettent de faire tourner le plan de polarisation d'une lumière polarisée linéairement, comme sur la Figure 2-3. Cette dernière est placée sur une monture rotative manuelle permettant ainsi de faire tourner le plan de polarisation d'un angle quelconque.

Polariseur

Comme on peut le voir sur la Figure 2-3, la fonction du polariseur est de séparer les polarisations S et P du faisceau incident. Le polariseur, une fois associé à la lame demi-onde, permet d'atténuer le faisceau. Le laser CO₂ est commandé par une console qui, dépendamment de la puissance désirée, règle un courant électrique. Cependant, lors du changement de puissance par la console, le laser perd sa stabilité. Il faut en général 30 minutes afin de retrouver une stabilité en puissance de $\pm 0,002$ Watt. Pour éviter ce changement il est nécessaire d'insérer une fonction d'atténuation de faisceau. En début d'opération le laser est réglé pour une puissance de 10 Watts, l'atténuateur permet ainsi de changer la puissance sur une plage de 0 à 10 Watts sans modifier la stabilité en puissance du laser.

Agrandisseur de faisceau

Un agrandisseur de faisceau est un système optique se composant de deux éléments ou plus et qui permet de changer la taille et les caractéristiques angulaires de divergence d'un faisceau le traversant. L'agrandisseur de faisceau utilisé dans notre montage est constitué de deux lentilles plan/convexe de focales $f_1 = 6,35$ cm et $f_2 = 19,05$ cm, permettant un agrandissement de faisceau d'un facteur $f_2/f_1 = 3$. La Figure 2-4, suivante montre l'effet de l'utilisation ou non d'un agrandisseur de faisceau avant la dernière lentille de convergence de focale f_3 qui permet de réduire la taille du faisceau. L'agrandisseur de faisceau augmente le diamètre D du faisceau à l'entrée de la lentille de focalisation, d'après l'équation (2.5), on voit que plus le diamètre D augmente, plus la taille du spot à la focale diminue.

$$w_{spot}(z = 3.81cm) = \frac{4 * M^2 * \lambda * F_3}{\pi * D} \quad (2.5)$$

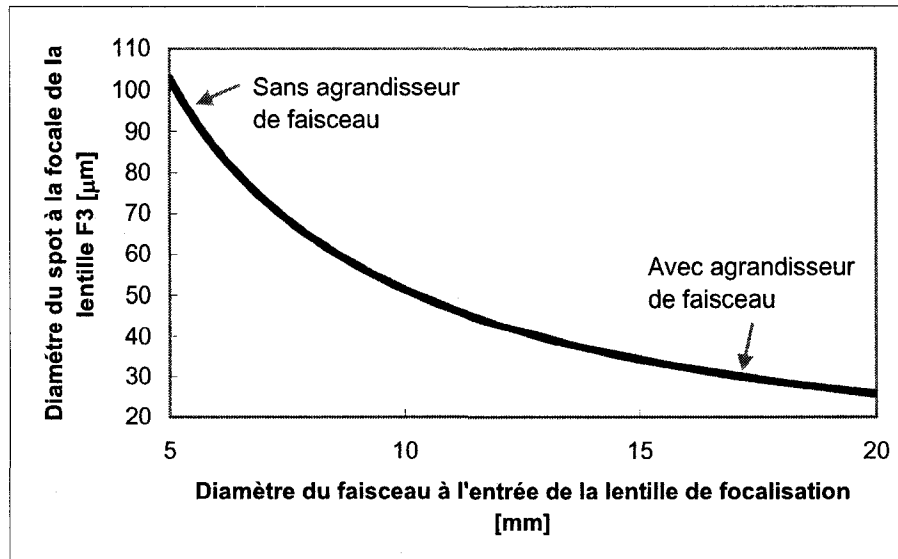


Figure 2-4: Effet de l'agrandissement du faisceau sur la taille de spot réalisable avec le système.

Miroirs

Les miroirs New focus 5103 ont une large gamme spectrale avec une réflectivité meilleure que 95% de 450 nm à 12 μm. Ce sont des miroirs à base de couches d'argent qui les rendent fortement réfléchissants et pratiquement insensibles à la polarisation.

Lentille asphérique

Les lentilles asphériques sont conçues pour avoir des effets limités en diffraction. Elles réalisent habituellement de plus petites tailles de spot que les lentilles conventionnelles plan/convexe ou les lentilles ménisques. Ceci permet donc d'atteindre des densités de puissance beaucoup plus élevées au niveau du spot minimum. La Figure 2-5 présente le

waist minimal du spot réalisable avec deux types de lentilles de focale 3,81 cm et 2,54 cm (simulations effectuées à l'aide du logiciel Zemax). Nous avons par la suite expérimentalement mesuré le *waist* à différentes position après la lentille de focale 3.81 cm par la *méthode du couteau (scanning razor blade)* qui consiste à enregistrer la puissance du faisceau laser lorsque celui-ci est progressivement coupé par une lame. La fonction de puissance obtenue $P(x)$ ou x correspond au déplacement de la lame, n'est alors qu'une intégrale selon x de la distribution d'intensité du faisceau [61], les résultats expérimentaux et simulés sont en accord (Figure 2-5 a). Le spot en entrée étant circulaire, la simulation à l'aide du logiciel Zemax s'effectue uniquement sur un seul axe.

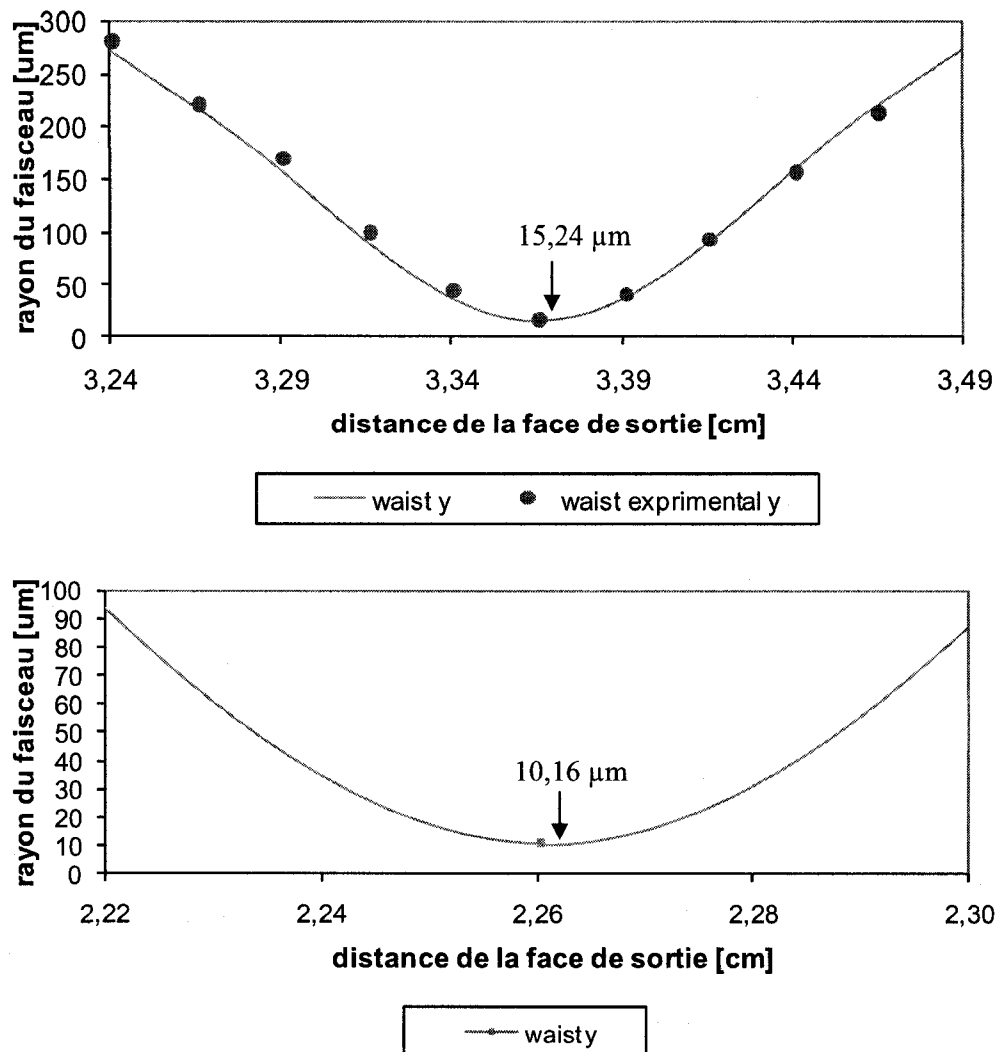


Figure 2-5: Rayon réalisable à la focale f : (a) $f = 3,81$ cm, (b) $f = 2,54$ cm.

La focale de la dernière lentille asphérique de focalisation est 2,54 cm, nous n'avons pas effectué de nouvelles prises expérimentales du *waist* pour cette lentille. Pour la suite nous nous fierons à la valeur simulée à laquelle nous rajoutons une incertitude sur le diamètre d'entrée du faisceau sur la lentille. Le spot aura donc un diamètre d'environ $20,32 \pm 1 \mu\text{m}$.

2.2 Procédé thermique

La silice est l'un des matériaux les plus utilisés pour la fabrication de circuits optiques plans et celle-ci présente une forte absorption à $10,6 \mu\text{m}$ qui est la longueur d'onde du laser CO_2 . Ce type de laser a la particularité d'usiner la matière par un processus purement thermique, ce qui implique un échauffement important de la matière pouvant aller jusqu'à son point de fusion ou d'évaporation. Lorsque l'interaction a lieu sur une durée supérieure à quelques centaines de picosecondes (ce qui est largement le cas dans le présent projet puisque la durée d'interaction est de l'ordre d'une centaine de microsecondes), le matériau usiné présente alors des modifications structurelles dans les environs de la zone traitée, comme par exemple des contraintes mécaniques et thermiques résiduelles : déformation de la surface, zone de fusion, zone affectée thermiquement supérieure au diamètre du faisceau laser [62-65]. Ces effets thermiques ne sont pas très néfastes pour notre procédé, puisqu'ils permettent d'obtenir des guides d'ondes enterrés comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

L'interaction photons-matériau donne lieu à un ensemble de phénomènes assez complexes qui peuvent être décrits comme suit dans l'ordre des énergies croissantes :

- à faible énergie (ou sur une longue période de temps) le matériau solide devient liquide.
- à plus grande énergie, le matériau se vaporise selon un processus qui dépend de la température du matériau. L'ablation est un phénomène complexe résultant en l'éjection de matière en grande quantité. L'énergie requise pour l'éjection par atome peut être moindre que dans le cas de la vaporisation.

- à encore plus grande énergie, on note la présence d'un plasma qui est un gaz formé de particules chargées (électrons, atomes, ou molécules excitées).

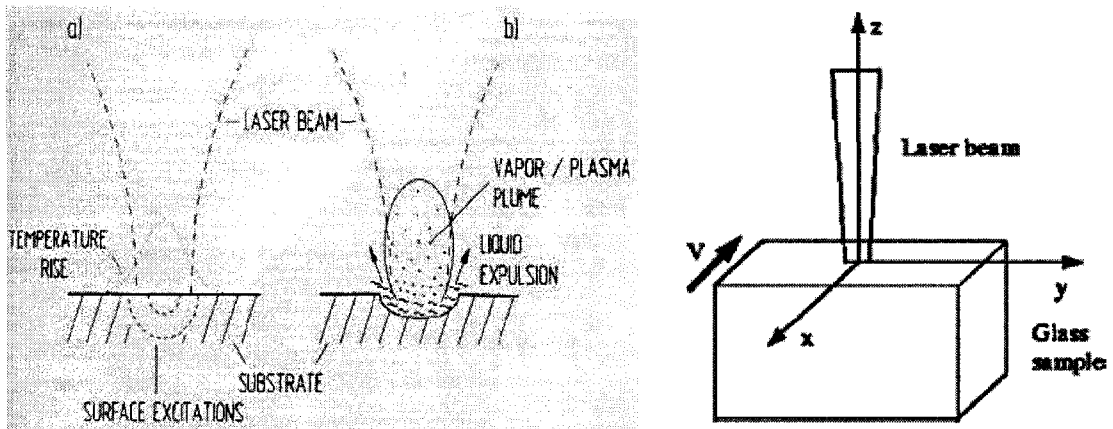


Figure 2-6: Distribution de la chaleur dans le cas d'une source gaussienne en mouvement : (a) sans plasma, (b) avec plasma [62]. Représentation de l'interaction du faisceau laser CO₂ avec une pièce en mouvement.

2.2.1 Modèle numérique

Durant notre travail, nous avons développé un programme permettant le calcul de la distribution de température durant l'interaction laser. Les calculs de ce modèle ont été réalisés avec le logiciel d'élément finis Femlab. La résolution des calculs commence par la création d'un maillage adapté aux gradients de températures prévus. Un regard plus attentif est porté sur le domaine d'absorption du rayonnement. En effet, ces zones de fort gradient de température impliquent des tailles de maille plus petites. Pour des raisons de temps de calcul, nous avons simulé l'interaction de l'irradiation sur un quart de l'échantillon (l'axe z étant axe de symétrie). La fabrication de guides d'onde par laser CO₂ implique des températures très élevées puisqu'il faut faire l'ablation du matériau.

La difficulté à simuler la distribution de température devient encore plus grande puisqu'il faut tenir compte des changements de phase. Cependant, le modèle que nous avons développé nous permet d'indiquer si la puissance focalisée est suffisante ou non pour un passage de l'état solide à celui de liquide. Un inconvénient de notre modèle est qu'il ne tient pas compte du changement de phase de la silice de son état solide à son état liquide. La distribution de température à l'intérieur du matériau est donc calculée par résolution de l'équation de la chaleur (2.6), pour des paramètres laser fixés : puissance et *waist* à l'interface. La température dépend donc de l'absorption, du rayonnement et du transport de la chaleur dans le matériau.

L'équation de la chaleur issue d'une source gaussienne en mouvement peut être écrite, en négligeant le terme de convection et de celui de radiation ainsi que les effets d'expansion thermique par [63, 64]:

$$\rho(T)C_p(T)V \frac{\partial T}{\partial x} = \nabla(\kappa(T)\nabla T) + g_{laser}(x, y, z) \quad (2.6)$$

où ρ est la densité en kg/m^3 , C_p est la chaleur spécifique en J/kg.K , κ_T est la conductivité thermique en W/m.K et V est la vitesse de translation de l'échantillon dans la direction x en m/s . Les paramètres du matériau dépendent de la température. Ici, $g_{laser}(x, y, z)$ est l'énergie laser introduite comme une source de chaleur volumétrique en W/m^3 et est donnée par :

$$g_{laser}(x, y, z) = P_0(1 - R)I_r(x, y)I_z(z) \quad (2.7)$$

où P_0 est la puissance du laser en Watt, R est le coefficient de réflexion, $I_r(x, y)$ est le profil d'intensité sur la surface en m^{-2} , r est la distance du spot focalisé au centre en m et

$I_z(z)$ est l'atténuation axiale du faisceau dans le verre en m^{-1} . R et α sont respectivement donnés par :

$$\begin{aligned} R &= \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \\ \alpha &= \frac{4\pi k}{\lambda} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Ici, n et k sont les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction, α est le coefficient d'absorption en m^{-1} et λ est la longueur d'onde du laser en micromètre. La lentille qui focalise le faisceau impose une distribution gaussienne telle que :

$$I_r(x, y) = \frac{2}{\pi w^2} \exp\left(-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \quad (2.9)$$

où w est le diamètre du spot en mètre. Enfin, selon la loi de Beer-Lambert :

$$I_z(z) = \alpha \exp(-\alpha |z|) \quad (2.10)$$

Les paramètres de la silice utilisés pour la simulation sont représentés dans le tableau 2. La dépendance de certains paramètres en fonction de la température est prise en compte sur une plage de température allant de 273 K à 2000 K. Au dessus de cette température, nous utilisons des courbes de lissage sur les paramètres qui sont représentées sur le tableau 2.

Tableau 2 – Paramètres de la silice utilisés pour la simulation Femlab.

<i>Conductivité thermique [37]</i>	κ	$0,5547 \ln(T) - 1,841$	W/m.K
<i>Coefficient d'extinction [66]</i>	k	$1,84 \cdot 10^{-2} + 10,1 \cdot 10^{-5} (T - 273,15)$	
<i>Capacité calorifique [37]</i>	C_P	$329,85 \ln(T) - 1086,7$	J/kg.K
<i>Densité [37,64]</i>	ρ	2200	kg/m³
<i>Température de fusion [64]</i>	T_F	1858	K
<i>Température d'évaporation [64]</i>	T_V	3180	K

Nous avons simulé l'interaction du laser CO₂ avec la silice avec une puissance de 1,65W et une vitesse d'écriture de 50 mm/s et un *waist* de 11 μm. Le résultat de la simulation est représenté sur la Figure 2-7, la température maximale atteint au centre de la gaussienne et sur la surface est de 2103 K pour un temps d'exposition de 440 μs (c'est-à-dire pour une vitesse d'écriture de 50 mm/s). En effet, c'est le temps nécessaire à la source en mouvement pour traverser le diamètre du spot de la Gaussienne). Sur la Figure 2-8, on représente la température à la surface de l'échantillon (en $z=0$) et pour le point central de la gaussienne (en $x=y=0$) en fonction du temps d'irradiation laser. Par la suite, on notera cette température $T(0,0,0,t)$. Si la vitesse de translation de l'échantillon augmente, la température $T(0,0,0,t)$ diminue. A cette puissance, nous avons déjà atteint un premier changement de phase dans la silice. La distribution de la température latérale et en profondeur est représentée dans les Figures 2-9 et 2-10 respectivement.

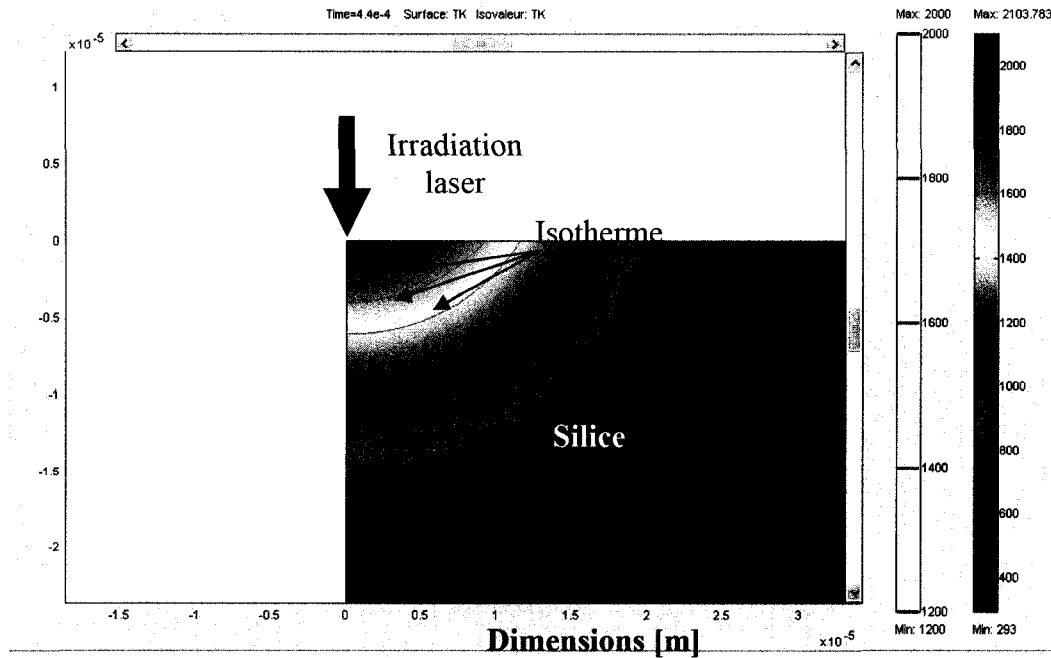


Figure 2-7: Résultat de la simulation Femlab pour une puissance d'irradiation de 1,65 W, un temps d'exposition de 440 μs et un *waist* de 11 μm .

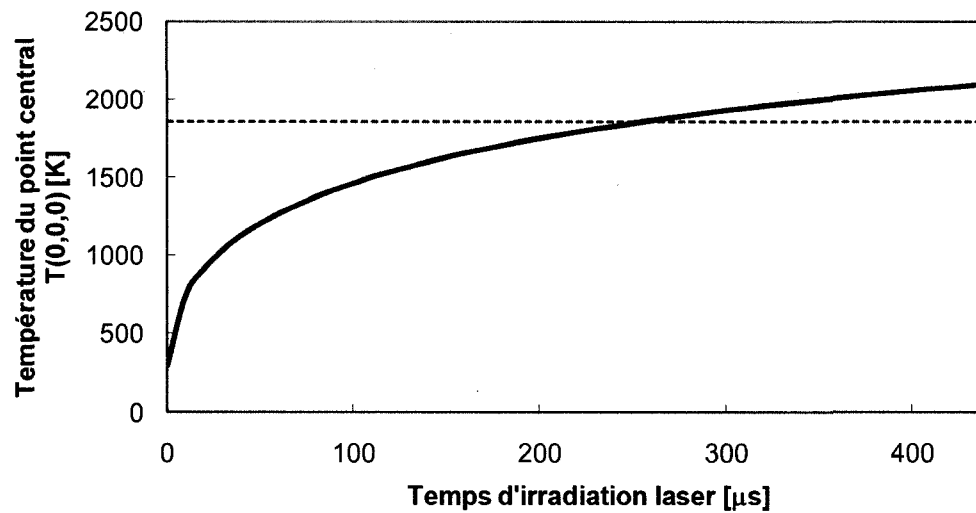


Figure 2-8: Variation de la température du point central en fonction du temps d'exposition pour une puissance de 1,65 W et un *waist* de 11 μm . La ligne en pointillé représente la température de fusion de la silice.

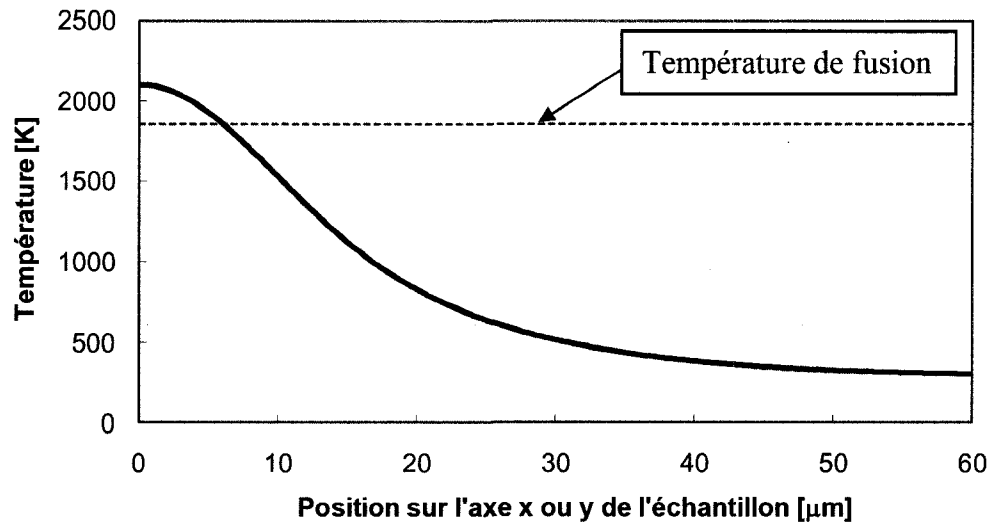


Figure 2-9: Profil de température en surface pour une puissance de 1,65 W, un *waist* de 11 μm et un temps d'exposition de 440 μs .

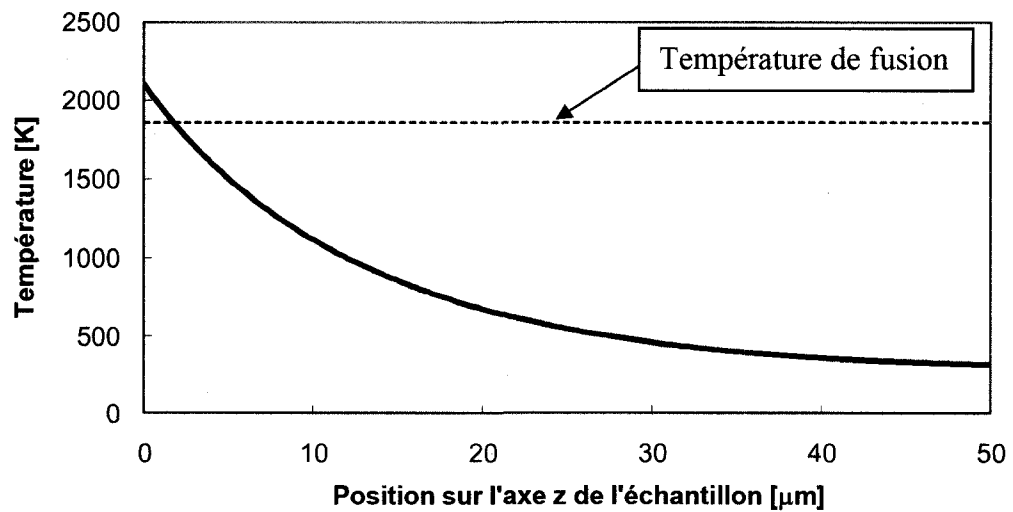


Figure 2-10: Profil de température en profondeur pour une puissance de 1,65 W, un *waist* de 11 μm et un temps d'exposition de 440 μs .

Une autre simulation est présentée sur la Figure 2-11, mais pour une puissance d'irradiation est de 2,80 W, les autres paramètres étant inchangés. Dans ce cas, la température maximale $T(0,0,0,t)$ est de 3366 K. A cette puissance, il y aurait déjà eu les deux changements de phase. La distribution de la température latérale et en profondeur est représentée dans les Figures 2-13 et 2-14 respectivement, on y voit l'effet de l'augmentation de la puissance sur les dimensions affectées thermiquement de l'échantillon. La réalisation de guides d'ondes dans les couches minces de silice implique la réalisation de tranchées de part et d'autres de la structure. La puissance couplée à la vitesse d'écriture doit être suffisante d'une part pour créer les cavités et d'autre part pour minimiser la zone affectée thermiquement.

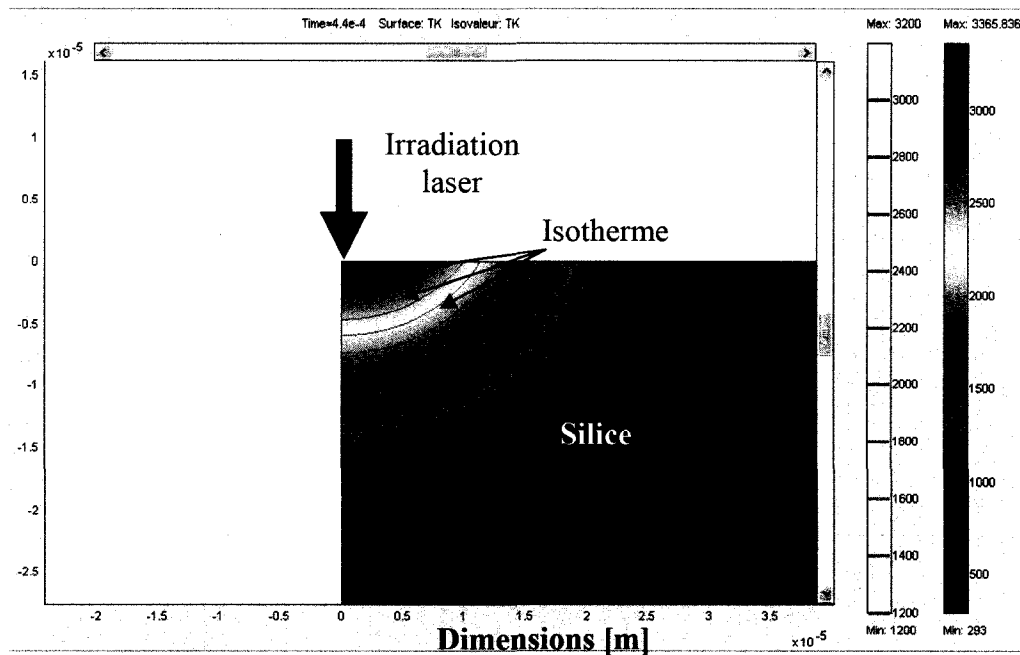


Figure 2-11: Résultat de la simulation Femlab pour une puissance d'irradiation de 2,80 W, un temps d'exposition de 440 μ s et un *waist* de 11 μ m.

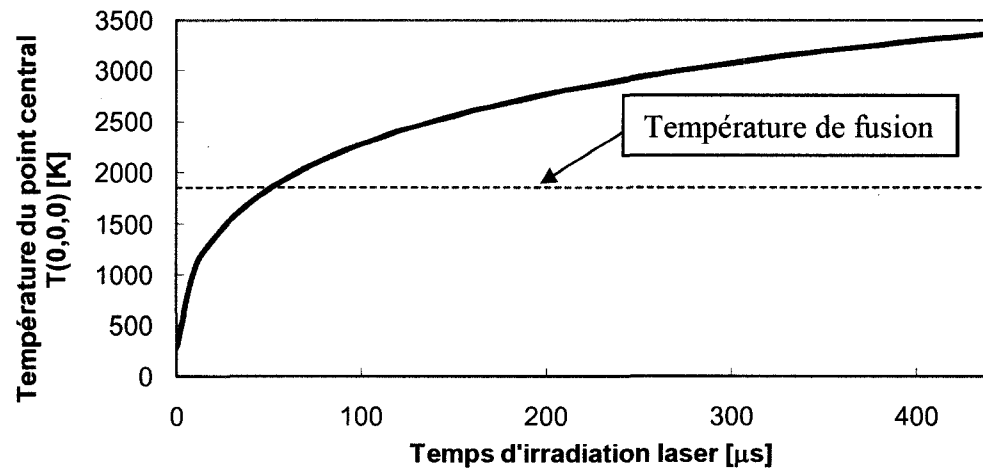


Figure 2-12: Variation de la température du point central en fonction du temps d'exposition pour une puissance de 2,80 W et un *waist* de 11 μm .

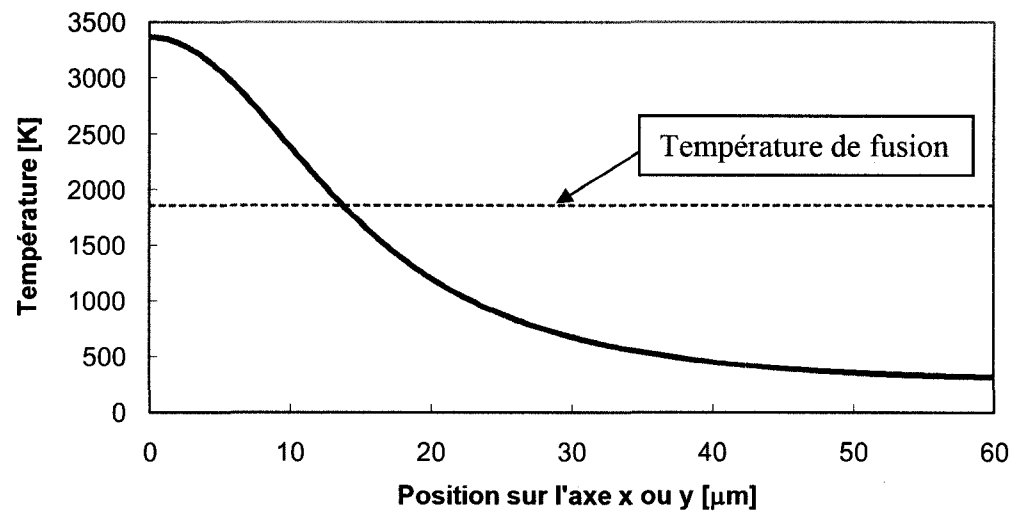


Figure 2-13: Profil de température en surface pour une puissance de 2,8 W, un *waist* de 11 μm et un temps d'exposition de 440 μs .

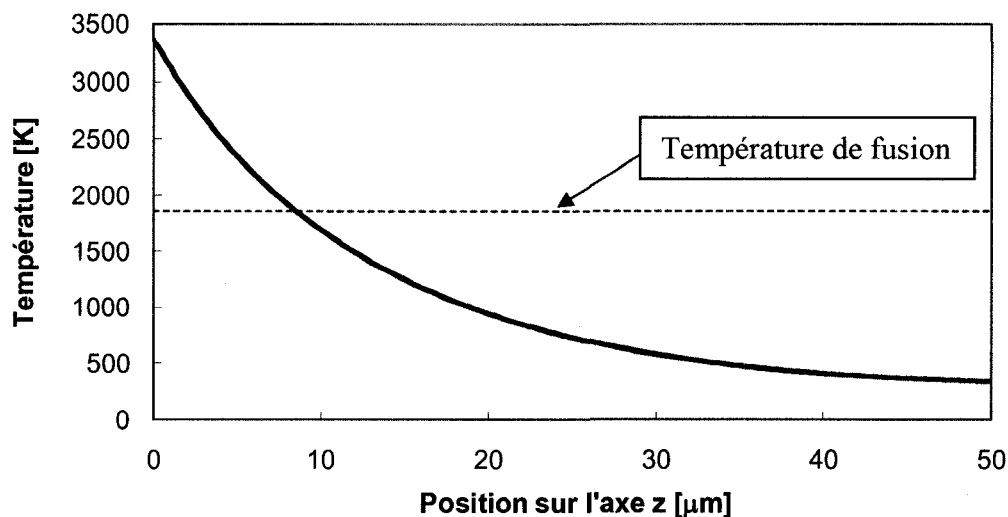


Figure 2-14: Profil de température en profondeur pour une puissance de 2,8 W, un *waist* de 11 μm et un temps d'exposition de 440 μs .

Nous avons fait une étude expérimentale de la profondeur de gravure de la silice massive ainsi que celle des couches minces pour comparer les deux types d'échantillons. Une différence existe bien évidemment entre les deux types puisque le premier à une épaisseur de 705 μm alors que le deuxième échantillon a une épaisseur de 32 μm suivi d'un autre matériau qui est le silicium. Ce dernier agit comme une barrière thermique puisque son coefficient d'absorption à 10,6 μm est faible. La Figure 2-15 montre la profondeur de gravure en fonction de la puissance irradiée pour des vitesses d'écriture de 50 mm/s pour la silice pure et les couches minces SiO_2/Si . Des dimensions de 20 μm de profondeur sont atteintes plus rapidement pour les couches minces plutôt que la silice pure. Les couches minces atteignent un palier pour les puissances élevées, ceci peut être expliqué par la présence de l'autre matériau (silicium dans notre cas). La silice pure quant à elle ne présente pas de palier d'ablation pour l'étude en question dont la

puissance à été limitée ici à environ 3 W. Par contre pour les trois dernières mesures des craquelures ont été observées.

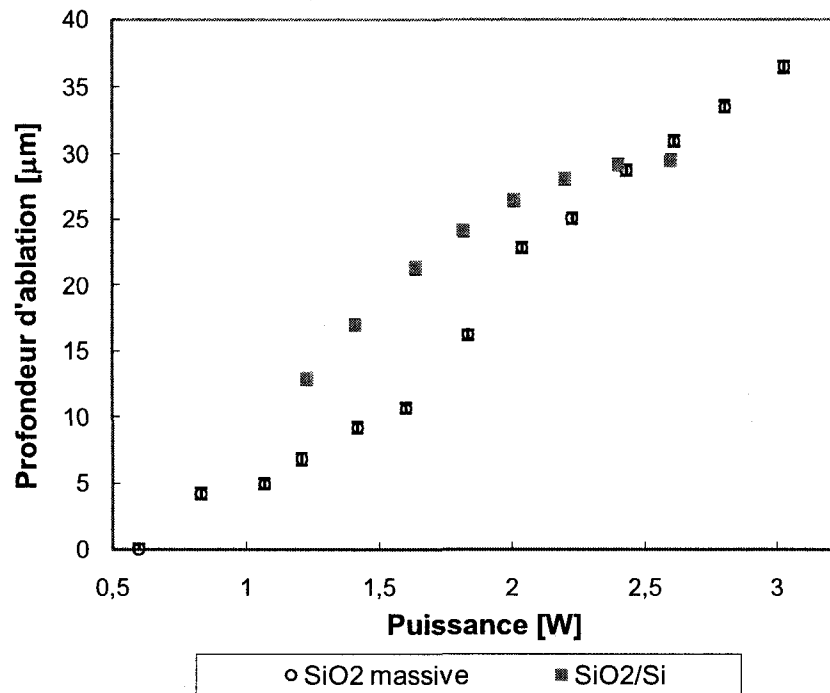


Figure 2-15: Profondeur d'ablation en fonction de la puissance : silice massive et couches minces de silice sur silicium.

2.2.2 Zone affectée thermiquement

Une fois le processus d'ablation terminé, trois régions se forment : une cavité ou tranchée, une zone solide affectée thermiquement et une autre zone non affectée (voir Figure 1-2 page 15) [64, 65, 67, 68]. La connaissance de la distribution latérale de l'indice de réfraction $n(x,y)$ est essentielle puisqu'elle indique si l'indice de réfraction a été modifié ou non par cette ablation. En effet, ce paramètre une fois déterminé, nous permettra de simuler la propagation de la lumière le long du guide à l'aide du logiciel BeamProp de la compagnie RSoft comme on le verra dans le chapitre 4.

CHAPITRE 3

MESURE DU PROFIL D'INDICE DE RÉFRACTION DE LA ZONE AFFECTÉE THERMIQUEMENT PAR LE LASER CO₂

Depuis le développement des fibres optiques et des guides d'ondes, plusieurs techniques ont été développées et utilisées pour mesurer le profil d'indice de ces structures [69-78]. L'une des techniques les plus utilisées actuellement est la RNF (*Refracted Near Field*) mesurant le champ proche réfracté de la structure étudiée [73, 77, 79]. Le montage optique est représenté sur la Figure 3-2. Un faisceau HeNe est focalisé à l'aide d'un objectif de microscope de grande ouverture numérique sur l'échantillon à analyser. Ce dernier est plongé dans une cuve de glycérol fixée sur un système de translation *XY*. L'indice du glycérol étant supérieur à celui du guide à analyser, la lumière n'est plus guidée et s'échappe en suivant la loi de Snell-Descartes (pour deux milieux aux indices de réfraction n_1 et n_2) :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (3.1)$$

On peut donc définir les angles d'incidence critiques aux interfaces supérieures et inférieures dans le cas de l'analyse de guides d'onde plans à trois couches illustrés sur la Figure 3-1, par :

$$\theta_g = \text{Arcsin} \left(\frac{n_g}{n_c} \right) \quad (3.2)$$

et

$$\theta_s = \text{Arc sin} \left(\frac{n_s}{n_c} \right) \quad (3.3)$$

Si l'angle θ est petit (c'est-à-dire une grande ouverture numérique de la lentille de focalisation), $\theta < \theta_s$ et θ_c , le rayon optique est réfracté, en accord avec la loi de Snell-Descartes, et s'échappe de la zone guidante à travers la gaine ($n_{\text{glycérol}} > n_c > n_s, n_g$).

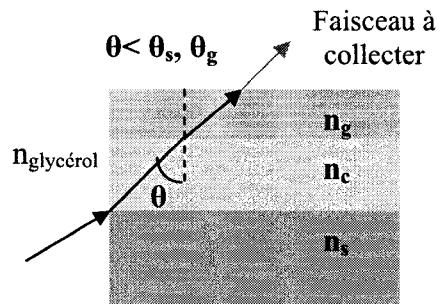


Figure 3-1: Trajet d'un rayon optique dans un guide d'onde plan.

La puissance du faisceau réfracté $P_{ref}(x,y)$, une fois mesurée, dépend de l'indice de réfraction de la structure guidante. Cette technique a une résolution spatiale de l'ordre de la longueur d'onde soit $0,6 \mu\text{m}$ et de 10^{-4} sur l'indice de réfraction.

Il existe un appareil commercial (OWA 9500[®] de la compagnie Exfo présenté sur la Figure 3-2) basé sur le principe de la RNF spécialement conçu pour la mesure du profil d'indice de guides d'onde canaux à trois dimensions (x,y,z) [80].

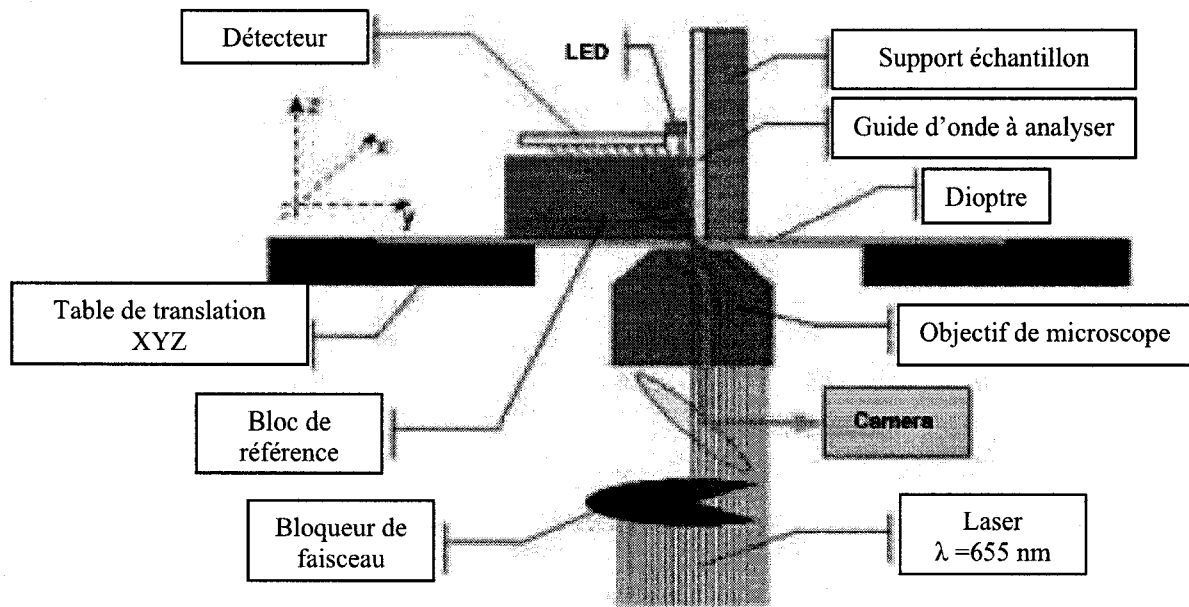


Figure 3-2: Montage optique pour la mesure en champ proche réfracté [80].

Nous avons donc fait analyser les guides d'ondes fabriqués par laser CO₂. La Figure 3-3 montre le résultat d'un profil 2D de l'indice de réfraction avec cet appareil. On peut voir clairement les couches minces de silice : 15 μm de couche tampon, 5,5 μm de cœur et 2 μm de gaine loin de la structure fabriquée (c'est-à-dire sur le guide d'onde plan). Les mesures d'indice et les dimensions des couches concordent avec les spécifications du manufacturier de la gaufre. Cependant, nous avons un artefact sur la mesure du profil d'indice du guide d'onde fabriqué qui engendre une augmentation de l'indice de réfraction sur toute l'aire du balayage. Cet artefact, provient du fait que les deux tranchées creusées sont maintenant remplies de glycérol d'indice plus élevé que l'indice du cœur et qui agit par conséquent comme un nouveau guide d'onde. Les faisceaux qui devaient être bloqués ne le sont plus et le résultat implique une augmentation de l'intensité récoltée.

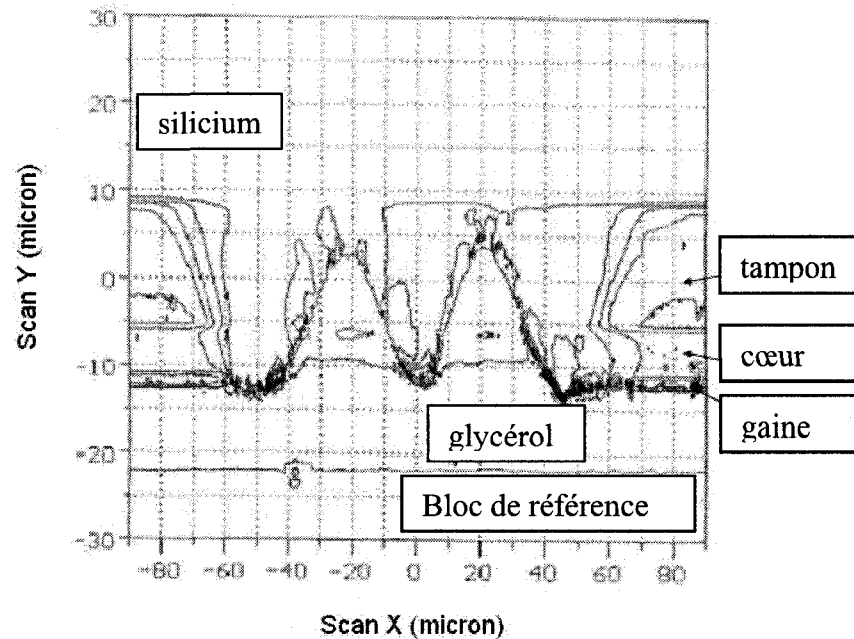


Figure 3-3: Profil d'indice de réfraction 2D d'un guide d'onde fabriqué par laser CO₂.

Pour palier aux problèmes de cet artefact, une solution serait de faire des tranchées très larges ($> 160 \mu\text{m}$) et venir balayer le guide d'onde ou de choisir une autre méthode d'analyse qui permettrait de donner directement le profil d'indice de réfraction sur la facette dû dit guide d'onde.

La mesure de la réflectivité sur la facette de l'échantillon est une technique alternative pour obtenir le profil d'indice de réfraction (méthode dite RM). On peut trouver dans la littérature plusieurs articles employant cette technique sur des fibres optiques ou des guides d'ondes [70-72, 74, 76, 78, 81, 82]. La puissance réfléchiée par une surface polie placée au point focal d'une lentille de grande ouverture numérique est directement reliée à l'indice de réfraction de l'échantillon. Dans le cas d'une incidence normale, la réflectivité est donnée par l'équation suivante :

$$R(x, y) = \left(\frac{1 - n(x, y)}{1 + n(x, y)} \right)^2 \quad (3.4)$$

La réflectivité $R(x, y)$ en chaque point de la surface de l'échantillon est utilisé pour obtenir l'indice de réfraction $n(x, y)$. En connaissant l'indice de réfraction de la couche tampon n_{ref} et en remaniant l'équation (3.4), il devient simple de tirer le profil d'indice de réfraction 2D de la mesure de la réflectivité par l'équation (3.5) suivante :

$$\Delta n = \left(\frac{n_{(ref)}^2 - 1}{4} \right) \frac{\Delta R}{R_{(ref)}} \quad (3.5)$$

Le montage optique utilisé pour la mesure de la réflectivité est représenté sur la Figure 3-4. Le faisceau de sortie d'une diode laser fibrée émettant à 635 nm est agrandi et collimé à l'aide d'un objectif de microscope 16X d'ouverture numérique égale à 0,25. Un isolateur composé d'un cube séparateur de polarisation et d'une lame quart d'onde est placé à la suite du faisceau collimé afin d'empêcher toute réflexion d'atteindre la diode laser. Le faisceau est ensuite de nouveau séparé par un cube (50:50). Une des branches va servir à contrôler la puissance de la diode laser, dans l'autre branche une lentille 60X d'ouverture numérique 0,65 est placée afin d'obtenir en son plan focal un spot de diamètre de 1,33 μm . L'échantillon est monté sur une plate forme de moteurs Newport xyz pouvant avoir un incrément minimal de 0,1 μm . Le faisceau réfléchi à la surface est redirigé par le cube séparateur 50:50 sur un photodétecteur. Connaissant n_{ref} à 635 nm et en utilisant l'équation (3.5), nous pouvons reconstituer le profil d'indice de réfraction. Le problème majeur avec cette technique est qu'elle dépend de la qualité du polissage de l'échantillon à analyser et du fait qu'il faut que la face polie reste toujours dans le plan focal durant le balayage [82].

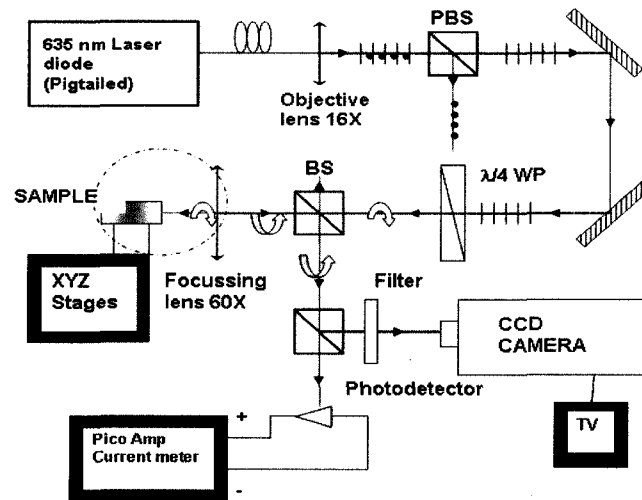


Figure 3-4: Montage optique pour la mesure de la réflectivité à la surface de l'échantillon.

3.1 Mesure du profil d'indice d'une fibre multimodale

Le montage a été calibré en prenant des mesures sur différentes fibres optiques. Nous avons commencé par une fibre multimodale ayant un cœur assez large de 50 μm et ayant un profil à gradient d'indice. Le résultat est représenté sur la Figure 3-5. On remarque une certaine ellipticité au niveau de la géométrie du cœur de la fibre optique. Ceci est due au fait qu'un des axes n'est pas maintenu au point focal durant le balayage.

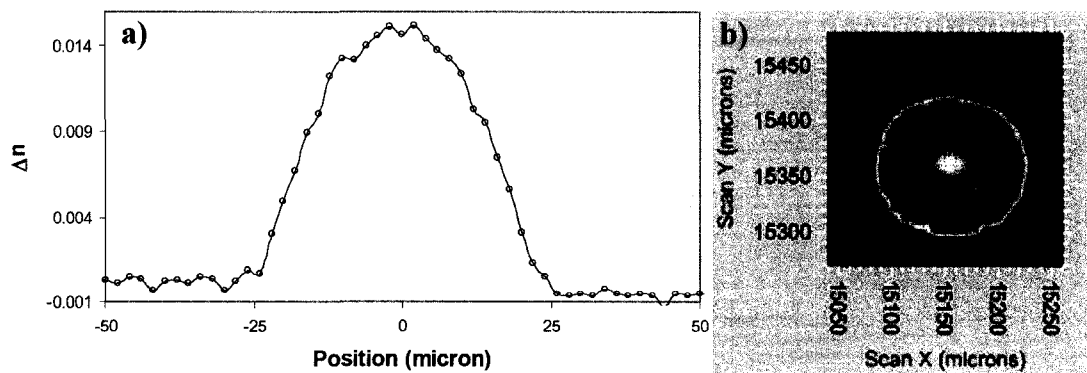


Figure 3-5: (a) Profil d'indice 1D d'une fibre multimodale de Corning® avec un cœur de 50 μm , (b) Profil 2D de la même fibre multimodale.

3.2 Mesure du profil d'indice d'une fibre unimodale

Nous avons fait la mesure aussi sur une fibre standard de télécommunication, la SMF28 de Corning. Le cœur de cette fibre est plus petit et présente un saut d'indice. Le résultat sur cette fibre est présenté sur la Figure 3-6. On peut y remarquer encore une fois l'ellipticité du cœur ainsi que des saletés venant perturber l'expérience. La différence d'indice mesurée est de 0,0052 correspondant à un $\Delta=0.36\%$. Où Δ se calcul par la relation suivante :

$$\Delta = \frac{n_c^2 - n_g^2}{2n_c^2} \quad (3.6)$$

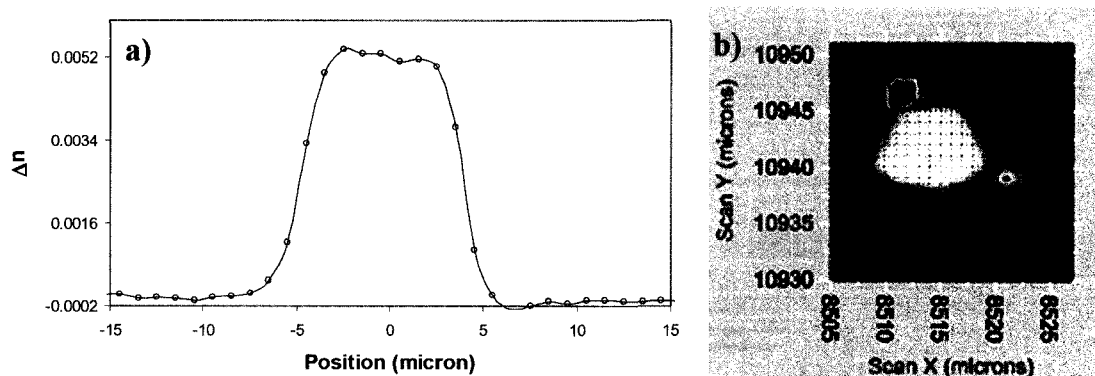


Figure 3-6: (a) Profil d'indice 1D d'une fibre SMF28 de Corning® avec un cœur de 8.2 μm , (b) Profil 2D de la même fibre.

Les paramètres des fibres étudiées sont en concordance avec ceux du manufacturier. Cependant, la mesure du diamètre pour de faibles dimensions est altérée par la résolution spatiale de notre montage qui est de 1,3 μm . Comme nous l'avons précédemment mentionné, notre technique de fabrication de guides d'onde dépend de l'espacement entre deux tranchées. Nous avons fait une petite installation pour inspecter les facettes des guides d'ondes après le polissage. En effet, le polissage d'une qualité

optique est requis pour la mesure de l'indice de réfraction par la méthode RM. La facette arrière des guides d'ondes est illuminée avec une source lumineuse blanche et une caméra CCD équipés d'un objectif de microscope 50X vient faire l'image de la facette avant (voir section suivante).

3.3 Mesure du profil d'indice des guides d'ondes fabriqués par laser CO₂

La Figure 3-7 montre des photographies de deux guides d'ondes fabriqués par laser CO₂ : le premier a été fait avec une séparation de 38 microns et le second avec une séparation de 44 microns. Un zone grisâtre est clairement évidente sur les deux images de chaque côté de ce qui reste de la région du cœur qui est blanche. Ces trois zones avaient à l'origine le même indice de réfraction mais il est maintenant clair qu'il y a eu un changement d'indice de réfraction tout près de la zone creusée par ablation. En fait, cette région est la zone thermiquement affectée par l'irradiation du laser. Pour mesurer le changement d'indice de réfraction, nous avons effectué la mesure RM sur ces guides d'ondes optiques plans écrits par laser CO₂ continu.

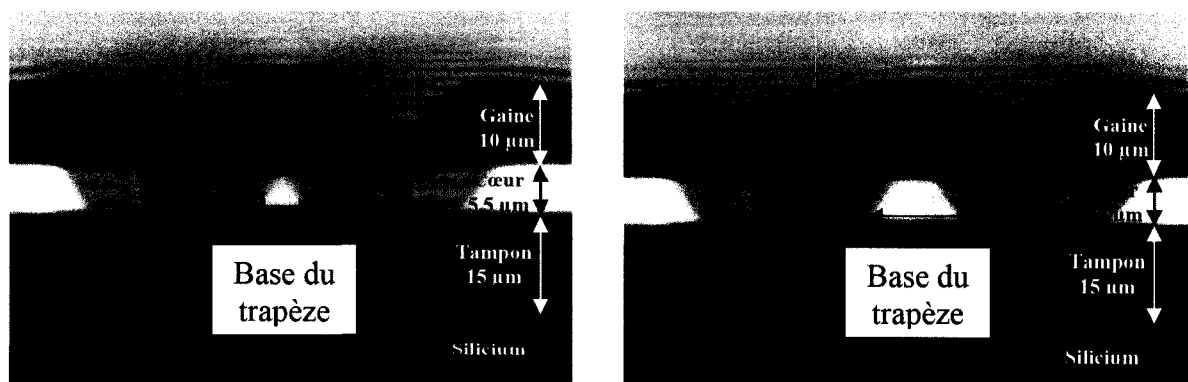


Figure 3-7: Photos des deux guides d'ondes fabriqués par laser CO₂ : Séparation des tranchées : (a)

38 μm et (b) 44 μm .

Les dimensions trapézoïdales du cœur ont été mesurées sur ces images. Les bases du trapèze sont 10,75 et 17 μm pour les guides d'onde 38 et 44 μm respectivement. La Figure 3-8 montre la mesure du profil d'indice sur ces guides d'onde. Les dimensions de la base du trapèze ont été mesurées et sont de 14 μm et 20 μm respectivement pour les guides 38 et 44 μm . La hauteur dans les deux cas est de 9 μm . La valeur réelle de la hauteur du guide plan est de 7 μm . La différence entre la dimension prise par la technique RM et le fabricant provient de la résolution spatiale de notre montage. Les indices de réfraction mesurés concordent avec celles données par la compagnie *Inplane*.

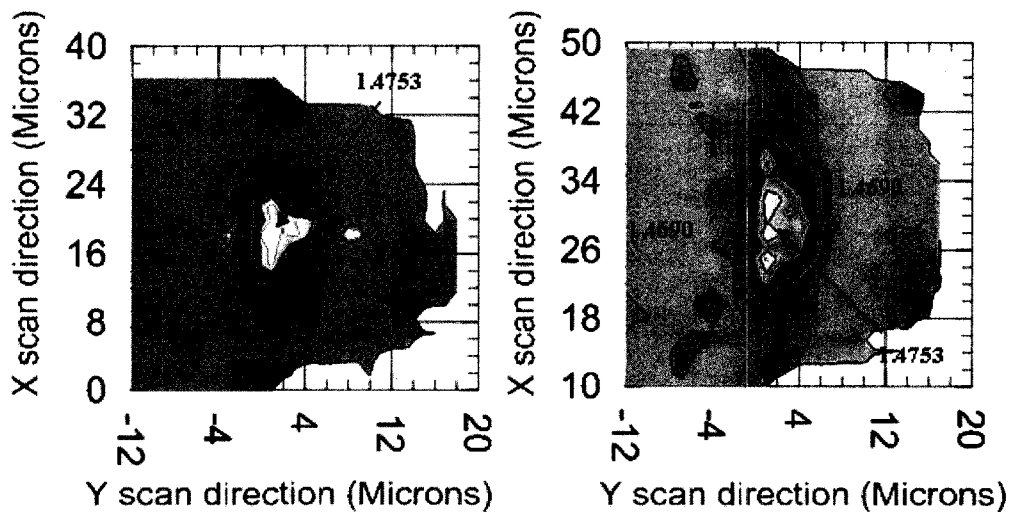


Figure 3-8: Mesure par la méthode de réflexion du profil d'indice de réfraction des guides d'ondes optiques enterrés écrits par laser CO_2 : a) 38 μm de séparation et b) 44 μm de séparation entre les tranchées. Les lignes de contour présentes sur les deux mesures ont un incrément de 10^{-3} sur l'indice de réfraction. Toutes les valeurs d'indice de réfraction sont indiquées à 635 nm.

Les deux profils d'indice de réfraction présentés sur la Figure 3-8 confirment les résultats de notre inspection précédente avec la caméra CCD, à savoir que l'indice de réfraction a été réduit près des zones d'ablation et que le guide d'ondes fabriqué est enterré. D'autre

part, l'indice de réfraction du cœur du guide d'onde demeure inchangé indépendamment de l'espacement entre les tranchées [81].

Le comportement dans la zone affectée est quelque peu différent dans les deux cas. En effet, son indice de réfraction bien qu'inférieur à celui du cœur reste légèrement différent de celui de la couche tampon et de la gaine pour un plus grand espacement (c'est-à-dire 44 μm) alors qu'il devient plus uniforme pour un espacement de 38 μm . Sur les deux mesures présentés sur la Figure 3-8, nous avons ajouté les lignes de contour à partir de 1,4693 @ 635 nm (région affectée du cœur) jusqu'à 1,4753 @ 635 nm (région préservée du cœur) avec un incrément de 10^{-3} sur l'indice de réfraction. Un gradient d'indice est clairement visible dans les directions X et Y du balayage. Il vient en partie du fait que le processus de fabrication est thermique et c'est également en partie dû à la résolution spatiale de la technique de mesure. On note que le gradient d'indice est plus important dans la direction X puisque le guide d'ondes est chauffé du côté et pas à partir du dessus. Dans cette configuration, le procédé thermique induisant une réduction de l'indice de réfraction aide à réduire la perte de propagation dans les guides d'ondes fabriqués de deux manières. Premièrement, il isole le guide d'onde de la rugosité des tranchées qui pourraient induire des pertes. Deuxièmement, il réduit l'asymétrie du guide d'ondes contribuant encore à une réduction des pertes de propagation. Par conséquent, la nature enterrée des guides d'ondes expliquer les faibles pertes mesurées (nous détaillerons les mesures des pertes sur les guides d'ondes ultérieurement). Bien que la technique RM soit simple théoriquement, nous avons éprouvé beaucoup de difficultés lors des prises de mesures 2D. Nous avons aussi pour la suite du projet fait

trois hypothèses qui seront utilisées plus tard lors des simulations de structures par la méthode de faisceau propagé à l'aide du logiciel de la compagnie RSoft :

- Les mesures prises par la caméra CCD déterminent les dimensions du guide fabriqué
- Le processus thermique induit un changement d'indice du cœur et crée un guide enterré dans une zone d'indice homogène.
- La résolution de la prise du profil d'indice n'étant pas assez grande, le possible gradient d'indice sur l'axe X ne sera pas pris en compte et nous ferons l'hypothèse d'un saut d'indice comme illustré sur la Figure 3-9.

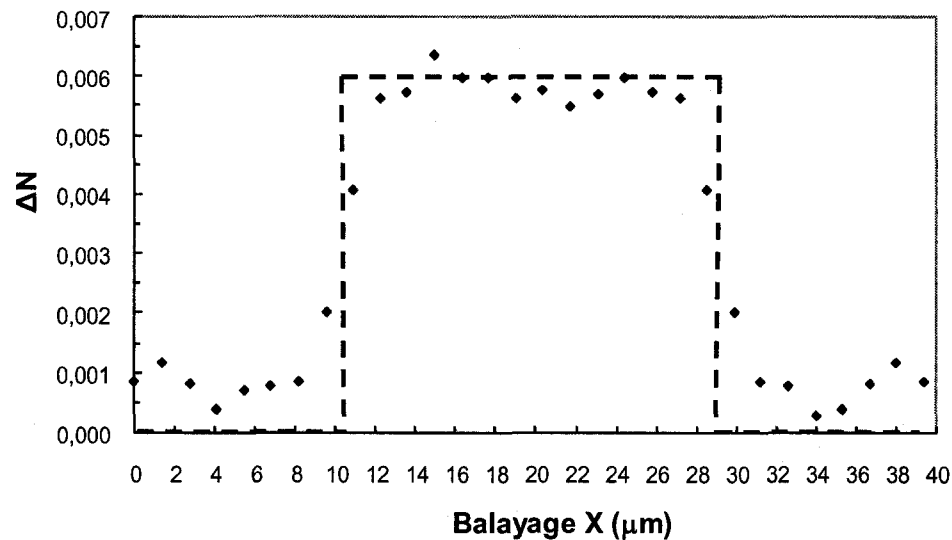


Figure 3-9: Balayage dans la direction X pour le guide d'onde avec 44 μm de séparation entre les tranchées ($Y=0$). La ligne en pointillé représente l'hypothèse d'un saut d'indice utilisée pour les simulations BPM.

3.4 Conclusion

Nous avons étudié les propriétés optiques des guides d'ondes enterrés fabriqués par laser CO₂ continu. Afin de caractériser le processus de fabrication, nous avons adopté la technique de mesure de réflectivité pour mesurer les profils d'indice de réfraction des guides d'ondes fabriqués. Le caractère thermique du procédé et l'effet du caractère ont été démontrés par les prises de mesure. Les données géométriques du guide d'ondes enterré trapézoïdal seront prises et employées comme entrée pour des calculs de BPM sur des guides d'ondes avec l'hypothèse d'un profil à saut d'indice. En fait, ce processus thermique semble produire un gradient d'indice dans la direction X mais ne peut pas être pris en compte dû entre autre à la limite de résolution spatiale du montage et de l'incertitude de la mesure de l'indice de réfraction qui sont respectivement 1,3 μm et 5.10^{-4} .

CHAPITRE 4

THÉORIE DES GUIDES D'ONDE

4.1 Introduction

Le guide d'onde optique est un des fondements du développement de l'optique intégrée dans divers domaines, comme la communication optique, le traitement du signal optique, ou l'informatique optique. Il s'applique dans des fonctions de couplage, de modulation, de multiplexage, d'amplification... Généralement un guide optique est défini comme une structure permettant de confiner et de guider de la lumière. En principe, l'effet de confinement dans un guide donne lieu à de grandes densités d'énergie pour de faibles puissances de pompe. Cela ouvre la voie par exemple à la réalisation de lasers avec un seuil d'émission très bas. Il y a différentes sortes de géométries de guides optiques, elles sont présentées schématiquement dans la Figure 4-1. Si la variation d'indice de réfraction en fonction des coordonnées transverses est abrupte, on parle de guides à saut d'indice, si elle est graduelle ce sont des guides à gradient d'indice [83].

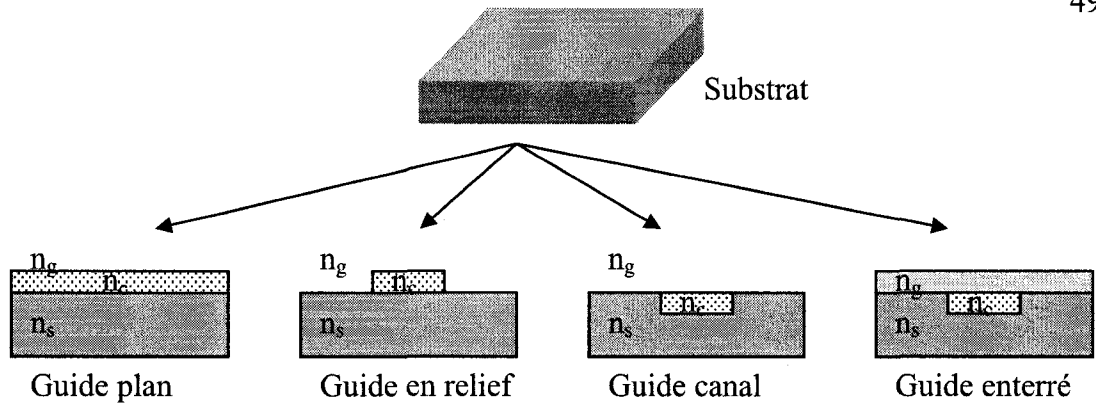


Figure 4-1: Différents types de guides d'ondes.

Étant donné que la théorie de guides d'ondes est présentée dans des nombreux ouvrages [84-89] et thèses [90, 91], certains aspects seront traités sommairement. Nous portons une attention plus particulière à deux problèmes : le confinement à une dimension et le confinement à deux dimensions.

4.2 Approche d'optique géométrique

Dans la forme la plus simple un guide diélectrique plan est constitué d'une couche mince d'indice de réfraction n_c entourée par un substrat d'indice $n_s < n_c$ et un revêtement supérieur d'indice $n_g < n_c$ (Figure 4-2).

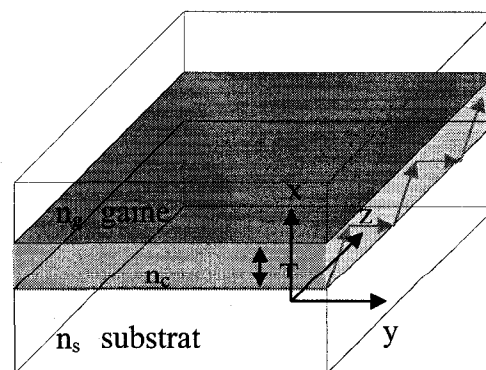


Figure 4-2: Représentation graphique de guide planaire à couches diélectriques.

La lumière est confinée par réflexion totale aux interfaces couche-substrat et couche-gaine. En considérant la lumière qui se propage dans la couche en tant que rayon lumineux on obtient un trajet en forme de zigzag. Ce sont donc la réflexion et la réfraction aux interfaces diélectriques qui déterminent si, pour une λ donnée et un angle d'incidence donné, le champ est guidé ou perdu par radiation [84-89]. Elles sont décrites par la loi bien connue de Snell-Descartes (pour deux milieux aux indices de réfraction (n_1 et n_2) :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (4.1)$$

qui formule la dépendance entre l'angle de réfraction θ_2 et l'angle de réflexion θ_1 d'un rayon incident.

4.3 Confinement à une dimension et courbes de dispersion des modes guidés

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, il est possible de développer une théorie qui décrit la propagation de la lumière confinée dans une seule direction en considérant le trajet zigzagué d'un rayon lumineux par réflexion totale interne sur les interfaces entre la couche de guidage, le substrat et le revêtement. Cependant, c'est la théorie électromagnétique qui permet de donner une véritable image des phénomènes qui se produisent dans un guide (en particulier quand la lumière est confinée dans deux directions). Afin de développer la théorie de confinement dans une direction, le modèle simple du guide d'onde plan à trois couches diélectriques asymétrique, illustré dans la Figure 4-2, peut être considéré. La détermination des expressions complètes des modes de propagation dans un guide diélectrique consiste à résoudre l'équation d'onde pour les modes TE (des calculs analogues peuvent être fait pour les modes TM [86]) :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_o^2 n_i^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (4.2)$$

n_i étant l'indice local d'une couche (n_g , n_c ou n_s)

L'équation aux valeurs propres à résoudre est donnée par [86] :

$$k_x T = (m+1)\pi - \tan^{-1}\left(\frac{k_x}{\gamma_s}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{k_x}{\gamma_g}\right) \quad (4.3)$$

Avec $m = 0, 1, 2, \dots$ dénotant l'ordre du mode. Lorsque les paramètres du guide d'onde plan tels que l'épaisseur T de la couche du cœur et les indices respectifs des trois couches sont donnés, l'équation (4.3) permet de résoudre numériquement la courbe de dispersion des modes guidés. En introduisant les paramètres de normalisation tels que :

la fréquence normalisée V et l'indice effectif normalisé du guide b_E comme suit :

$$V = k_0 T \sqrt{n_c^2 - n_s^2} \quad (4.4)$$

$$b_E = \frac{(n_{eff}^2 - n_s^2)}{(n_c^2 - n_s^2)} \quad (4.5)$$

et le coefficient d'asymétrie du guide d'onde a_E :

$$a_E = \frac{(n_s^2 - n_g^2)}{(n_c^2 - n_s^2)} \quad (4.6)$$

L'équation (4.3) peut être réécrite comme suit :

$$V \sqrt{1 - b_E} = (m+1)\pi - \tan^{-1}\left(\frac{1 - b_E}{b_E}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{1 - b_E}{b_E + a_E}\right) \quad (4.7)$$

Dans la Figure 4-3, nous avons tracé les courbes de dispersion des 4 premiers modes d'un guide d'onde plan à saut d'indice avec $a_E = 0$ ($n_g = n_s$). Connaissant n_g , n_c , T et λ_0 , il devient alors possible de prédire le régime modal du guide d'onde plan. L'équation (4.7)

a été numériquement résolue pour les échantillons de la compagnie *AnDevice* ayant un cœur d'épaisseur $T = 5,5\mu\text{m}$ et $\Delta = 0,075\%$ (les indices de réfraction de la gaine et du cœur sont 1.4444 et 1.4553 respectivement à 1550 nm). La Figure 4-4 montre l'évolution des indices effectifs pour les 4 premiers modes dans le guide en fonction de l'épaisseur de la couche. Les valeurs calculées montrent que ces échantillons sont des guides supportant deux modes : TE_0 et TE_1 . Bien que bimodales, ces structures sont pratiquement opérées en régime unimodal, dans la mesure où seul le mode LP_{01} d'une fibre SMF28 excite le guide. En effet, l'intégrale de recouvrement entre le mode fondamental LP_{01} de la SMF28 et le mode TE_1 du guide plan est nulle (il n'y a pas de couplage entre un mode symétrique et un mode antisymétrique). Il ne peut alors y avoir d'énergie transférée dans ce mode. De plus, nos structures guidantes sont rigides, il est alors peu probable que l'on puisse convertir l'énergie véhiculée par TE_0 en TE_1 par courbure à la manière du phénomène observé dans les fibres optiques.

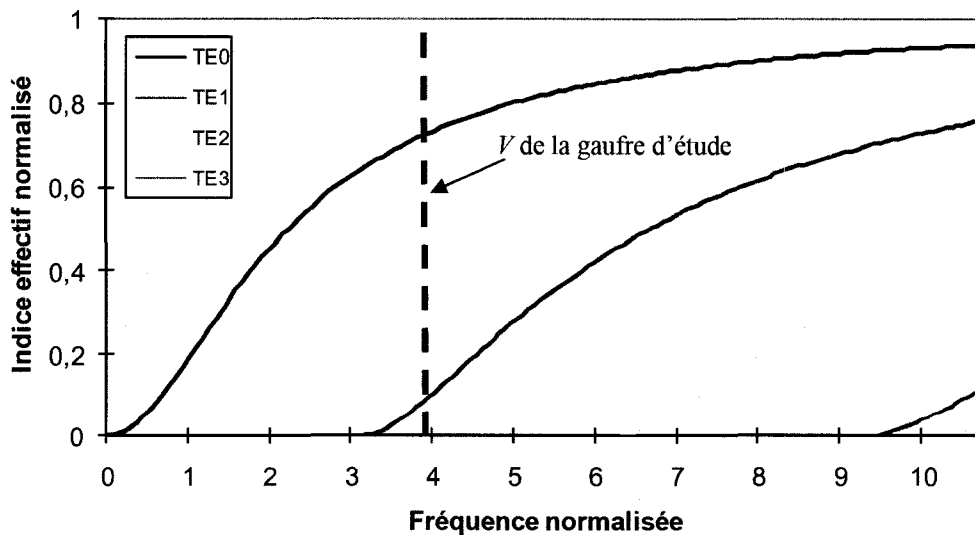


Figure 4-3: Courbes de dispersion d'un guide d'onde plan à saut d'indice.

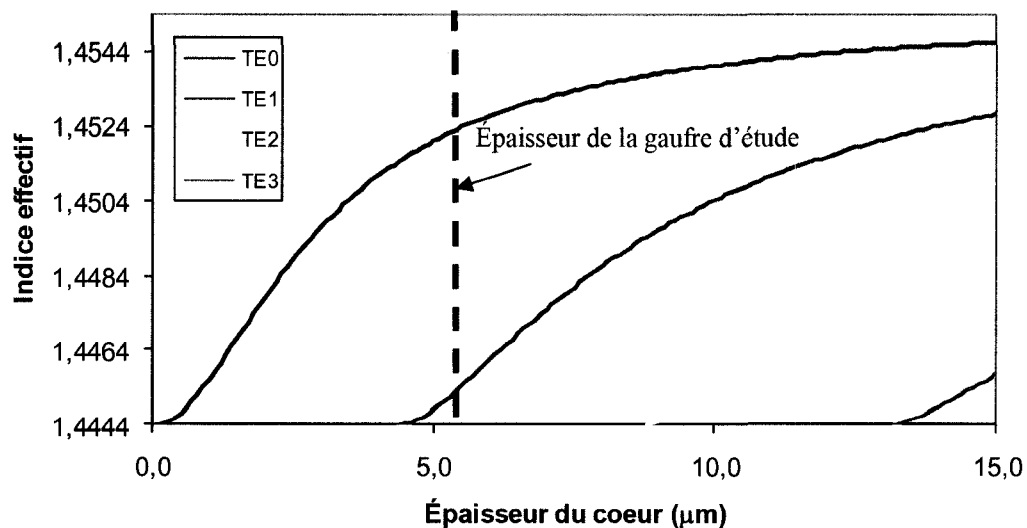


Figure 4-4: Courbe de dispersion des échantillons de la compagnie AnDevice en fonction de l'épaisseur de la couche du coeur.

Nous avons donc montré, dans cette partie, qu'un guide diélectrique à trois couches à saut d'indice présente des solutions exactes aux équations de Maxwell, desquelles nous pouvons déduire l'expression des modes guidés et de leur constante de propagation. Mais si cet exemple nous permet de manière simple de calculer ces paramètres, il est à noter qu'il n'existe en réalité que très peu de structures pour lesquelles des solutions analytiques des équations de Maxwell peuvent être calculées. Il s'avère que seuls les guides plans (comme celui que nous venons d'étudier) et les guides à symétrie circulaire ou elliptique (comme les fibres optiques) présentent des solutions analytiques [87]. Tout autre type de guide présente des conditions aux limites telles que les équations sont insolubles analytiquement [91] et il est donc nécessaire de résoudre les équations numériquement.

4.4 La méthode de l'indice effectif et la simulation BPM

L'étude de la propagation dans des structures n'ayant pas de solutions analytiques des équations de Maxwell requiert alors l'emploi de méthodes numériques et/ou de méthodes semi-analytiques permettant de contourner le problème des conditions aux limites. Ainsi, diverses techniques d'analyse ont été développées [92]. Nous présentons ici deux méthodes, parmi les différentes possibles, à savoir la méthode de l'indice effectif qui permet de transformer une structure à 3 dimensions (ex : un guide canal) en une structure à 2 dimensions (type guide plan) qui peut alors être traitée analytiquement, et la méthode des faisceaux propagés (Beam Propagation Method (BPM) en anglais) qui est une méthode numérique de simulation de la propagation. Le choix de ces deux méthodes a été motivé par le fait que ces méthodes sont devenues courantes dans le domaine de l'optique intégrée [84-86, 89, 92-95], mais aussi par le fait de leur commercialisation (le laboratoire possédant un logiciel de simulation par BPM de la compagnie RSoft).

4.4.1 La méthode de l'indice effectif

Le principe de cette méthode est le suivant : les constantes de propagation dans un guide à profil d'indice bidimensionnel $n(x,y)$ sont calculées en résolvant séparément des problèmes à une dimension dans les deux directions x et y . Autrement dit, nous réduisons l'équation d'onde à deux dimensions, pour laquelle il n'existe pas de solution analytique, à deux équations à une dimension que nous pouvons traiter par la méthode présentée dans le paragraphe précédent. Ceci est basé sur l'approximation fondamentale de la séparation des variables d'espace du champ propagé (i.e. $E(x, y) = G(x).F(y)$).

Cette réduction s'effectue en deux étapes que nous détaillons ici pour un guide canal enterré comme schématisé sur la Figure 4-5. Cette méthode bien que très utilisée parce qu'elle est rapide, donne un résultat approximatif en ce qui concerne le nombre de modes et leur indices effectifs se propageant dans une telle structure.

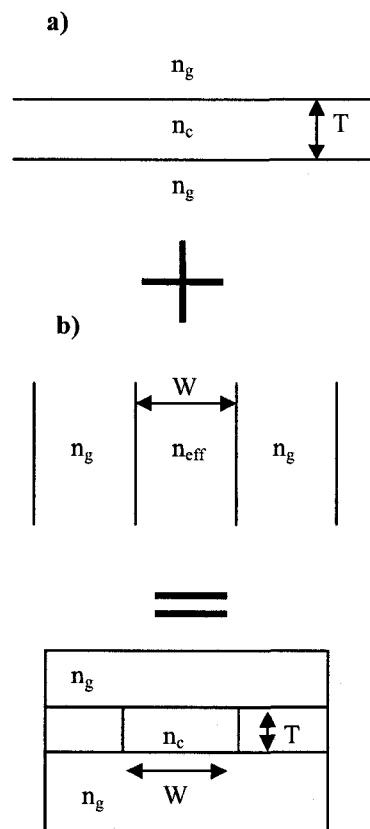


Figure 4-5: Géométrie d'un guide canal pour l'application de la méthode de l'indice effectif.

La première étape consiste à calculer l'indice effectif ainsi que la distribution du champ correspondant en considérant un guide plan infini (voir Figure 4-5a). Cela revient à résoudre l'équation d'onde pour le champ $G(x)$. On utilise ensuite l'indice n_{eff} obtenu précédemment afin de calculer l'indice effectif et la distribution de champ d'un guide plan infini dans la direction perpendiculaire et de largeur W (voir Figure 4-5b). On

obtient ainsi la solution de l'équation d'onde pour la fonction $F(y)$ et l'indice effectif n_{eff} (donc la constante de propagation) équivalent à la structure de guide canal enterré.

Cette technique très rapide nous permet d'obtenir les dimensions nécessaires du guide pour qu'il soit en régime monomode.

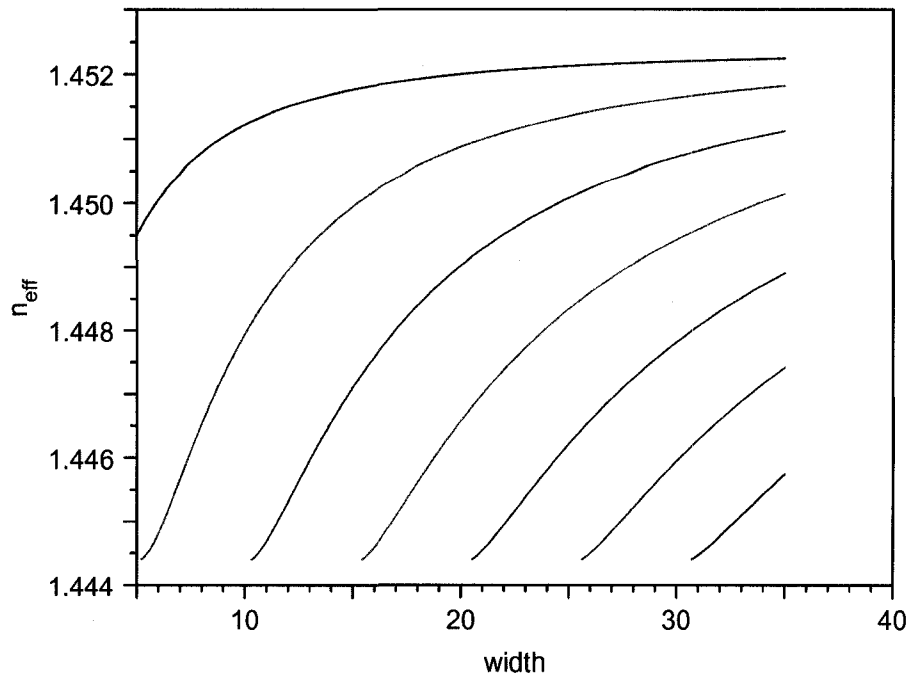


Figure 4-6: Résultat de la méthode de l'indice effectif pour un guide canal enterré pour $\lambda = 1550$

nm. Paramètres de calcul : $T=5,5\mu\text{m}$, $n_c=1,4590 @ 1550\text{nm}$ et $n_g=n_s=1,4444 @ 1550\text{nm}$.

D'après la Figure 4-6, le régime unimodal est obtenu pour un guide de dimensions $5,5 \times 5 \mu\text{m}^2$.

4.4.2 La simulation BPM

Dans cette section, nous présentons les concepts de bases de la méthode des faisceaux propagés (BPM) pour la simulation de la propagation des ondes dans des structures d'optique intégrée. Plusieurs raisons sont à la base de la popularité de cette technique. La première étant sûrement que la BPM est facile à mettre en œuvre et qu'il n'est pas besoin d'être expert en méthodes numériques pour l'utiliser et comprendre les résultats issus des simulations. Une autre caractéristique de la BPM est qu'elle peut s'appliquer à des géométries complexes et qu'elle inclut automatiquement les effets dus aux champs guidés et radiatifs ainsi que les problèmes liés au couplage entre modes [96].

4.4.3 BPM scalaire et approximation paraxiale

L'algorithme de base de la BPM est fondé sur deux approximations : l'approximation scalaire (on ne tient pas compte des effets dus à la polarisation) et l'approximation paraxiale (la propagation est restreinte à de faibles angles).

La première de ces approximations nous permet d'écrire l'équation d'onde sous la forme simple d'équation de Helmholtz [96]:

$$\frac{\partial^2 E_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_i}{\partial z^2} + k(x, y, z)^2 E_i = 0 \quad (4.8)$$

Le champ électrique scalaire s'écrit sous la forme $E(x, y, z, t) = E_i(x, y, z)e^{(-i\omega t)}$ et le vecteur d'onde $\vec{k}(x, y, z) = |\vec{k}_0| n(x, y, z)$. Ainsi, la géométrie du problème est entièrement définie par le profil d'indice $n(x, y, z)$.

Le champ peut alors être écrit sous la forme :

$$E_i(x, y, z) = u(x, y, z)e^{i\bar{k}z} \quad (4.9)$$

ou $u(x, y, z)$ est un terme d'amplitude qui varie lentement selon l'axe z (l'axe de propagation) et $e^{i\bar{k}z}$ un terme de phase qui, lui, varie rapidement. \bar{k} est un scalaire constant obtenu en multipliant le module du vecteur d'onde dans le vide par la valeur moyenne de l'indice de réfraction sur toute la structure (gaine, cœur et tampon) : $\bar{k} = |\bar{k}_0| \bar{n}(x, y, z)$. Il est communément appelé nombre d'onde de référence [96].

En utilisant la décomposition (4.9) dans l'équation (4.8) nous obtenons :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2i\bar{k} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u = 0 \quad (4.10)$$

En considérant maintenant que u varie très lentement par rapport à z , nous pouvons négliger le premier terme de l'équation ci-dessus (approximation de l'enveloppe à variation lente). Ce faisant, nous utilisons la deuxième approximation : l'approximation paraxiale. L'équation (4.10) se réduit alors à :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{i}{2\bar{k}} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u \right) \quad (4.11)$$

L'équation (4.11) est l'équation de la BPM à 3 dimensions. Ainsi, connaissant un profil de champ en $z = 0$ ($u(x, y, z=0)$), l'équation (4.11) détermine l'évolution du champ pour $z > 0$.

Un des avantages de la BPM classique est que la factorisation par le terme de phase $e^{i\bar{k}z}$ nous permet de représenter le terme à variation lente $u(x, y, z)$ de manière discrète (numérique) selon l'axe z avec des pas de discrétisation pouvant être assez grands sans pertes majeures d'information pour de nombreux problèmes. Cependant, les

approximations faites ne vont pas sans inconvénient. En effet, l'approximation paraxiale, comme son nom l'indique, réduit l'utilisation de la BPM classique à de faibles angles. Cet inconvénient peut être contourné par l'utilisation de la BPM *grand angle* [96]. De plus, nous ne tenons pas compte des effets dus à la polarisation. Il a été montré qu'en régime de guidage faible, les modes guidés sont peu sensibles à la polarisation, voire pas du tout dans certains cas précis [96]. Cependant, dans le cas général d'un profil d'indice bidimensionnel quelconque, la biréfringence induite par la structure perturbe la polarisation du faisceau propagé et les modes guidés ne sont plus des solutions exactes de l'équation d'onde scalaire (4.8). Il faut alors résoudre l'équation d'onde vectorielle. La méthode de BPM vectorielle remplit cette fonction [96]. C'est la méthode que nous avons utilisée au cours de notre travail. Bien évidemment, le fait de tenir compte de la polarisation rend le temps de calcul excessivement long comparativement aux simulations effectuées en mode scalaire où le résultat, bien qu'approximatif, est donné dans un temps raisonnable. Pour une structure complexe tel qu'un diviseur de puissance 1×4 ayant une longueur de 15 mm, le temps de calcul en mode scalaire est d'environ 3 minutes alors qu'en mode vectoriel, le temps est d'environ 20 minutes.

Notons qu'avec l'utilisation du logiciel BeamProp de la compagnie RSoft il est possible de simuler un guide de forme quelconque.

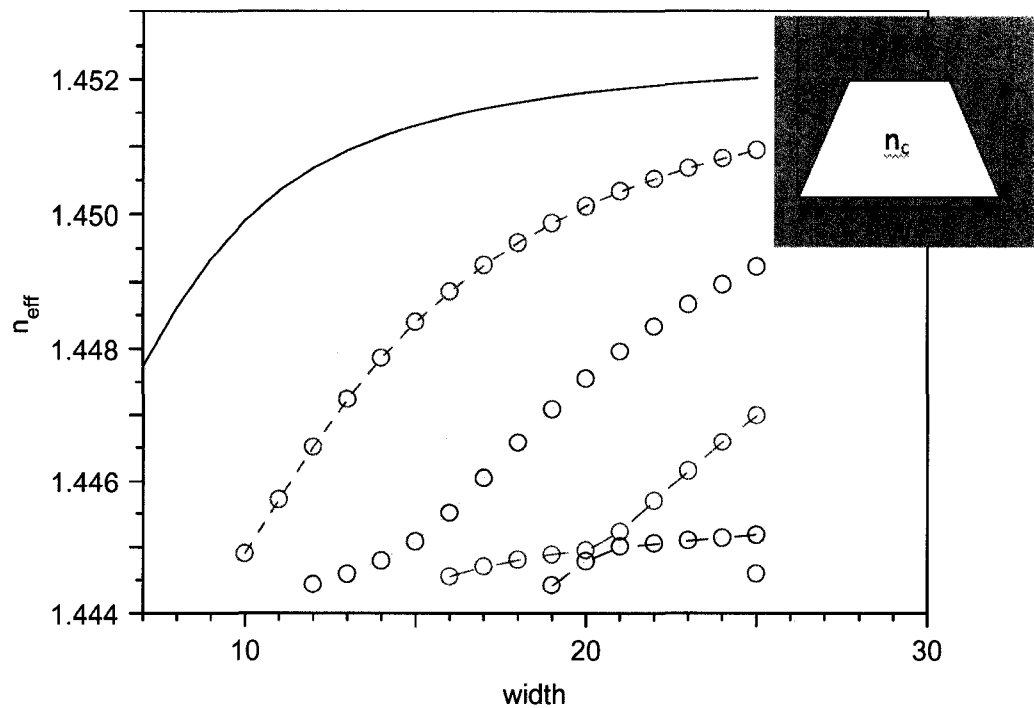


Figure 4-7: Résultat de la BPM pour un guide canal enterré de forme trapézoïdale sur le type d'échantillon C pour $\lambda = 1550$ nm. Paramètres de calcul : $T = 5,5\mu\text{m}$, $n_c = 1,4590 @ 1550\text{nm}$, $n_g = n_s = 1,4444 @ 1550$ nm et angle de 33° .

D'après la Figure 4-7, le régime unimodal est obtenu pour un guide de dimensions $5,5 \times 9 \mu\text{m}^2$ au delà de cette valeur le guide est multimodal.

Il est possible aussi d'obtenir les profils des différents modes se propageant dans la structure. Comme nous allons le voir dans la suite et pour une meilleure compréhension des possibilités de la BPM, nous allons montrer les modes se propageant dans le guide ayant le moins de perte de couplage. Les dimensions sont les suivantes avec T toujours fixée à $5,5 \mu\text{m}$, une base de $W = 15 \mu\text{m}$ et un angle de 33° par rapport à l'axe x (Figure 4-8) :

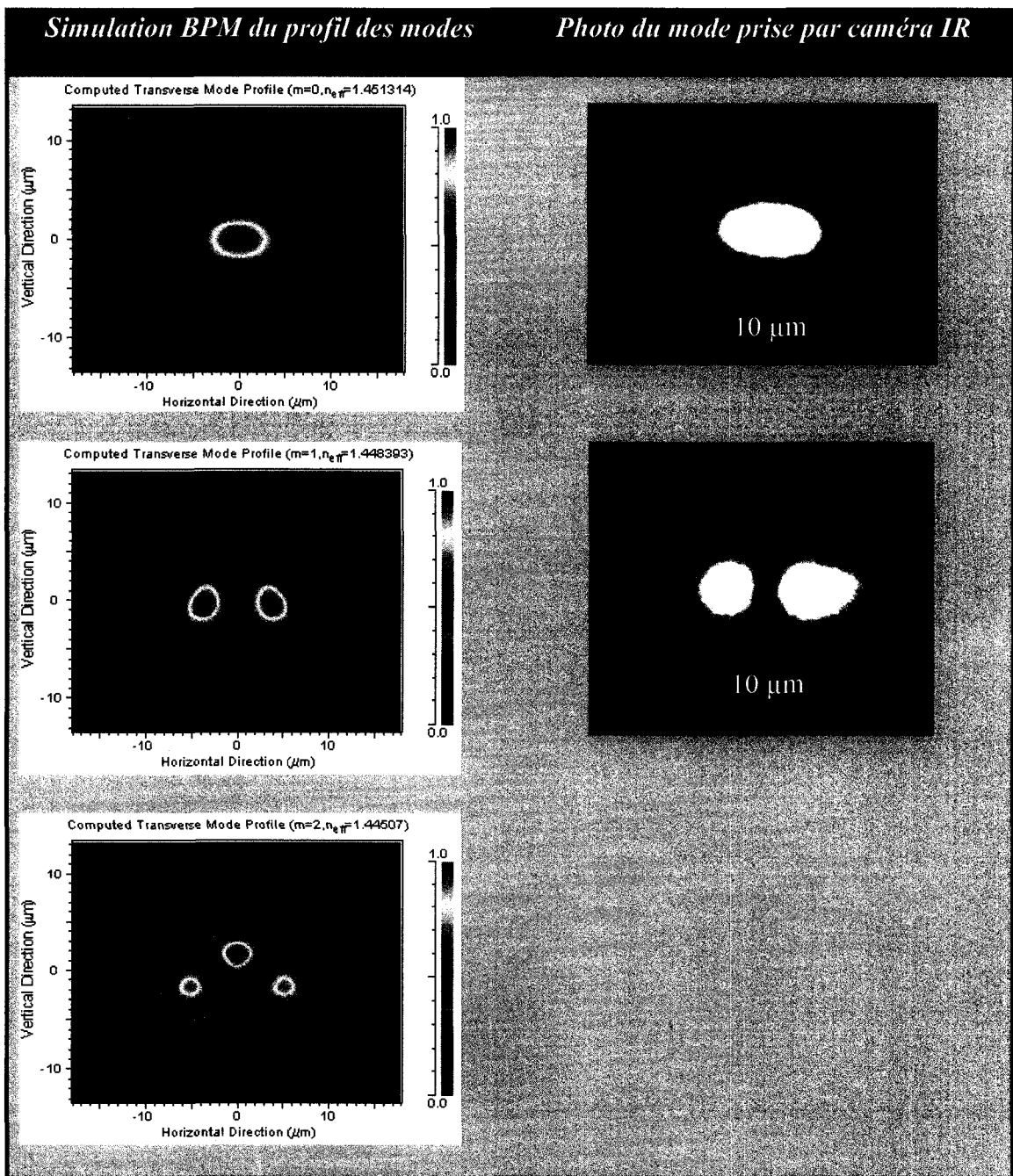
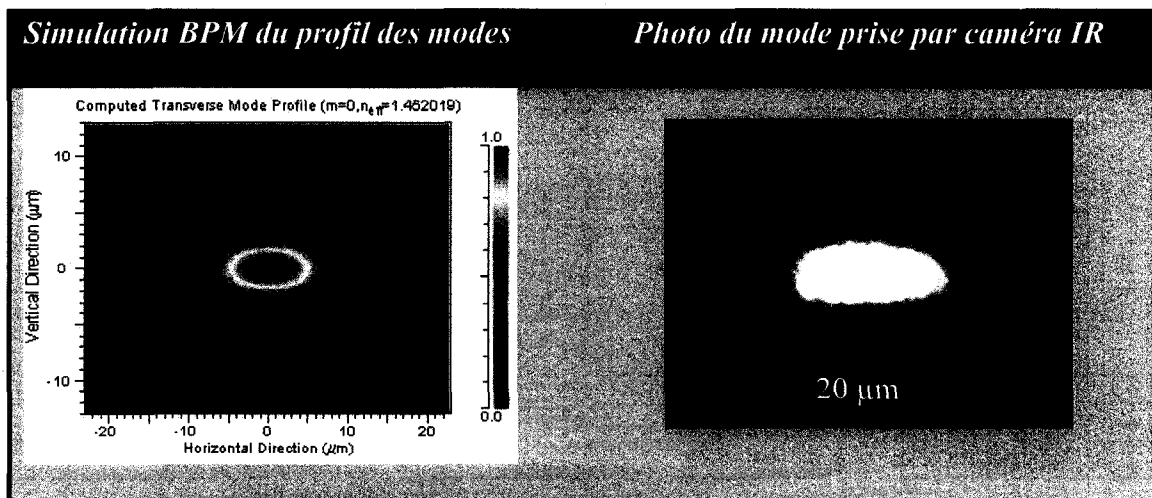
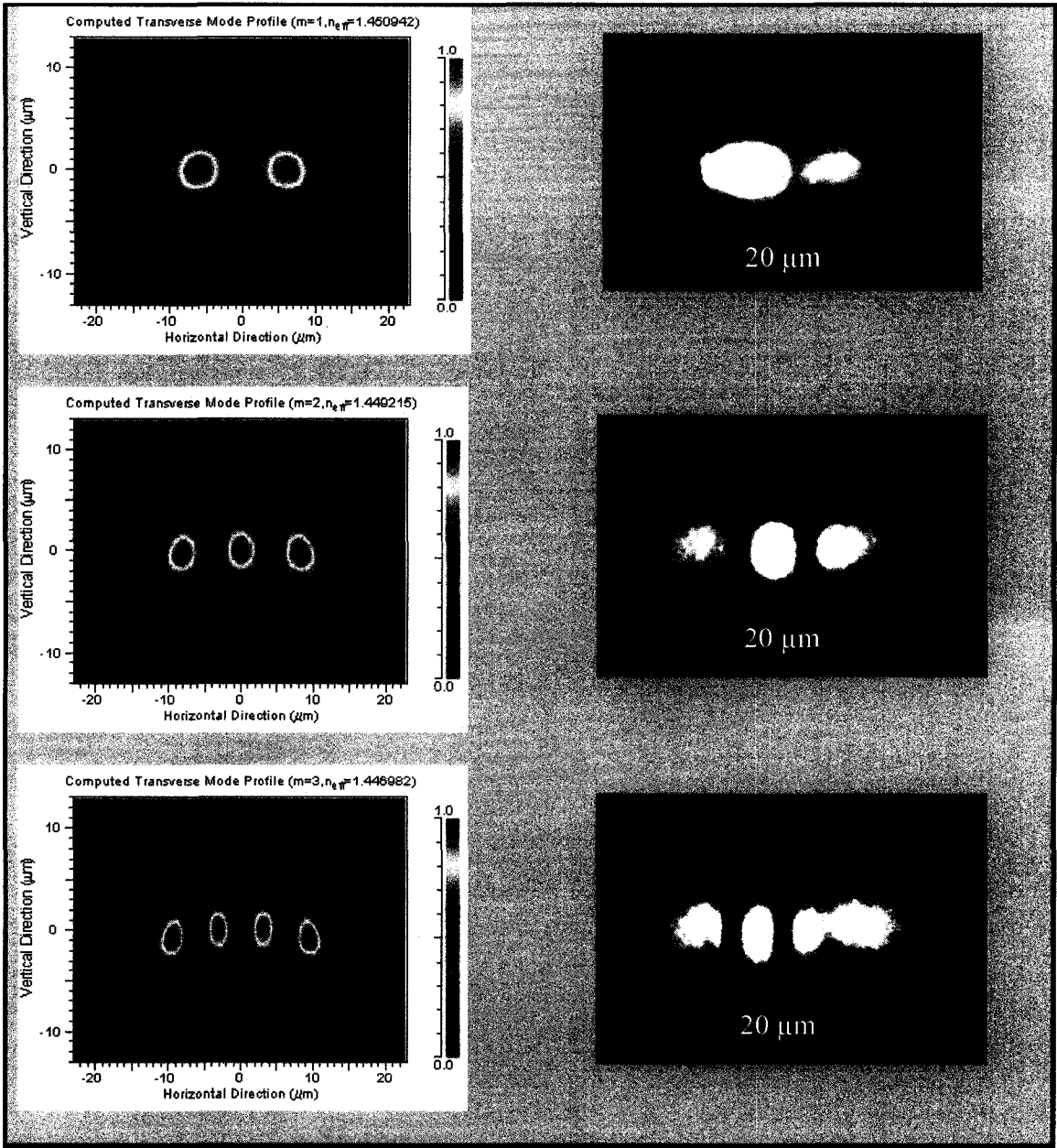


Figure 4-8: Résultat de la BPM à $\lambda = 1550$ nm du profil des trois modes se propageant dans un guide canal enterré de forme trapézoïdale $W = 15 \mu\text{m}$, $T = 5,5 \mu\text{m}$ et pour un angle de 33° .

La Figure 4-8 montre aussi les photographies des modes se propageant dans la structure prises à l'aide d'une caméra infra rouge. Il y a une bonne corrélation entre la simulation et l'expérimentation. Cependant, le troisième mode n'a pu être photographié, la fréquence de coupure de ce mode est probablement différente de la fréquence réelle de coupure du guide. Il est à noter que lors de notre simulation, nous avons fait l'hypothèse d'un saut d'indice. Ce dernier pourrait aussi expliquer le fait que nous ne sommes pas arrivés à visualiser ce troisième mode.

Comme on peut le voir sur la Figure 4-7, lorsque la largeur du guide augmente, la structure supporte plusieurs modes. A titre d'exemple, nous avons simulés une structure ayant une largeur de $W = 25\mu\text{m}$. Le résultat de simulation indique une structure supportant alors 6 modes. La Figure 4-9 représente les 6 modes et leur indice effectif respectif obtenus par la simulation ainsi que les photographies prises par caméra infra rouge.





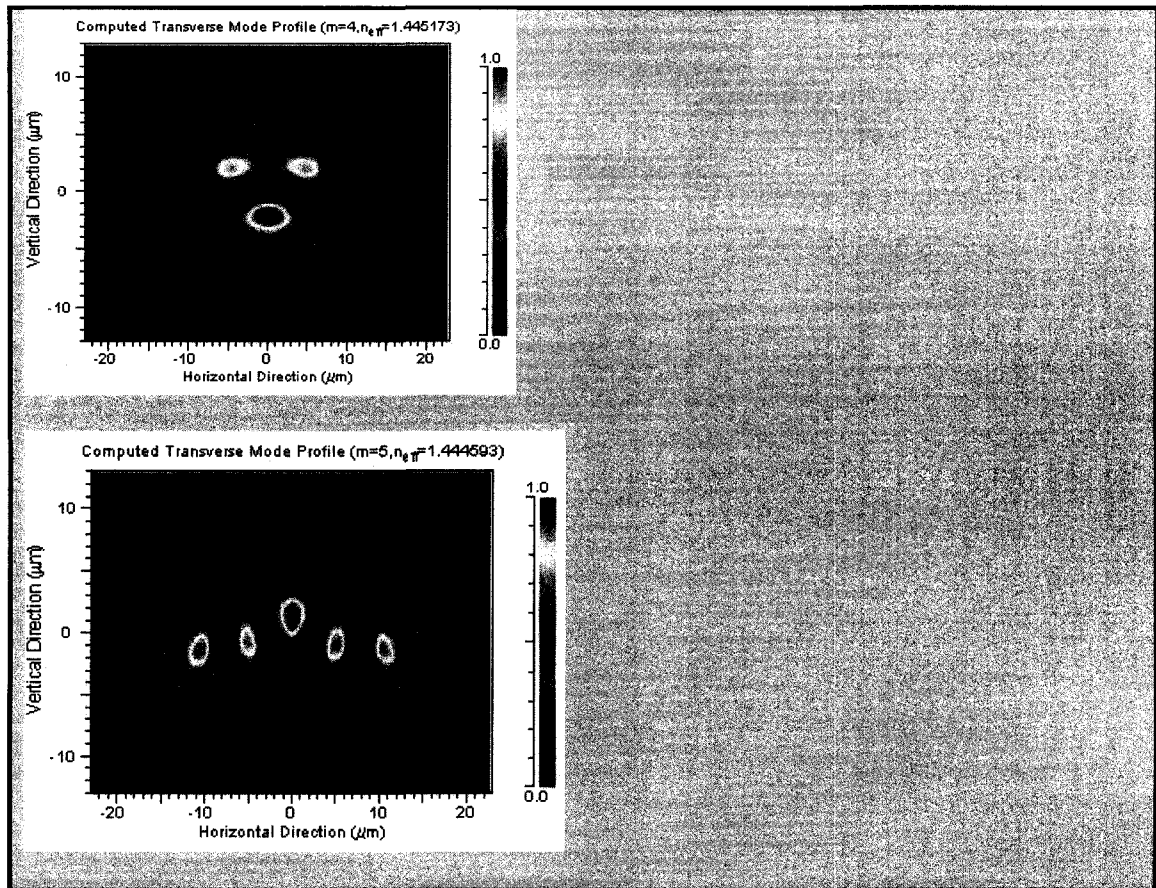


Figure 4-9: Résultat de la BPM à $\lambda = 1550$ nm du profil des six premiers modes se propageant dans un guide canal enterré de forme trapézoïdale $W = 25 \mu\text{m}$, $T = 5,5 \mu\text{m}$ et pour un angle de 33° .

Comme nous l'avons mentionné plus haut, la BPM est la méthode que nous utilisons au cours de notre travail puisqu'elle permet la description de la propagation ainsi que la détermination des constantes de propagation et des profils de champs dans les guides 3D. L'outil de simulation est donc prêt, il ne reste plus qu'à fabriquer les structures.

4.5 Conclusion

Dans cette partie consacrée à l'optique guidée et intégrée, nous avons d'abord présenté les notions de base concernant la propagation de la lumière dans un guide d'onde plan, notre approche utilisant la résolution analytique des équations de Maxwell. Cette résolution étant impossible dans le cas des guides à largeur limitée, nous avons décrit par la suite la méthode des indices effectifs et des faisceaux propagés qui permettent la description de la propagation ainsi que la détermination des constantes de propagation et des profils de champs dans les guides tridimensionnels.

CHAPITRE 5

FABRICATION DES GUIDES D'ONDE PAR LASER

CO₂

Durant le projet de fabrication de guides d'ondes par laser CO₂, nous avons réalisé des études d'ablation sur différentes gaufres provenant des compagnies *AnDevice* et *InPlane*. Ces trois types d'échantillons sont basés sur la technologie des couches minces de silice sur silicium déposé par PECVD. Pour éviter de référencer à chaque fois les noms des compagnies, nous les identifierons par les lettres A, B et C respectivement pour les compagnies *AnDevice*, *InPlane* et *AnDevice*. Le dopant utilisé pour le cœur du guide d'onde planaire est le phosphore mais sa concentration diffère entre le type d'échantillon A et B, la concentration sur les échantillons de types A et C étant identique. Le Tableau 3, résume les paramètres de ces couches. L'objectif des études effectuées ici est de déterminer les paramètres suivants :

- Position focale sur l'échantillon ;
- Puissance du laser CO₂ nécessaire à l'ablation en dessous du niveau du cœur ;
- Espacement entre les tranchées pour obtenir un guide enterré optimal (c'est-à-dire pour un guide ayant des pertes minimales à 1550 nm);

Tableau 3 – Paramètres des différents guides d'ondes plans utilisés au cours du projet.

	A	B	C
	AnDevice	InPlane	AnDevice
	Cœur dopé au Phosphore		
Gaine (μm)	2	10	20
Cœur (μm)	5,5	7	5,5
Substrat (μm)	15	15	15
$n_g @ 1550 \text{ nm}$	1,4444	1,4444	1,4444
$\Delta \approx \frac{n_c - n_g}{n_c}$	0,75%	0,45%	0,75%
$n_c @ 1550 \text{ nm}$	1,4553	1,4509	1,4553

5.1 Détermination de la position focale

Nous avons réalisé une étude afin de déterminer la position focale optimale pour la gaufre de type C. La puissance a été fixée à $P = 2,60 \text{ W}$ et la vitesse d'écriture à 50 mm/s . La position focale telle que donnée par les moteurs Aerotech a été variée de $51,400 \text{ mm}$ à $51,505 \text{ mm}$ (cette valeur indique la position de la platine de translation X par rapport à son centre). La platine a été placée de telle sorte que son élongation maximale de 70 mm ne bute pas sur la monture de la lentille de focalisation. On évite ainsi des problèmes de désalignement où d'endommagements de la lentille. La Figure 5-1 présente deux cas : le premier (qui est l'optimal) où la tranchée descend jusqu'en

dessous du cœur alors que pour le second, la tranchée dépasse à peine la gaine. Toutes ces tranchées ont été photographiées et analysées pour trouver le plan focal de la lentille.

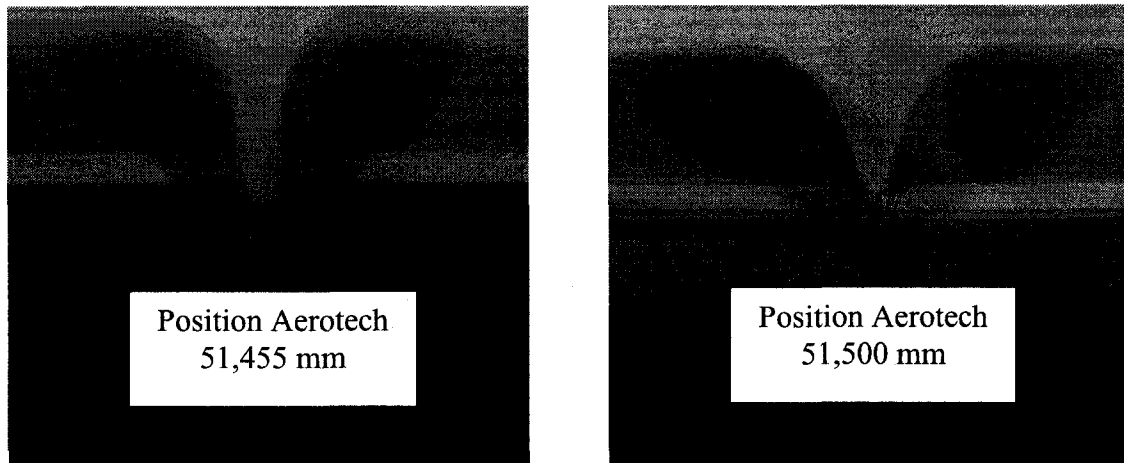


Figure 5-1: Photographie des facettes pour des tranchées réalisées à deux positions focales.

Pour ce faire, nous avons mesuré la profondeur de la tranchée à partir du niveau du cœur pour les différentes focales utilisées. Les résultats sont présentés à la Figure 5-2. On constate que le confinement complet est atteint (plus de $5,5 \mu\text{m}$ de profondeur) pour des positions des moteurs Aerotech comprises entre $51,420 \text{ mm}$ et $51,485 \text{ mm}$. La profondeur la plus importante est atteinte pour une position de $51,460 \text{ mm}$ où la profondeur gravée atteint $7,67 \mu\text{m}$. Cette position sera la valeur utilisée pour réaliser des guides dans cette gaufre. Pour les autres gaufres, la procédure serait la même. Cependant, connaissant la position optimale sur les échantillons de type C et son épaisseur totale incluant le substrat de silicium, il est facile de déduire la position optimale pour des échantillons différents. De plus, une erreur sur la position du point focal de $\pm 5 \mu\text{m}$ n'affecte pas vraiment les manipulations comme on peut le voir sur la Figure 5-2. La profondeur gravée pour les positions des moteurs comprises entre $51,455$ et $51,465 \text{ mm}$ semblent équivalentes. L'incertitude lors de la mesure de l'épaisseur d'un

échantillon quelconque avec une vis micrométrique Mutitoyo est de l'ordre de $\pm 2 \mu\text{m}$, valeur qui est inférieure à l'erreur possible sur la position focale. Nos échantillons pour la suite des expériences seront toujours au point focal de la lentille asphérique f_3 avec un diamètre de spot de $20,32 \pm 1 \mu\text{m}$.

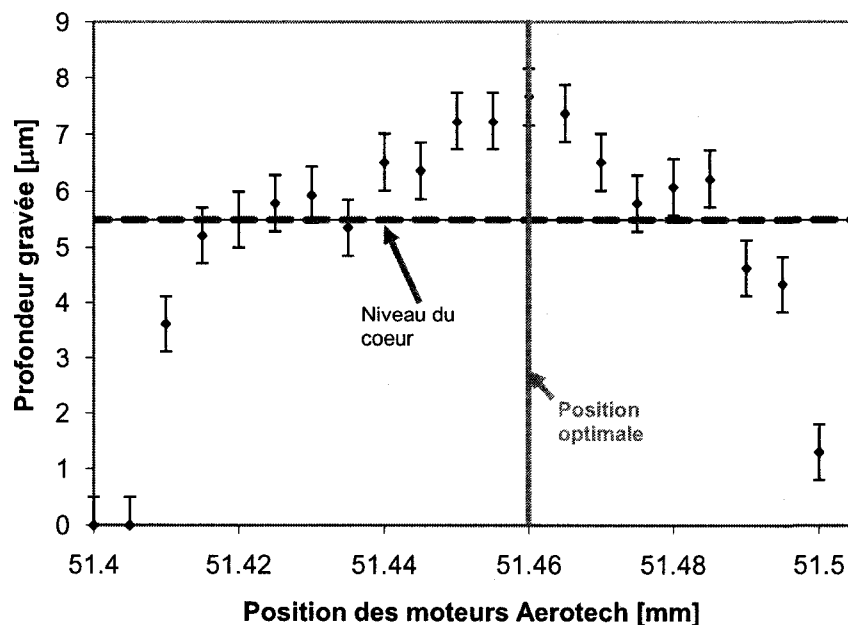


Figure 5-2: Profondeur gravée en fonction de la position des moteurs Aerotech. Puissance fixe de 2,60 W et vitesse d'écriture de 50 mm/s.

5.2 Détermination de la puissance nécessaire

Cette étude a été réalisée afin de déterminer la puissance nécessaire pour réaliser une ablation suffisante du matériau et descendre en dessous du cœur. Nous avons réalisé cette étude sur la gaufre de type B. La position a été fixée pour la position des échantillons de types B à 51,435 mm. La puissance a été variée entre 1,20 et 2,60 W avec une vitesse d'écriture toujours fixée à 50 mm/s. La Figure 5-3, représente la

variation de la profondeur gravée sur les échantillons de type B en fonction de la puissance. Nous avons représenté sur la Figure 5-3 l'interface cœur/tampon pour les trois types de gaufres. On voit que pour assurer une ablation suffisante, c'est-à-dire 3 μm en dessous du cœur, il faudrait appliquer une puissance légèrement supérieure. Pour la suite des expériences sur le type B, nous allons appliquer 1,65 W, 1 Watt pour le type A et 2,60 W pour le type C.

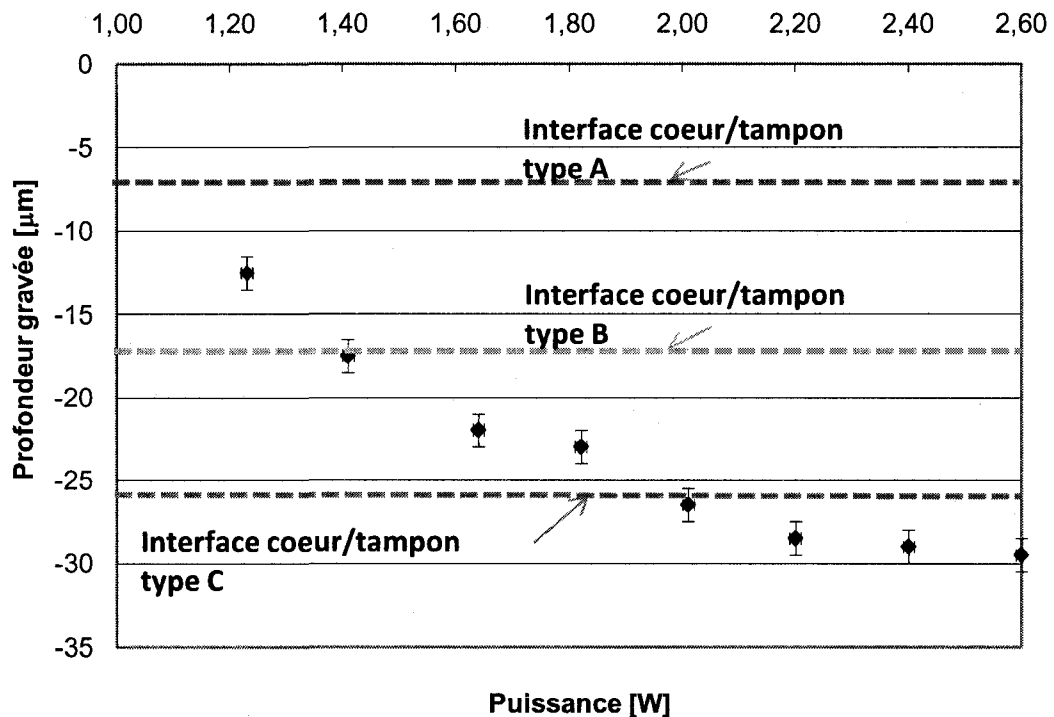


Figure 5-3: Profondeur gravée en fonction de la puissance du laser CO₂ pour le type d'échantillon

B. La position des moteurs Aerotech est 51,435 mm et la vitesse d'écriture de 50 mm/s.

5.3 Effets de l'espacement des tranchées sur le profil géométrique des guides d'ondes fabriqués

Nous avons vu précédemment que lors de l'interaction du laser CO₂ avec les couches minces, la zone affectée thermiquement correspond à la réduction de l'indice de réfraction (c'est-à-dire les zones de couleurs différentes dans la région du cœur sur les Figures 5-1 plus haut). Pour analyser les guides d'ondes, nous avons donc choisi de mesurer la géométrie du guide restant entre les deux tranchées. Pour ce faire, nous avons développé un programme Labview qui détecte un changement de luminosité sur une aire de recherche prédéfinie. Les photos sont prises à l'aide d'un objectif de microscope 50X et sont illuminées par la facette arrière par une source de lumière blanche. Les espacements entre les tranchées varient de 36 microns à 52 microns par incrément de 2 μm . L'interface du programme est représentée sur la Figure 5-4. Le programme permet à partir de la photo du guide de déterminer sa géométrie (Figure 5-4) ainsi que son profil (Figure 5-5). Une incertitude sur la prise de mesure existe puisque le programme se base sur une différence d'intensité lumineuse pour trouver la frontière entre le cœur et la gaine du guide d'onde fabriqué. Une fois, les guides d'ondes fabriqués et polie, ceux-ci sont analysés par le programme. On peut par la suite déduire rapidement de la distance des deux tranchées les dimensions du guide fabriqué.

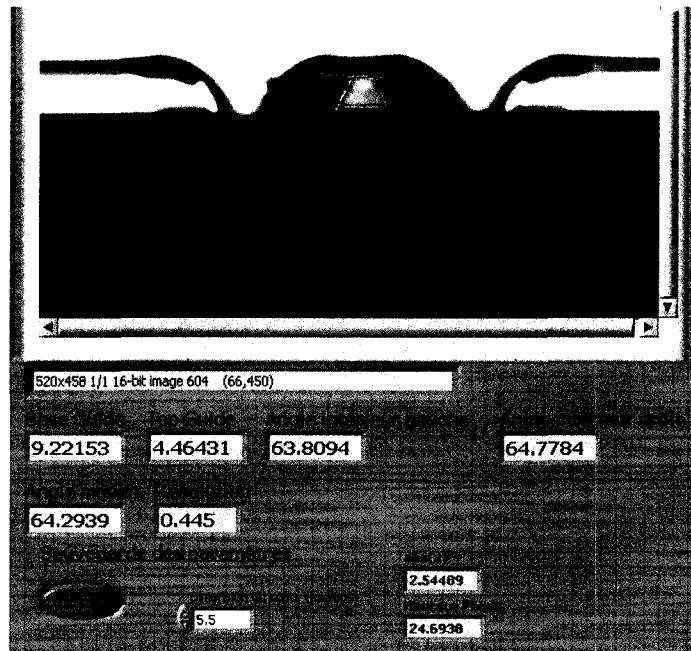


Figure 5-4: Interface du programme Labview permettant d'analyser la structure géométrique des guides d'onde fabriqués par laser CO₂.

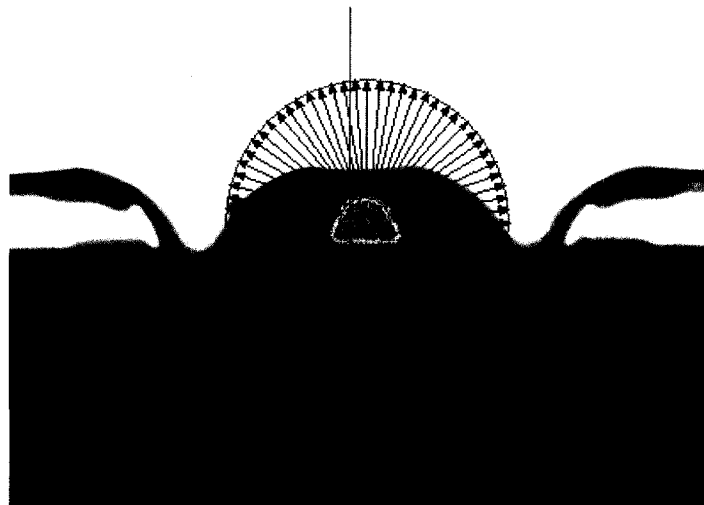
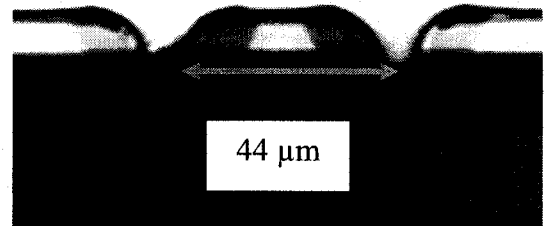
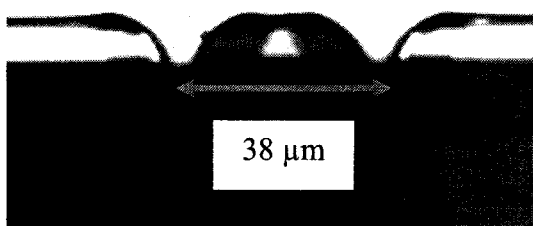
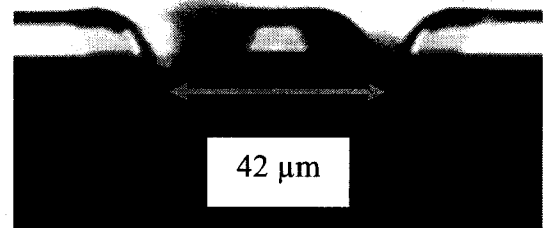
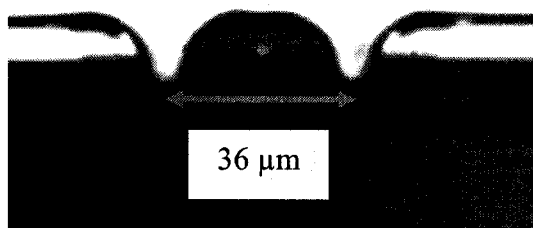


Figure 5-5: Résultat de la recherche du profil de la structure du guide d'onde d'espacement 38 μm représenté par les points jaunes. La ligne rose ne sert ici qu'à centrer la prise de photo du guide.

Nous commençons l'étude par les échantillons de type A. La puissance pour ce type d'échantillons a été fixée à 1 W avec une vitesse d'écriture de 50 mm/s. La Figure 5-6 montre l'effet de la variation de l'espacement des tranchées de 36 à 52 μm par incrément de 2 μm . On remarque clairement les dimensions du guide restant après ablation des deux tranchées. Après analyse de la structure géométrique des guides fabriqués par le programme Labview (Figure 5-4), nous avons résumé les dimensions de la grande base du trapèze ainsi que la petite base pour les échantillons de type A sur la Figure 5-7. L'angle interne du trapèze est constant et est de $64^\circ \pm 1^\circ$. Il en résulte que la différence entre grande base et petite base est constante. Les dimensions utilisées ultérieurement lors de la simulation par BPM à l'aide du logiciel Rsoft sont la grande base du trapèze ainsi que l'angle de la structure.



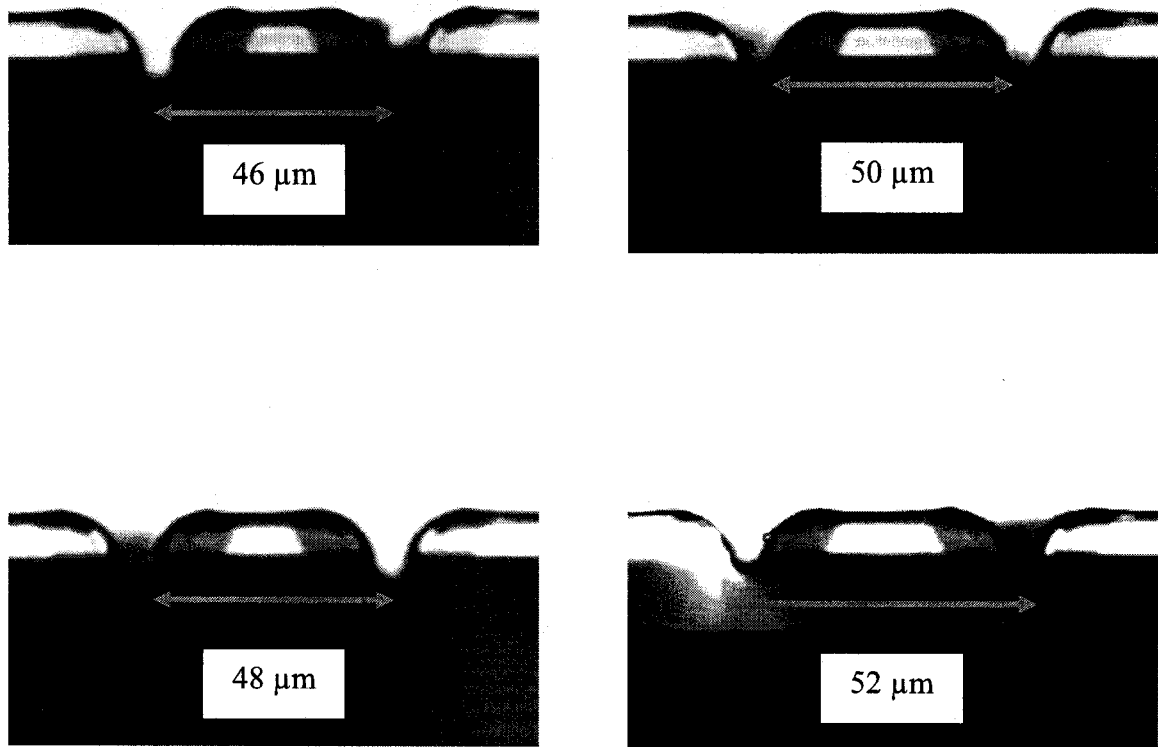


Figure 5-6: Photos des guides d'ondes enterrés sur les échantillons de type A pour différents espacements entre tranchées.

Une dépendance linéaire est notée entre l'espacement des tranchées et les dimensions mesurées.

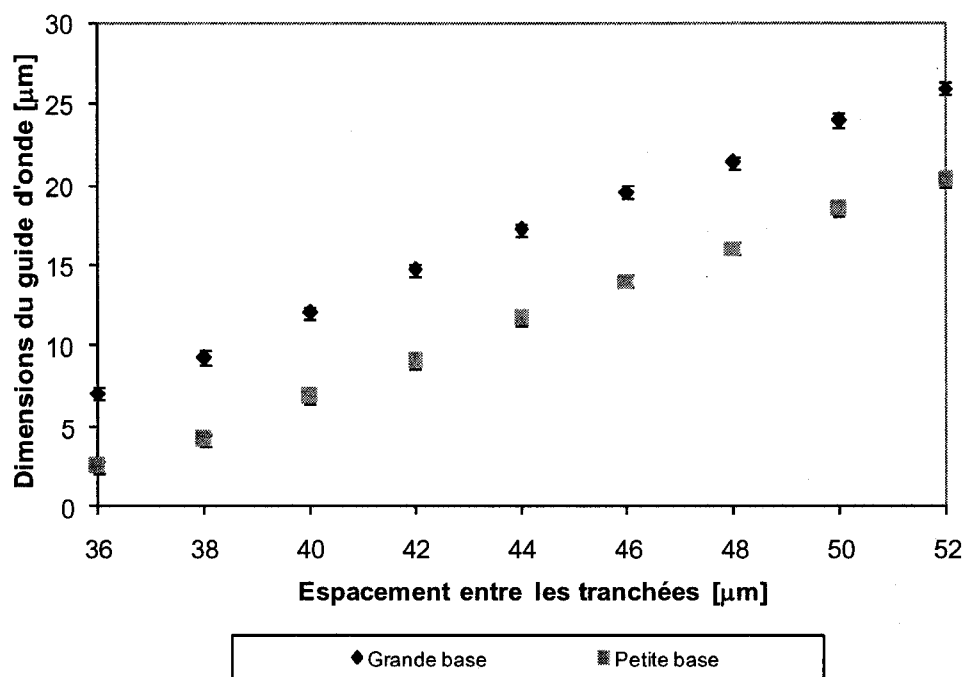
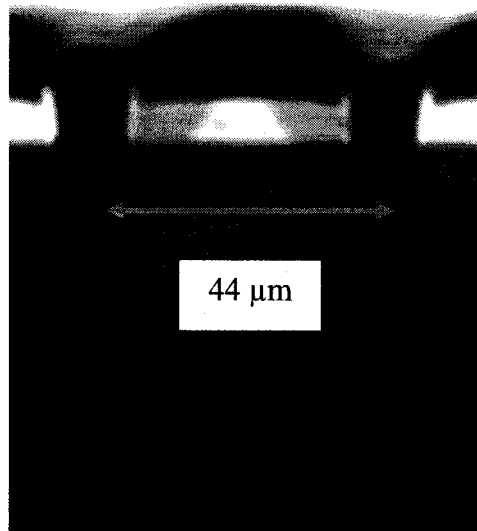
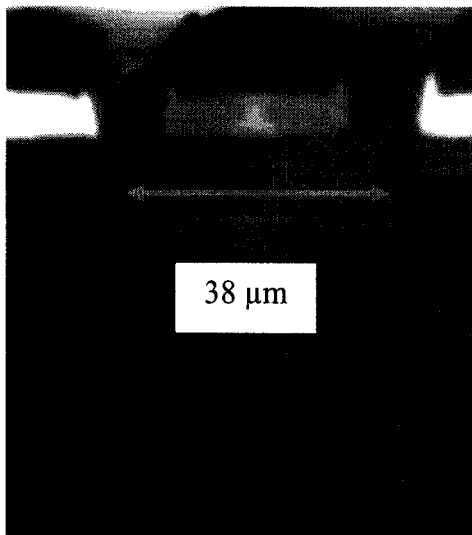
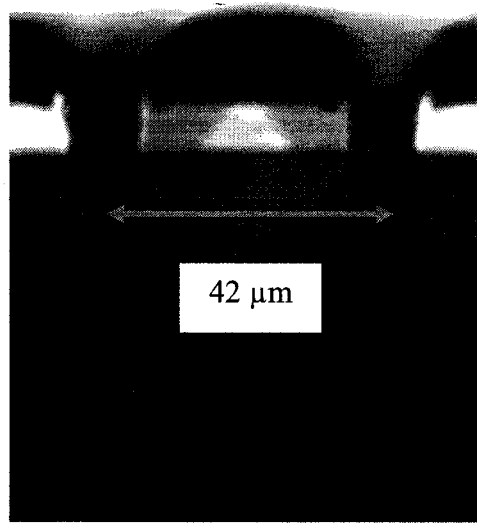
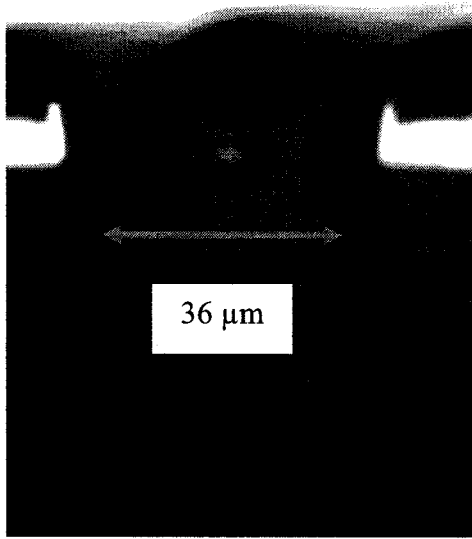


Figure 5-7: Dimensions des bases des structures trapézoïdales fabriquées en fonction de l'espacement des tranchées. Résultats obtenus sur les échantillons de type A avec une puissance de 1 W et une vitesse d'écriture de 50 mm/s.

La même étude a été faite pour les échantillons de type B. La puissance utilisée est de 1,65 W et une vitesse d'écriture de 50 mm/s. L'angle interne de la structure est par contre différent de celui du type A avec une valeur de $57^{\circ} \pm 1^{\circ}$.



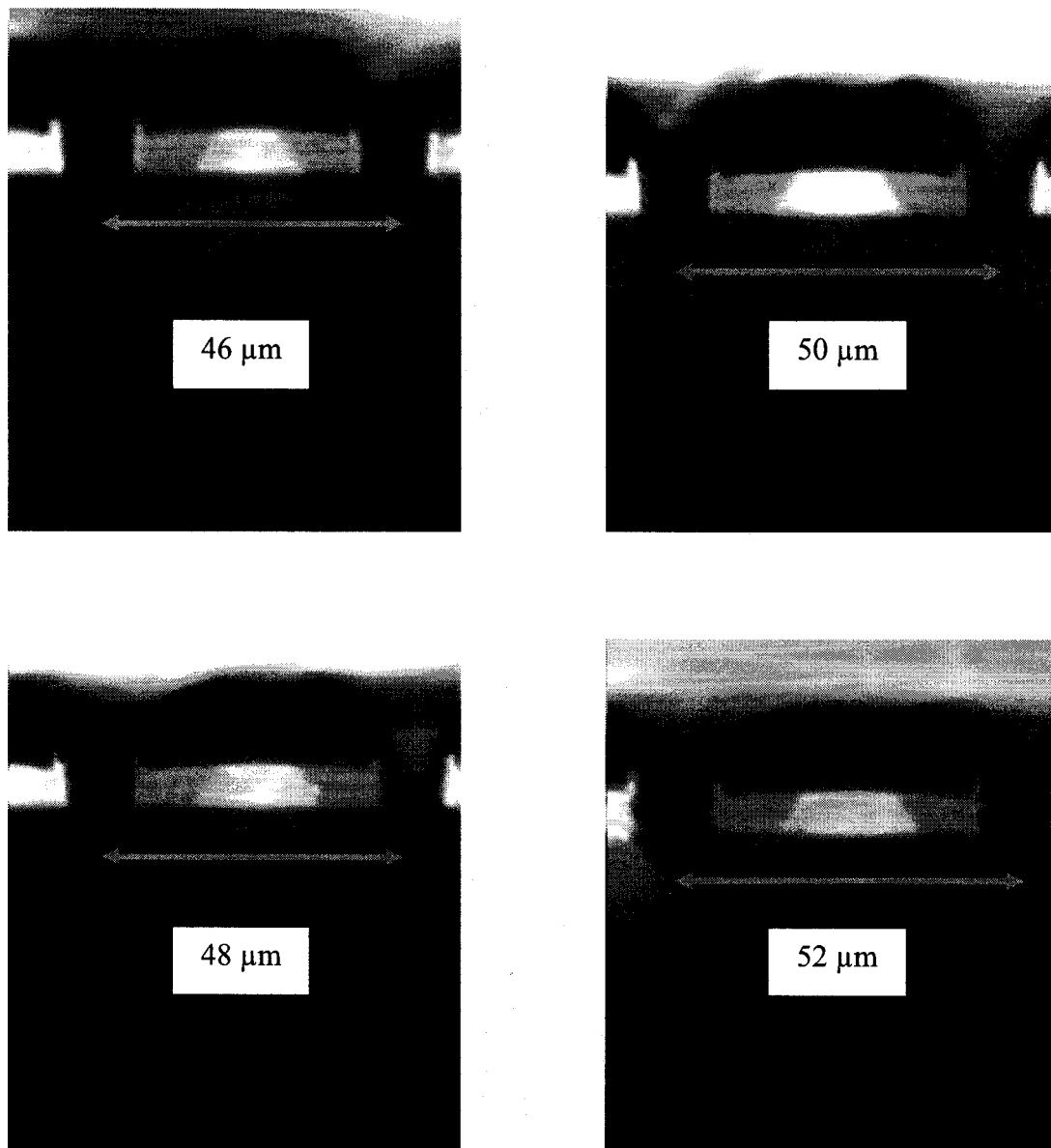


Figure 5-8: Photos des guides d'ondes enterrés sur les échantillons de type B pour différents espacements entre tranchées.

La Figure 5-9 représente les dimensions géométriques mesurées sur les guides d'ondes fabriquées sur les échantillons de type B.

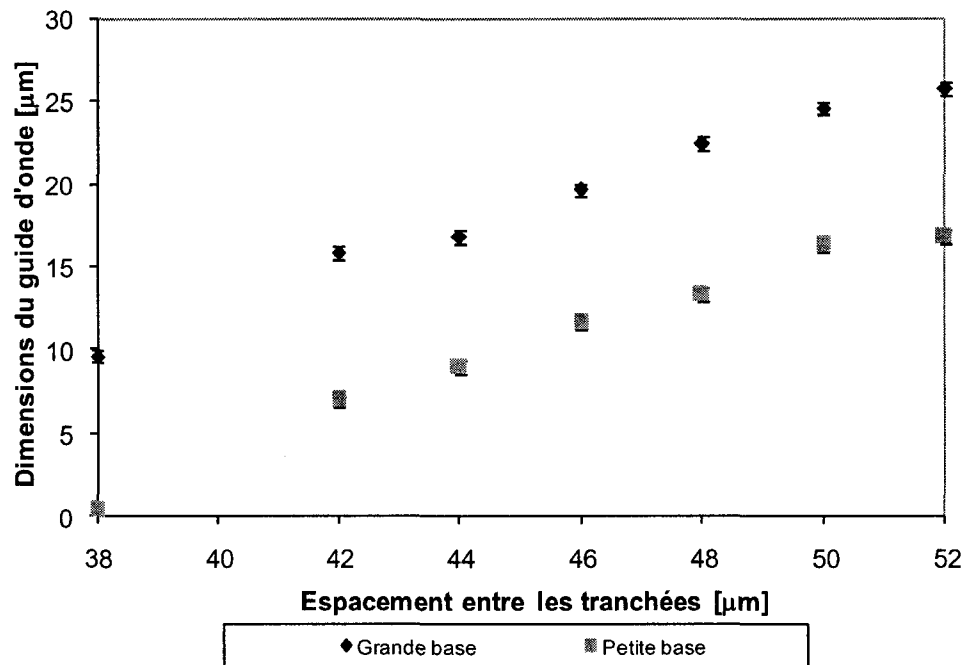


Figure 5-9: Dimensions des bases des structures trapézoïdales fabriquées en fonction de l'espacement des tranchées. Résultats obtenus sur les échantillons de type B avec une puissance de 1,65 W et une vitesse d'écriture de 50 mm/s.

Enfin pour terminer, nous représentons sur les Figures 5-10 et 5-11, les mesures faites sur les guides d'ondes fabriqués sur les échantillons de type C ainsi que les photos des guides d'ondes fabriqués. La puissance utilisée pour les échantillons de type C est de 2,60 W avec une vitesse d'écriture de 50 mm/s. La moyenne des angles sur les 8 mesures (soit 16 angles) pour le dernier type d'échantillon est de $58^{\circ} \pm 1^{\circ}$.

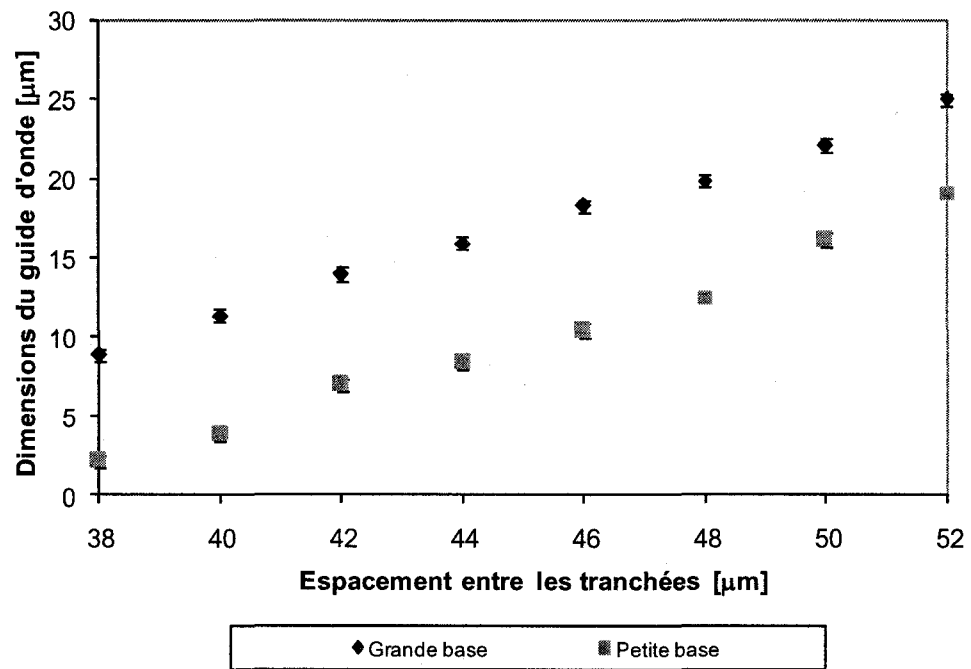
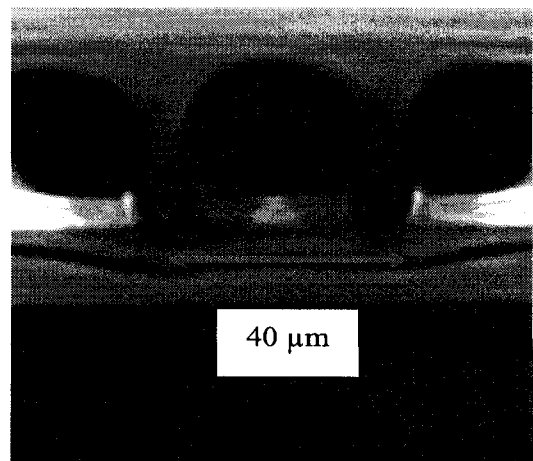
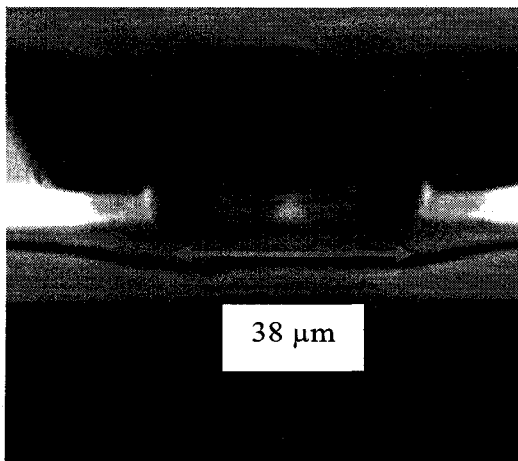


Figure 5-10: Dimensions des bases des structures trapézoïdales fabriquées en fonction de l'espace des tranchées. Résultats obtenus sur les échantillons de type C avec une puissance de 2,60 W et une vitesse d'écriture de 50 mm/s.



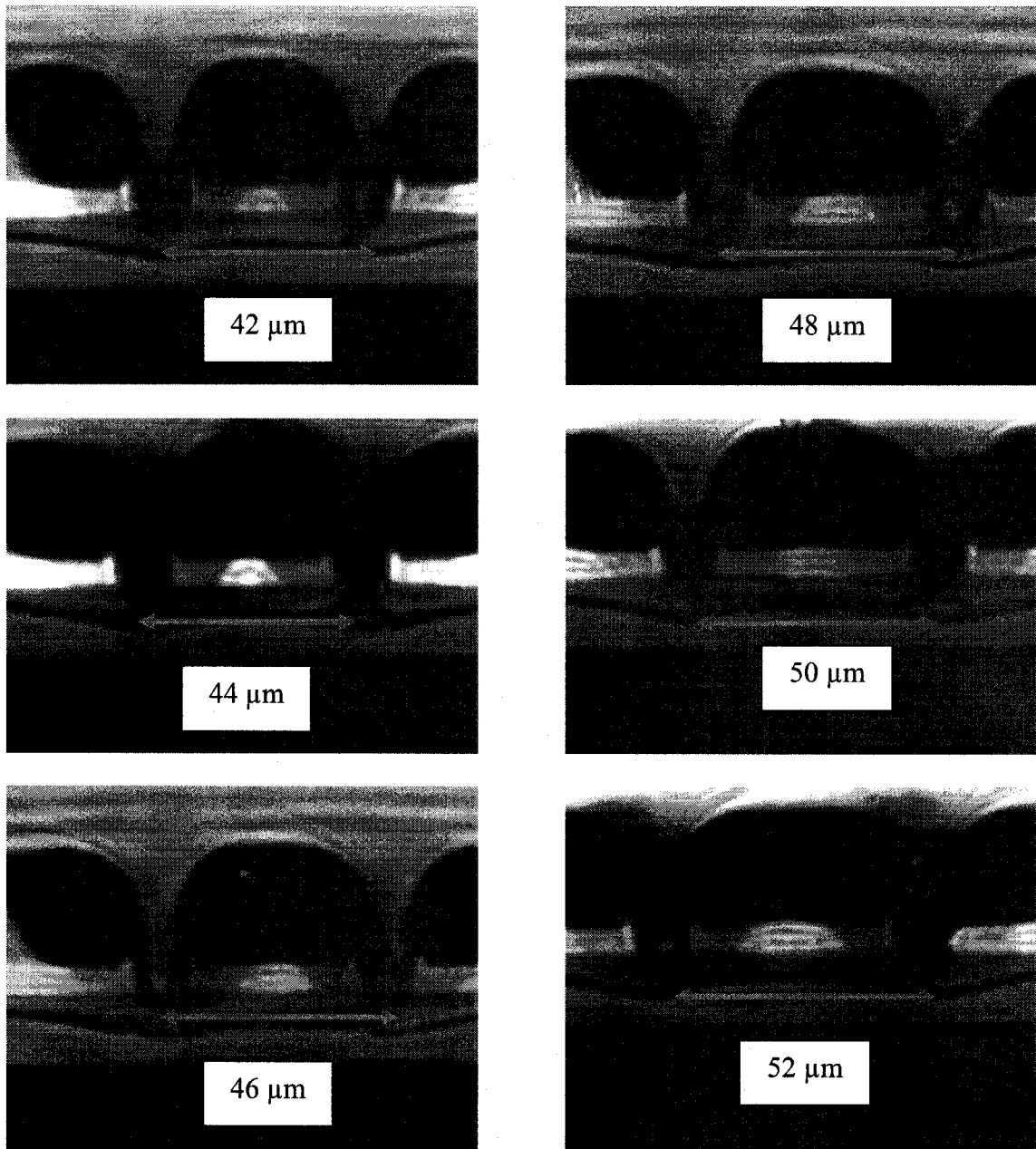


Figure 5-11: Photos des guides d'ondes enterrés sur les échantillons de type C pour différents espacements entre tranchées.

5.4 Mesure des pertes de propagation

Lorsque de la lumière se propage dans un guide d'onde, l'intensité lumineuse diminue entre l'entrée et la sortie du guide. Les phénomènes qui sont à l'origine de ces pertes dans les guides étudiés sont les suivants : les pertes d'injection liées à l'adaptation des modes (pertes en dB), les pertes liées à l'absorption (pertes en dB/cm), les pertes liées à la diffusion (pertes en dB/cm) et les pertes de couplage en sortie. Les pertes globales sont la somme de ces quatre grandeurs.

- Les *pertes par diffusion* proviennent d'imperfections localisées au sein de la couche guidante ou aux interfaces lorsque celles ci ont une taille supérieure ou de l'ordre de $\lambda/10$ (craquelures, défauts, rugosité de surface et fluctuations locales de l'indice de réfraction). Ces imperfections diffusent une partie de la lumière qui les traverse via des modes de radiation (diffusion Rayleigh). Les inhomogénéités au sein du matériau et les irrégularités aux interfaces sont les causes principales des pertes par diffusion. Elles peuvent cependant être minimisées par une optimisation du procédé d'écriture par laser CO₂. La puissance utilisée lors de la fabrication des guides d'ondes enterrés est telle qu'elle ne produit pas de craquelures notables au microscope. De plus, l'interface de la zone irradiée thermiquement et la zone non irradiée ne présente pas de rugosité dans le plan xy du guide. Les pertes par diffusion sur ce type de guide peuvent provenir d'une non uniformité de la forme de la structure (dans le plan xy) selon l'axe de propagation z .

- Les *pertes par absorption* sont principalement causées par l'absorption de la lumière par le matériau constituant le guide, dans notre cas la silice. L'absorption optique peut provenir de la présence de défauts ou d'impuretés chimiques (métaux de transition ou ions hydroxyles par exemple).
- Les *pertes par radiation* ont principalement lieu lorsque l'épaisseur du film est proche de l'épaisseur de coupure, ou lorsque son indice est proche de l'indice du substrat. Dans ce cas, la distribution du champ électromagnétique devient importante dans les milieux extrêmes. L'énergie transportée par le mode guidé est alors dissipée en partie dans le substrat. Mais les pertes par radiation peuvent aussi être dues à la présence d'imperfections au sein du guide ou sur le substrat, qui modifient la propagation de l'onde et induisent le passage d'un mode guidé à un mode de radiation.
- Les *pertes de couplage* dû au recouvrement du mode de la fibre sur celui du guide.

Une étape essentielle pour la préparation des échantillons qui contiennent ou contiendront des guides optiques est le polissage. En effet, la qualité des facettes de sortie et la perpendicularité des deux faces par rapport à l'axe de propagation de la lumière, sont des conditions fondamentales pour rendre possible l'injection de la lumière dans un guide. Bien évidemment, le polissage d'une qualité optique est moins strict pour un échantillon qui contient un guide plan que dans le cas d'un guide canal enterré. Il est facile de s'imaginer qu'il est plus facile de trouver une zone qui ne soit pas trop endommagée avec un guide plan (qui s'étend sur toute la largeur d'un échantillon) que

pour un guide canal enterré dont les dimensions ne dépassent pas une vingtaine de microns. Nous n'allons pas discuter de toutes les contraintes et tous les problèmes que nous avons rencontrés lors du polissage de nos échantillons, bien que ce sujet puisse être instructif. En fait toute la procédure exige de l'expérience et du temps, sans avoir souvent à l'issue des résultats expérimentaux concrets. Néanmoins l'obtention d'un bon polissage optique est une étape indispensable pour commencer des recherches quelconques sur des guides fabriqués par ablation directe au laser CO₂.

L'injection de lumière dans un guide est un problème délicat. En fait c'est une manipulation qui exige simplement beaucoup de pratique. Néanmoins, même si on la maîtrise très bien, il faut toujours rester prudent lors de l'analyse des résultats car le nombre des facteurs qui influencent ce système est grand : bonne adaptation des modes fondamentaux d'injection et du guide étudié, sensibilité mécanique des fibres optiques, vibration du système de positionnement, évolution des modes avec la longueur d'onde... La maîtrise de tous ces facteurs est délicate. Il faut se rendre compte que ce n'est qu'une partie de la lumière qui entre dans un guide, les pertes par couplage ont une importance significative rendant l'estimation objective des propriétés des guides canaux fabriqués difficile. La méthode généralement utilisée pour déterminer les pertes consiste à mesurer les pertes globales en sortie du guide d'onde, puis diminuer sa longueur (méthode dite de *cut back*). La courbe obtenue est une droite dont la pente donne les pertes de propagation et l'ordonnée à l'origine les pertes de couplage. Cette méthode n'a pas été appliquée sur nos guides d'onde. En effet, nous avons mis l'accent sur la mesure des pertes totales des guides d'onde fabriqués. Ces pertes totales comme nous l'avons mentionné auparavant incluent : les pertes de couplage fibre-guide, diffusion, absorption

et guide-fibre. Pour évaluer les pertes, nous avons fixé la longueur des guides à 2,5 cm et étudié l'influence de l'espacement entre les tranchées sur les pertes totales pour les trois types d'échantillons A, B et C.

Le couplage à l'entrée des structures guidantes est assuré au moyen d'une fibre optique HI1060 Flex de Corning unimodale à 1550 nm. La lumière qui sort du guide est collectée avec une autre fibre optique, celle-ci différente mais toujours unimodale à 1550 nm : la SMF28 de Corning. Le choix de la HI1060 vient du fait que l'intégrale de recouvrement du mode fondamental de la fibre et celui du guide est optimum. L'injection de lumière par cette fibre est donc préférable. Les caractéristiques des deux fibres utilisées pour le couplage avec les guides d'onde canaux sont représentées dans les Tableaux 4 et 5 respectivement pour l'entrée et la sortie.

Tableau 4 – Fibre HI 1060 FLEX utilisée pour le couplage en entrée du guide.

Spécification HI 1060 FLEX		
Diamètre gaine [μm]	125	$\pm 0,5$
Diamètre cœur [μm]	4,2	$\pm 0,1$
Δ %	1,00	
ON (Ouverture Numérique)	0,2	
MFD @1550 nm [μm]	6,3	$\pm 0,3$
MFD simulé @1550 nm [μm]	5,91	$\pm 0,01$

Tableau 5 – Fibre SMF28 utilisée pour collecter la lumière en sortie du guide.

Spécification SMF28-e		
Diamètre gaine [μm]	125	$\pm 0,5$
Diamètre cœur [μm]	8.2	$\pm 0,1$
Δ %	0,36	%
ON (Ouverture Numérique)	0,14	
MFD @1550 nm [μm]	10,4	$\pm 0,3$
MFD simulé @1550 nm [μm]	9,74	$\pm 0,01$

Ces fibres sont maintenues sur des systèmes de positionnement et d'alignement précis. Lors ce travail nous avons eu notamment à notre disposition deux types de systèmes. Un en provenance de Newport de type PM500 avec trois axes de positionnement d'une résolution de 50 nm et un deuxième de Thorlabs NanoMax (APT) d'une résolution équivalente au premier système. L'acquisition du système Thorlabs par le laboratoire fut grandement appréciée puisque le système Newport n'était pas très stable et les prises de mesures des spectres optiques sur les guides fabriqués étaient affectées (fluctuations importantes d'une prise à l'autre). Le montage de couplage et caractérisation des pertes est représenté sur la Figure 5-12. Ce dernier est constitué : d'une source large bande de JDS Uniphase BBS (1525-1610 nm) et d'un commutateur optique JDS Uniphase pouvant permuter la prise de mesure sur un détecteur ILX Lightwave ou sur un analyseur de spectre optique d'Anritsu (OSA).

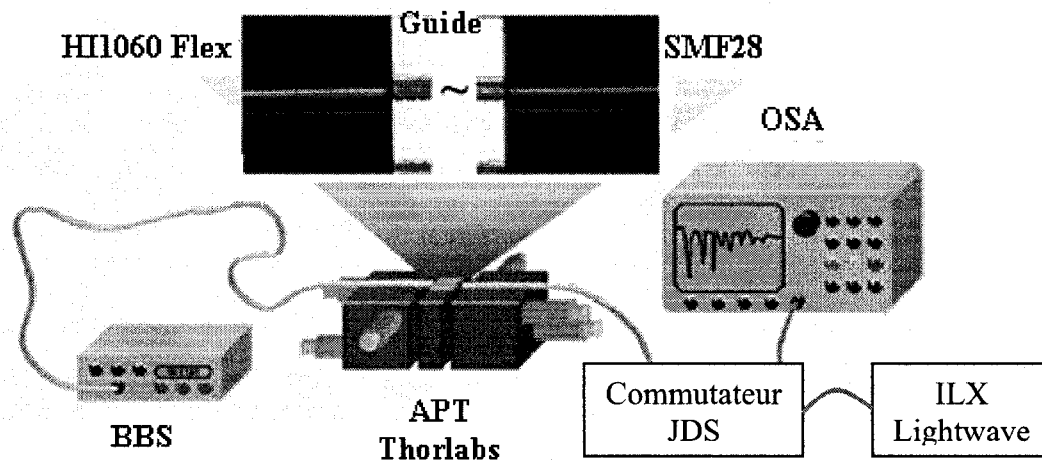


Figure 5-12: Montage de caractérisation des pertes optique. BBS : source large bande, OSA : Analyseur de spectre optique, APT : Système de positionnement, couplage par fibres HI1060Flex et SMF28.

Les Figures 5-13 et 5-14 montrent les performances sur tout le spectre optique des guides d'onde fabriqués avec des espacements entre tranchées allant de 32 à 52 μm pour les deux systèmes de positionnement Newport et Thorlabs respectivement (échantillons de type C : *AND2C3, série 1*). La stabilité du système Thorlabs sur la Figure 5-14, nous montre clairement une tendance lors de la variation de l'espacement des tranchées, ce qui n'est pas le cas sur la Figure 5-13 avec le système Newport. En effet, pour ce dernier il est difficile de déterminer quel est le guide optimal entre les espacements 42 μm à 48 μm . Pour les mesures faites avec le système Thorlabs, le guide d'espacement 44 μm est clairement identifié comme étant la structure ayant le moins de pertes d'insertion. Pour des espacements supérieurs à 38 μm , le guide est multimode. Le profil imposé à l'entrée du guide par la fibre optique est décomposé sur l'ensemble des modes guidés de la structure. Chaque mode guidé véhicule une fraction de puissance. Le tableau 6 présente la fraction de puissance véhiculée sur un guide de largeur de base de 25 μm et pour une

longueur de 20 mm pour différente position d'excitation de la fibre d'entrée (on rappelle que l'excitation se fait dans l'axe X du guide). Le tableau 6 montre l'effet de la diminution de puissance véhiculée par le mode fondamental de la structure lorsque la fibre est excentrée. Lors des manipulations et prises de mesures sur les pertes optiques, nous avons optimisé la position de la fibre à l'entrée de sorte à minimiser l'excitation de modes d'ordre supérieur.

Tableau 6 – Fraction de puissance véhiculée par les différents modes de la structure de base 25 μm et pour une longueur de 20 mm pour le type C.

	Fraction de puissance véhiculée		
	0	3	10
Position de la fibre [μm]	0	3	10
Mode 0	78.5	78.2	77.4
Mode 1	0.9	1	1
Mode 2	2.1	2.3	2.6

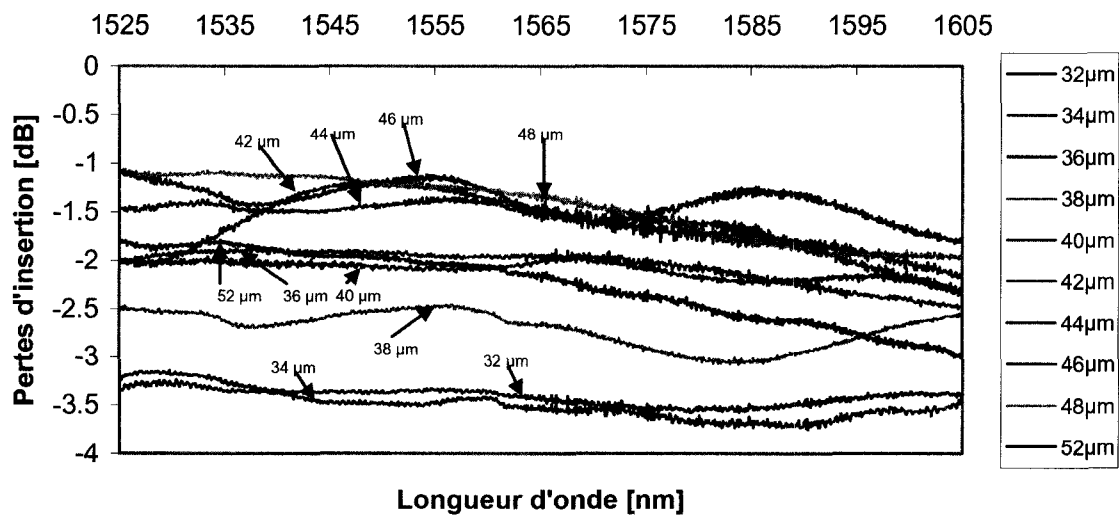


Figure 5-13: Spectres des guides échantillons de type C en fonction de l'espacement entre les tranchées mesurés avec le montage Newport.

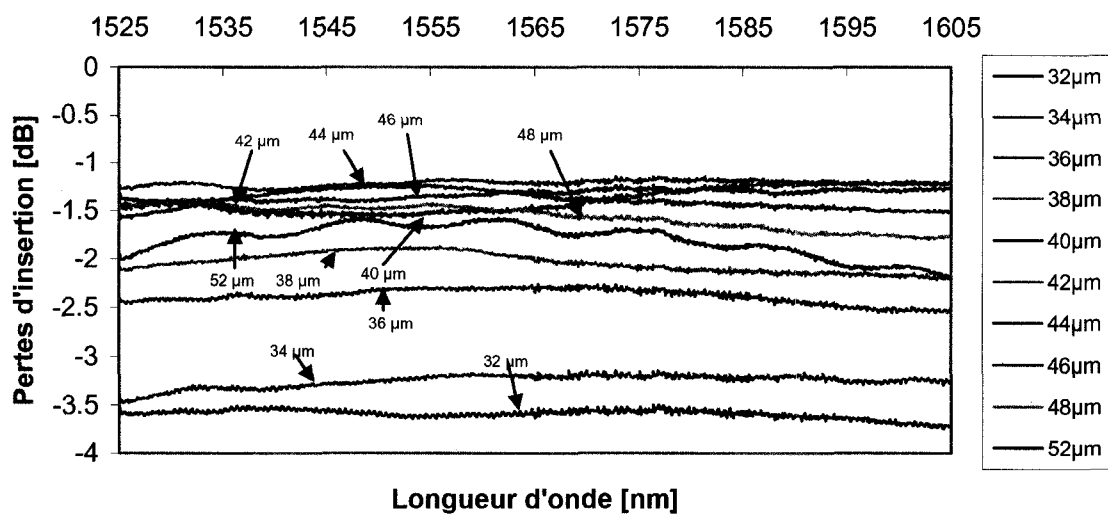


Figure 5-14: Spectres des guides échantillons de type C en fonction de l'espacement entre les tranchées mesurés avec le montage Thorlabs.

La Figure 5-15, représente la forme des guides utilisés pour la simulation BPM pour le type A, C et le type B. Le paramètre variant lors de la simulation est la largeur de la base du trapèze W , le reste de la géométrie est fixée par l'angle du trapèze θ_l qui a été mesuré dans le chapitre précédent et les indices de réfractifs des couches qui sont définis par le manufacturier des guides d'ondes plan.

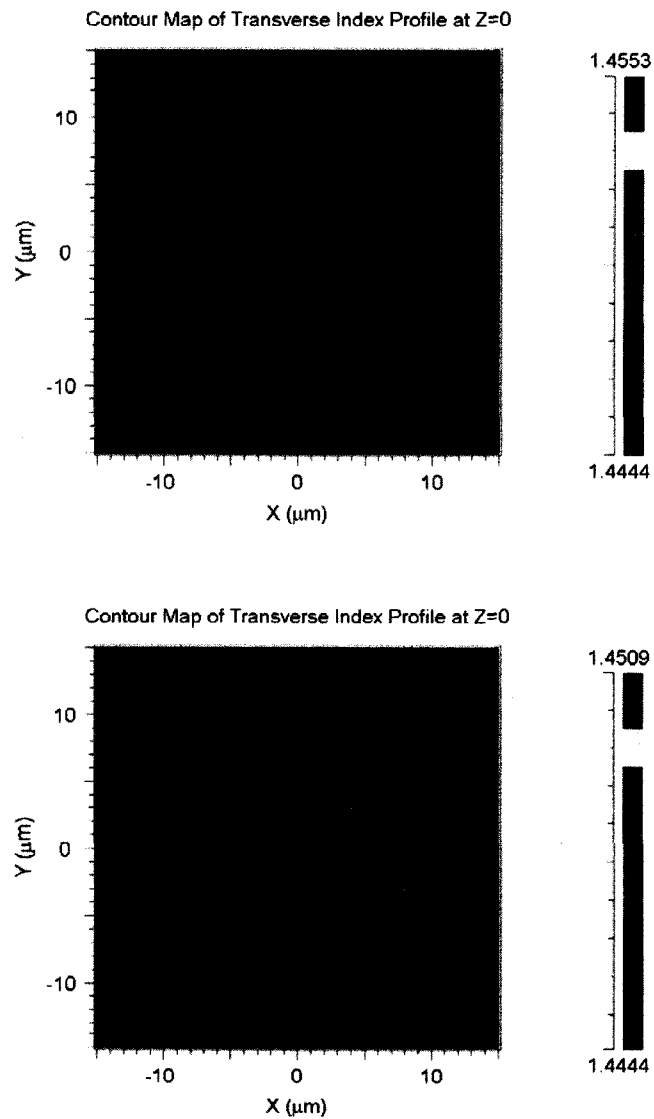


Figure 5-15: Forme des guides utilisée pour la simulation BPM. a) types A et C, b) type B

Les résultats pour des pertes totales ainsi que la simulation BPM pour les trois types d'échantillons A, B et C sont représentés sur les Figures 5-16, 5-17 et 5-18 respectivement. Les valeurs de séparation des tranchées sont comprises entre 32 et 52 microns mais n'indiquent pas la réelle dimension du guide fabriqué. Pour une meilleure compréhension, nous avons tracé les pertes totales des différents guides fabriqués en fonction de la largeur de la grande base du guide en question. Deux mesures expérimentales ont été prises pour chaque guide d'onde. Ceci dans le but de s'assurer de la reproductibilité de la prise de mesures. Les simulations BPM concordent assez bien avec les mesures expérimentales, un décalage entre la simulation et les valeurs obtenues est présent dans chaque type d'échantillon. La simulation BPM tient compte de l'intégrale de recouvrement avec les fibres d'entrée et de sortie. Cependant, la perte matérielle ainsi qu'une éventuelle rugosité ne sont pas prises en compte dans la propagation. La mesure expérimentale faite sur le guide inclut une perte supplémentaire à l'entrée et la sortie du guide due au gap d'air présent entre les fibres et le guide. On aura donc une perte additionnelle d'environ 8% (on a retranché le gap d'air présent dans notre référence HI1060-SMF28). Il faut aussi tenir compte de l'hypothèse du chapitre précédent, fixant l'indice de réfraction de la zone guidante toujours à saut d'indice. La géométrie des guides fabriqués a toujours la forme d'un trapèze (d'un triangle lorsque les tranchées sont assez proches, c'est-à-dire d'environ 36-38 μm).

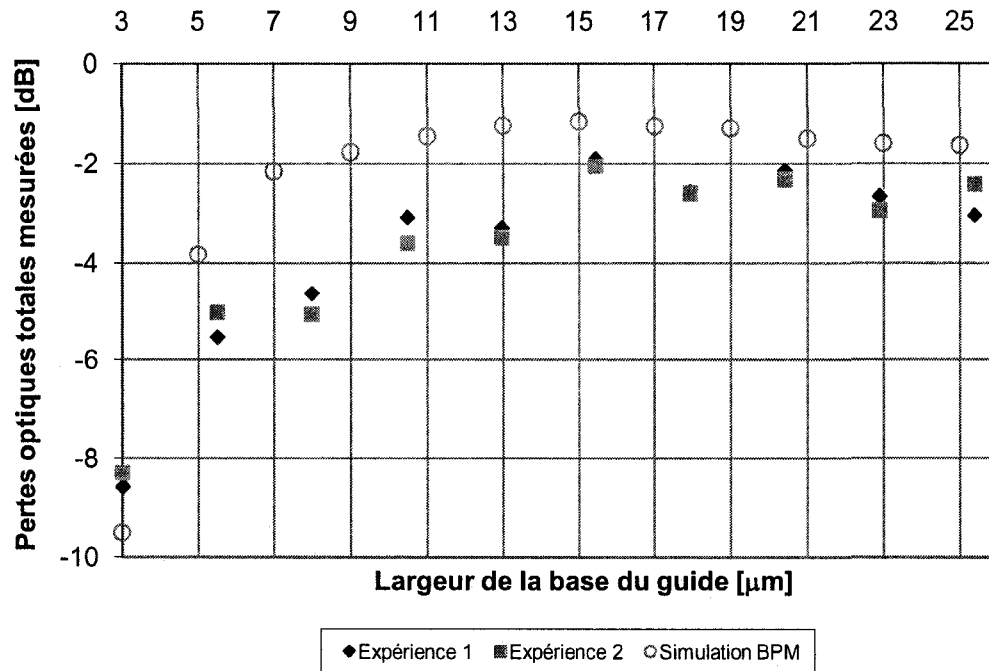


Figure 5-16: Pertes optiques totales pour les guides fabriqués sur les échantillons de type A à $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

La Figure 5-16, montre un optimum c'est-à-dire des pertes minimales pour le guide de largeur de base égale à $15,4 \mu\text{m}$ (correspondant à un espacement de $44 \mu\text{m}$) avec des pertes de couplage totales expérimentales de $1,91 \text{ dB}$. On peut noter aussi que l'augmentation de la largeur du guide n'influence pas vraiment les pertes puisque ces dernières pour le guide le plus large est d'environ 3 dB . Cependant, lorsque l'on diminue la largeur optimale, l'influence des pertes se fait plus ressentir. Nous l'avons vu antérieurement qu'un rapprochement des tranchées peut effacer complètement la structure guidante. Il est probable qu'en augmentant l'épaisseur de la gaine de réduire les pertes.

Les guides sur les échantillons de type A ont été fabriqués avec une puissance de 1 Watt et une vitesse d'écriture de 50 mm/s au point focal de la lentille (correspond à un diamètre de faisceau d'environ $20,32 \pm 1 \mu\text{m}$).

La composition géométrique des échantillons de type B est plus adéquate que le type A. On le remarque expérimentalement sur la Figure 5-17 puisque les pertes minimales en moyenne sur le spectre de 1525 à 1605 nm sont de 0,86 dB pour une base de 16,8 μm (correspond à espacement de 44 μm). L'augmentation ou la diminution de la largeur affecte évidemment les pertes mais celles-ci ne dépassent pas 3 dB, ce qui n'est pas le cas des guides de type A. Le rajout d'une gaine de 10 μm et d'un cœur plus large de 7 μm favorise le couplage fibre-guide, le diamètre du mode injecté par la HI1060 Flex étant de 6,3 μm à 1550 nm. Les guides sur les échantillons de type B ont été fabriqués avec une puissance de 1,65 W et une vitesse d'écriture de 50 mm/s au point focal de la lentille (correspond à un diamètre de faisceau d'environ $20,32 \pm 1 \mu\text{m}$). On note aussi dans la Figure 5-17, les pertes excessives du guide de largeur 22,4 μm , celles-ci sont probablement dues à une imperfection des facettes d'entrée et de sortie du guide.

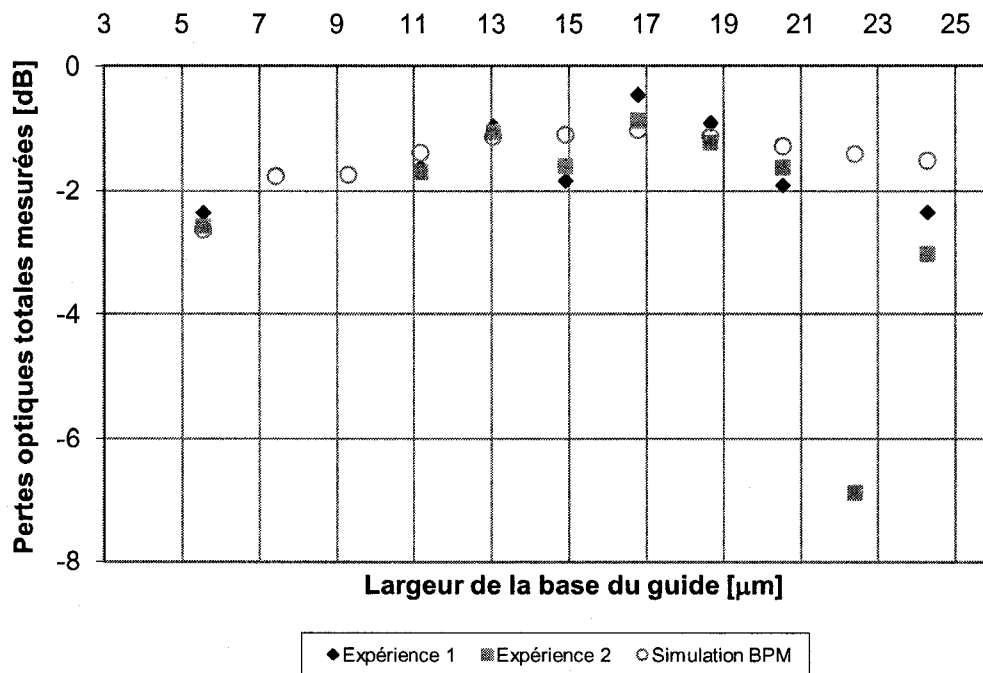


Figure 5-17: Pertes optiques totales pour les guides fabriqués sur les échantillons de type B à $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

Le type d'échantillon B semble de loin être le meilleur candidat pour la suite des expériences sur la fabrication d'un diviseur de puissance 1×4 basé sur le principe d'interférences multimodale (MMI : Multi Mode Interferences) que nous étudions dans le chapitre suivant.

Nous sommes revenus à la première source d'échantillons mais cette fois-ci avec une gaine plus épaisse que le type A (c'est-à-dire $20 \mu\text{m}$). Sur la Figure 5-18, on remarque l'amélioration venant d'une épaisseur plus grande de gaine, puisque les pertes optimales en moyenne sur le spectre de 1525 à 1605 nm sont de 1,22 dB pour une base de $15,8 \mu\text{m}$ (correspondant à espacement de $44 \mu\text{m}$). Si on compare deux guides d'espacement $38 \mu\text{m}$ de type A et de type C, on remarque une amélioration des pertes de 1,45 dB. Les

guides sur les échantillons de type C ont été fabriqués avec une puissance de 2,6 W et une vitesse d'écriture de 50 mm/s, toujours au point focal de la lentille (c'est-à-dire avec un diamètre de faisceau d'environ $20,32 \pm 1 \mu\text{m}$).

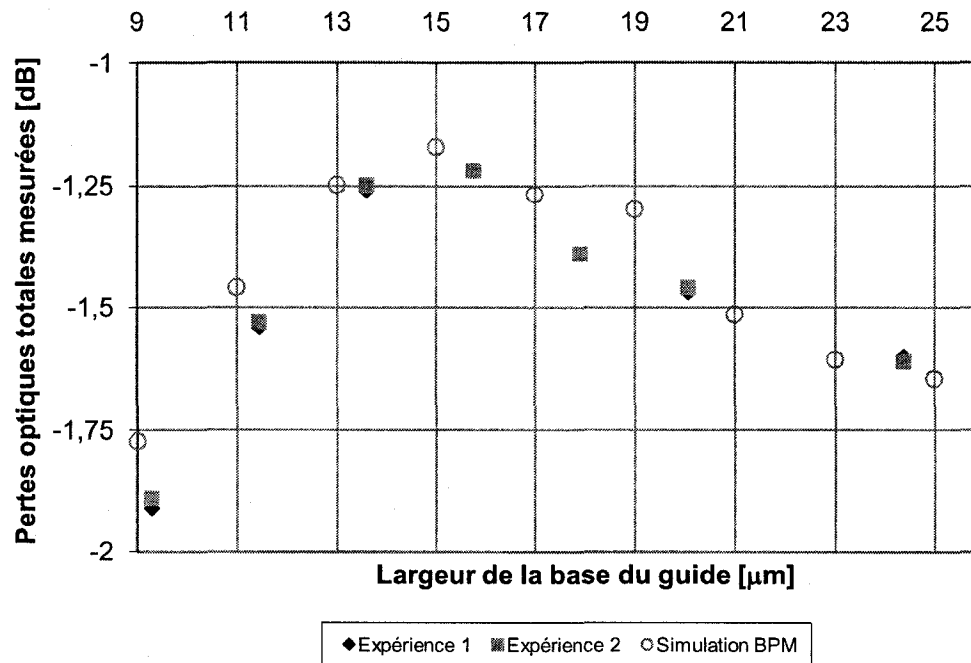


Figure 5-18: Pertes optiques totales pour les guides fabriqués sur les échantillons de type C à $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

5.5 Conclusion

Dans cette partie consacrée à la fabrication de guides d'onde par laser CO_2 . Nous avons tout d'abord optimisé notre banc d'écriture de sorte à avoir la plus petite taille focale sur l'échantillon. Nous avons ensuite paramétrisé l'écriture en ajustant la puissance laser et l'espacement entre les tranchées. Par la suite, nous avons mesuré expérimentalement les pertes totales des guides fabriqués sur différents échantillons. Des pertes totales

d'insertion incluant le couplage d'entrée et de sortie à l'aide de fibres optiques ainsi que la propagation ont conduit à des pertes minimales de l'ordre de 0,34 dB (types B) pour ces guides d'ondes fabriqués par laser CO₂. Cette nouvelle technique de fabrication de guide d'ondes est très prometteuse de par sa simplicité et sa rapidité.

CHAPITRE 6

RÉALISATION D'UN DIVISEUR DE PUISSANCE

1×4 BASÉ SUR LE PRINCIPE DES INTERFÉRENCES MULTIMODALES

6.1 Diviseur de puissance 1×4

Les deux types de composants en géométrie plane permettant de diviser des faisceaux en N parties sont : les jonctions Y et les composants à interférence multimodale (ou MMI pour *Multi Mode Interferometer*). Les jonctions Y présentent une difficulté au niveau de la séparation de la branche incidente. La taille du faisceau sur l'échantillon étant optimisée à une vingtaine de microns, il n'est pas possible de réunir étroitement deux guides d'ondes rendant de ce fait la réalisation d'une jonction Y sensible. En effet, les deux tranchées internes de la jonction se rejoignent au même point comme représenté sur la Figure 6-1. Ce point commun sera donc doublement chauffé par le laser affectant directement les dimensions de la zone de chauffe. Les dimensions des guides ne seront plus uniformes et des pertes supplémentaires limiteront les performances du composant.

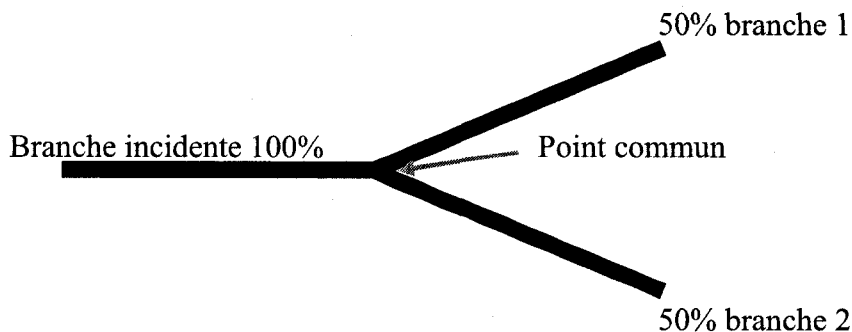


Figure 6-1: Schéma de principe d'une jonction Y.

En raison des limitations de la technique de fabrication proposée, la dernière conception a été choisie. La conception de composants MMI est beaucoup plus flexible avec cette technique de fabrication, mais dépend de l'espacement physique des canaux de sortie (Figure 6-2).

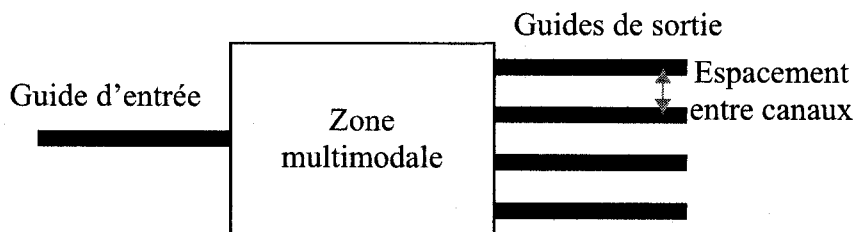


Figure 6-2: Schéma de principe d'un MMI 1x4.

Comme nous avons vu dans la section précédente, l'espacement optimal entre deux tranchées pour obtenir un guide d'onde enterré avec des pertes totales optiques minimales est de $44 \mu\text{m}$. Cet espacement est donc la valeur minimale entre deux guides d'ondes adjacents durant la conception des MMI.

6.2 Interférences multimodale : Principe des images multiples

Les composants à interférence multimodale (ou MMI) utilisent une propriété des guides d'ondes multimodale dite de *self imaging*, qui consiste à reproduire le profil du champ électromagnétique d'entrée du guide en une ou plusieurs images réparties périodiquement dans la direction de propagation du guide [97]. Le principe est d'utiliser une portion de guide d'onde multimodal à la suite d'un guide unimodal. A l'entrée du guide unimodal, le champ électromagnétique qui était confiné sur le mode d'ordre 0 va se décomposer en une distribution de champs de tous les modes guidés du guide large. Le champ à l'intérieur de la structure peut alors être vu comme la somme des intensités couplées sur les différents modes guidés. Ces modes possédant des constantes de propagations différentes, l'intensité varie en fonction de la position le long du guide et l'on peut montrer que pour des positions particulières une image *identique* à celle de l'entrée est observée.

Cette propriété du principe d'interférence multimodale (MMI), a été à la base de nombreux dispositifs de l'optique intégrée. Elle a, en effet, été largement utilisée dans la réalisation de coupleurs optiques [98, 99], de diviseurs de faisceau [100-102] ou encore pour le multiplexage/démultiplexage en longueur d'onde [103]. La popularité de dispositif à base de MMI vient du fait qu'ils offrent des performances supérieures aux dispositifs jusque là employés en termes de niveau de pertes, sensibilité à la polarisation et aux paramètres de fabrication [99, 104] ou encore en termes de sensibilité à la longueur d'onde [105]. Un autre avantage vient du fait de leur faible taille

comparativement aux dispositifs classiques [99, 106]. Parmi les diverses voies technologiques de fabrication de composants à base de MMI, la technologie de l'optique intégrée silice sur silicium s'avère particulièrement intéressante. En effet, l'optique intégrée silice sur silicium est une technologie compatible avec celle de la fibre optique, ce qui permet d'envisager la fabrication de dispositifs hybrides fibre optique/optique intégrée dont les pertes de couplage sont faibles.

La théorie des interférences multimodales est maintenant bien connue et permet de prévoir la formation des images d'interférences le long des sections multimodales. L'outil de simulation tel que BeamProp de la compagnie RSoft employant la méthode de faisceau propagé (BPM) est adapté pour permettre la conception des composants à base de sections multimodales.

Ce chapitre est composé de trois sections. La première est consacrée à une introduction sur la théorie de la formation des images d'interférence au sein d'un guide multimodal. Nous verrons que la théorie de l'optique guidée prédit la formation périodique d'images simples ou multiples de la distribution du champ électromagnétique dans un guide multimode. Dans la deuxième section nous décrivons brièvement les résultats de simulation nécessaire à la réalisation du dispositif MMI 1×4 . La troisième section porte sur la réalisation de composants à base de MMI 1×4 , les résultats ont comparés avec les simulations obtenues par BPM.

6.2.1 Théorie

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le nombre m de modes guidés d'ordre ν ($\nu = 0, 1, 2, \dots, m-1$) dépend de la largeur du guide d'onde. Le champ des modes guidés est exponentiellement décroissant à l'extérieur du guide d'indice n_g et varie selon la forme $\cos(k_{y\nu}y)$ pour les modes pairs et $\sin(k_{y\nu}y)$ pour les modes impairs dans le cœur du guide d'indice n_c .

La largeur effective du champ du mode d'ordre ν notée $W_{e\nu}$ peut être approximée par la largeur effective W_{e0} correspondant au mode fondamental de la structure (que nous noterons par la suite W_e) et nous pouvons écrire [107]:

$$W_e = W_g + \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right) \left(\frac{n_g}{n_c}\right)^{2\sigma} \frac{1}{\sqrt{(n_c^2 - n_g^2)}} \quad (6.1)$$

avec W_g la largeur du guide, $\sigma = 0$ pour les modes TE et $\sigma = 1$ pour les modes TM. La constante de propagation du mode d'ordre ν s'écrit sous la forme [107]:

$$\beta_\nu = k_0 n_c - \frac{(\nu+1)^2 \pi \lambda_0}{4n_c W_e^2} \quad (6.2)$$

La longueur de battement entre les deux modes d'ordre 0 et 1 est alors exprimée par :

$$L_\pi = \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_1} = \frac{4n_c W_e^2}{3\lambda_0} \quad (6.3)$$

Ainsi, les équations (6.2) et (6.3) nous permettent d'écrire la séparation des constantes de propagation du mode d'ordre ν par rapport à celle du mode fondamental sous la forme :

$$(\beta_0 - \beta_\nu) = \frac{\nu(\nu + 2)\pi}{3L_\pi} \quad (6.4)$$

L'équation (6.4) qui exprime le déphasage à une longueur près entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur, montre la possibilité d'obtenir une variation périodique de la distribution du champ dans le guide optique et cette variation est caractérisée par la longueur de battement L_π .

Lorsqu'un champ de profil $\Psi(y, z = 0)$ est imposé à l'entrée du guide multimodal ($z = 0$), il est décomposé sur l'ensemble des modes guidés de la structure $\varphi_\nu(y)$:

$$\Psi(y, 0) = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_\nu \varphi_\nu(y) \quad (6.5)$$

où c_ν sont les coefficients d'excitation des modes.

Ainsi, la distribution du champ à une distance $z = L$ peut s'écrire comme la superposition des profils de tous les modes guidés :

$$\Psi(y, L) = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_\nu \varphi_\nu(y) e^{j\omega t} \exp[-j\beta_\nu L] \quad (6.6)$$

En considérant le terme dépendant du temps implicite dans ce qui suit et en factorisant par le déphasage du mode fondamental, on peut alors réécrire l'équation (6.6) sous la forme :

$$\Psi(y, L) = e^{-j\beta_0 L} \sum_{\nu=0}^{m-1} c_\nu \varphi_\nu(y) \exp[j(\beta_0 - \beta_\nu)L] \quad (6.7)$$

En substituant l'équation (6.4) dans (6.7), on obtient alors :

$$\Psi(y, L) = e^{-j\beta_0 L} \sum_{\nu=0}^{m-1} c_{\nu} \varphi_{\nu}(y) \exp \left[j \frac{\nu(\nu+2)\pi}{3L_{\pi}} L \right] \quad (6.8)$$

Ainsi, la distribution du champ $\Psi(y, L)$ dans le guide multimodal, et par conséquent le type d'images formées, est déterminée par les coefficients d'excitation c_{ν} et les propriétés du facteur de phase :

$$\exp \left[j \frac{\nu(\nu+2)\pi}{3L_{\pi}} L \right] \quad (6.9)$$

Nous pouvons remarquer que de par la périodicité du déphasage relatif entre les modes, la distribution du champ est elle-même périodique et que certaines valeurs de ce déphasage, que nous explorons dans la section suivante, conduisent à une distribution de champ qui est l'image exacte du champ en entrée du guide [107].

Afin de donner une description de la formation des images dans le guide multimode, nous posons les propriétés suivantes :

$$\nu(\nu+2) = \begin{cases} \text{pair} & \text{pour } \nu \text{ pair} \\ \text{impair} & \text{pour } \nu \text{ impair} \end{cases} \quad (6.10)$$

$$\varphi_{\nu}(-x) = \begin{cases} \varphi_{\nu}(x) & \text{pour } \nu \text{ pair} \\ -\varphi_{\nu}(x) & \text{pour } \nu \text{ impair} \end{cases} \quad (6.11)$$

Cette dernière propriété étant une conséquence de la symétrie structurale du guide par rapport à l'axe y . Lorsqu'aucune restriction n'est faite sur l'excitation du guide multimodal (c'est-à-dire que tous les modes guidés de la structure peuvent être excités), et en inspectant l'équation (6.8), nous nous apercevons que $\Psi(y, L)$ est une image directe du champ d'entrée $\Psi(y, 0)$ si :

$$\exp\left[j\frac{\nu(\nu+2)\pi}{3L_\pi}L\right]=1 \text{ ou } (-1)^\nu \quad (6.12)$$

La première condition implique que le déphasage de tous les modes à la distance L soit un multiple de 2π . Dans ce cas, tous les modes interfèrent avec la même phase relative et la distribution de champ à la distance L est alors une réplique directe du champ d'entrée. La seconde condition implique que les modes d'ordre pair soient déphasés d'un multiple de 2π à la distance L , alors que les modes d'ordres impairs sont déphasés d'un multiple impair de π . Dans ce cas, les modes pairs seront en phase à la distance L , alors que les modes impairs seront en opposition de phase. La distribution du champ à la distance L est une réplique miroir (c'est-à-dire symétrique par rapport au plan $y = 0$) du champ d'entrée. La propriété (6.10) nous indique alors que les conditions imposées par la relation (6.12) ont remplies pour des distances L telles que :

$$L = p(3L_\pi) \quad (6.13)$$

Il est également possible d'obtenir N images du champ exciteur $\Psi(y,0)$ à des distances intermédiaires de celles précédemment cités et il a été montré [107] que ces images se forment à des distances L telles que :

$$L = \frac{p}{N}(3L_\pi) \quad (6.14)$$

Où p et N sont deux entiers sans diviseur commun. N est le nombre d'images formées dans la section du guide multimode et p est le nombre de fois où l'image multiple est répétée le long du guide. Il a également été montré [107] que l'énergie se répartit de façon équitable sur l'ensemble des N images, c'est-à-dire que chaque image du champ a une amplitude de $1/\sqrt{N}$ de celle du champ à l'entrée.

6.2.2 Excitation restreinte

Nous avons décrit jusqu'à présent, le phénomène de formation d'images simples ou multiples le long d'un guide multimode sans aucune restriction imposée sur l'excitation modale de la structure, c'est-à-dire que tous les modes guidés pouvaient être excités. Il est intéressant, cependant, d'étudier les cas particuliers d'excitations qui permettent de n'exciter que certains des modes guidés de la structure. Cette excitation sélective permet d'obtenir la formation des images sur des périodes plus courtes et ainsi de réduire la taille des dispositifs. La sélection des modes excités se fait à travers le contrôle de la position du champ à l'entrée de la structure.

Excitation symétrique :

En excitant seulement les modes symétriques de la structure, la formation des images est obtenue par une combinaison linéaire de ces modes symétriques (ν pair) sur des distances 4 fois plus courtes que dans le cas d'une excitation générale [107].

En remarquant que :

$$\text{mod}_4 [\nu(\nu + 2)] = 0 \text{ pour } \nu \text{ pair} \quad (6.15)$$

l'équation (6.8) indique que la distance de formation des images sera divisée par 4 si :

$$c_\nu = 0 \text{ pour } \nu = 1, 3, 5, \dots \quad (6.16)$$

autrement dit, si les modes antisymétriques ne sont pas excités. Cette condition peut être obtenue en positionnant le champ d'entrée au centre du guide (en $y = 0$), le champ d'entrée devant être symétrique par rapport à l'axe y .

En conséquence, les images simples du champ d'entrée $\Psi(y,0)$ ont obtenues pour des distances L telles que :

$$L = p \left(\frac{3L_\pi}{4} \right) \quad (6.17)$$

Pour les images multiples, nous avons :

$$L = \frac{p}{N} \left(\frac{3L_\pi}{4} \right) \quad (6.18)$$

Les N images ainsi formées sont localisées de façon symétrique par rapport à $y = 0$ et espacées entre elles de W_e/N . Ainsi, la première image quadruple peut être obtenue pour $L = 3L_\pi/16$ avec une séparation de $W_e/4$. Ce phénomène est à la base de la conception des premiers diviseurs de faisceaux compacts [101] à base de guides multimodaux. Mais ce phénomène peut également être utilisé pour la recombinaison de faisceaux sur des distances courtes. En effet, de par le théorème de réciprocité, si l'on excite le guide avec quatre faisceaux symétriques et en phase espacés de $W_e/4$, une image de la somme de ces faisceaux sera obtenue à la distance $L = 3L_\pi/16$.

6.3 Simulation de MMI 1×4

Nous avons vu dans la partie précédente comment des interférences entre les modes d'une structure verticalement unimodale et horizontalement multimodal pouvaient aboutir à la création d'images déphasées du profil d'entrée et dont l'amplitude est réduite. Notre objectif dans la conception d'une structure MMI est la réalisation de cette division de puissance, en assurant un maximum d'homogénéité dans la division, c'est-à-

dire que chaque image issue de la division soit identique aux autres en termes de profil et donc de puissance.

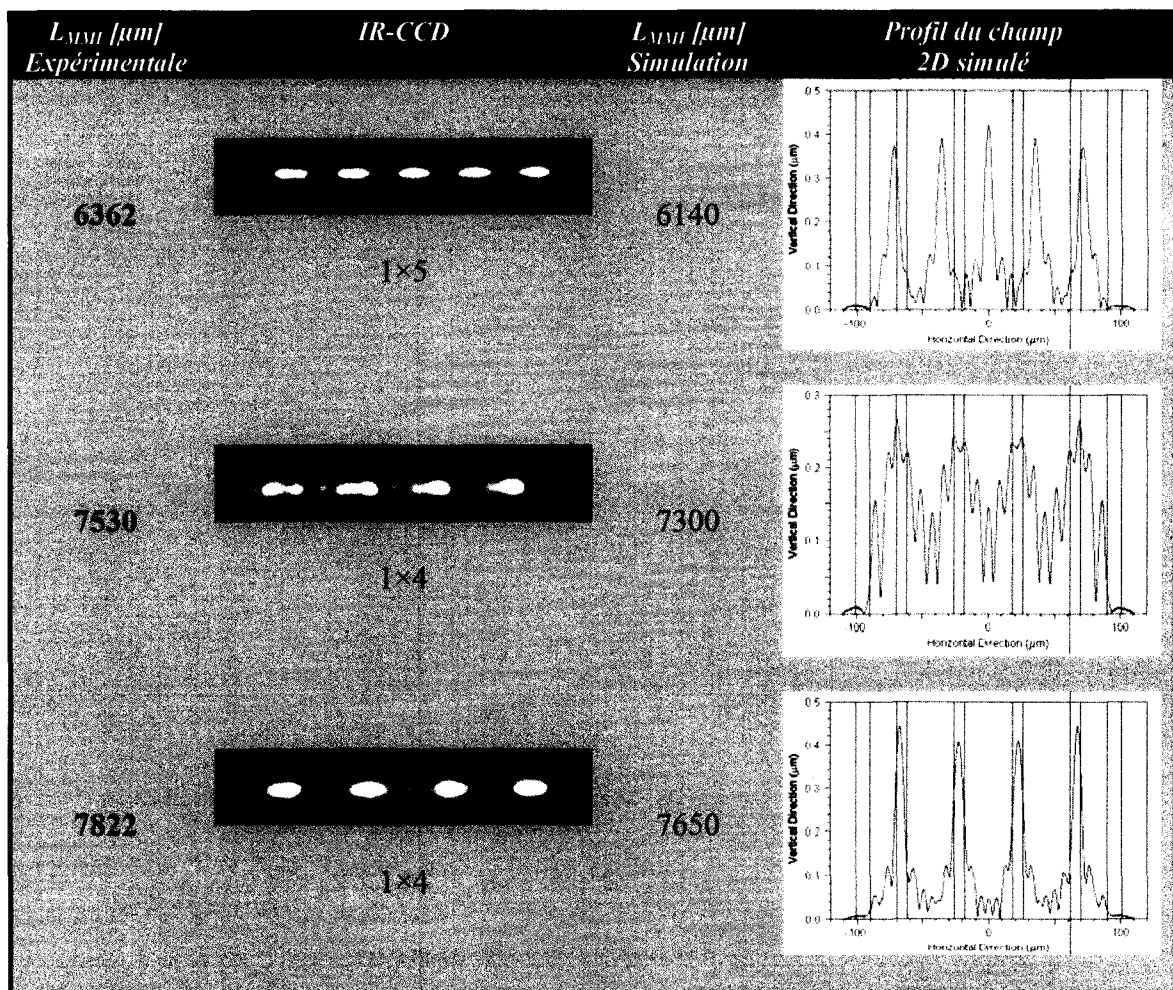
Nous connaissons les lois régissant la longueur du dispositif en regard de sa largeur, il est donc important d'apporter un soin particulier au choix de cette largeur. La hauteur du dispositif est quant à elle une constante technologique propre au procédé de fabrication, cette hauteur, ou épaisseur de couche guidante comme nous avons pu le voir dans la partie concernant le guide à trois dimensions, étant constante pour l'ensemble du dispositif.

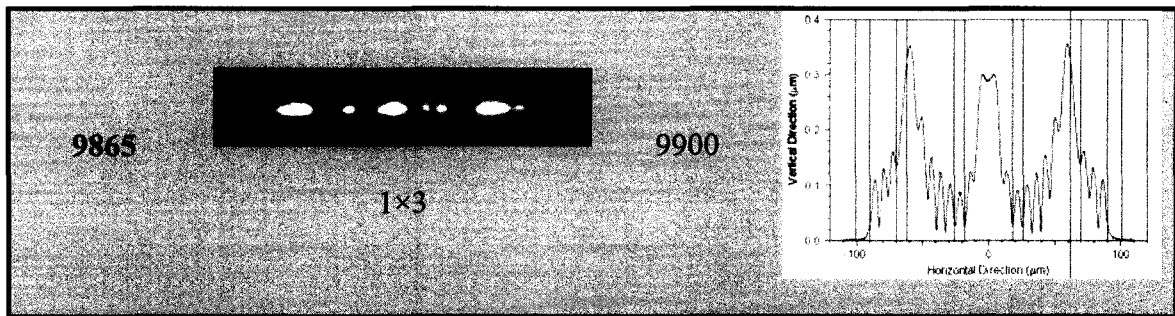
La largeur détermine le nombre de modes guidés horizontalement dans la structure et leurs constantes de propagation pour une longueur d'onde donnée, comme nous l'avons vu dans le chapitre 4 avec l'équation (4.7). Dans l'absolu, il convient de choisir une largeur telle que le nombre de modes guidés sera suffisant pour assurer la reconstruction d'un profil contenant le nombre souhaité de sous-images.

En pratique, pour le cas qui nous intéresse du composant 1×4 , la largeur de la section multimodale est tout d'abord fixée par la largeur W_{laser} du guide d'entrée et de sortie, la largeur minimum du MMI étant $N \times W_{laser}$. À cause de leur abondance, les échantillons de type C ont été privilégiés pour l'étude expérimentale de la formation d'image dans la zone multimodale en fonction de la longueur de cette région. Après avoir fixé la largeur par les tranchées de la zone du MMI, une série de dispositifs sans bras de sortie ont été réalisés et polis. Le tableau 7 résume les résultats. On y voit les photos des facettes de sortie de la région MMI pour différentes longueurs de la région multimodale ainsi que des simulations BPM. Les interférences y sont clairement visibles et les simulations

BPM concordent assez bien avec les observations. Un autre point important dans cette série d'expériences est que le caractère enterré de la structure y est une fois de plus marqué. En effet, la séparation de la formation des images donnée par W_e/N vient confirmer une largeur MMI inférieure à celle délimitée par les tranchées formées par ablation par le laser CO₂ (Figure 6-3).

Tableau 7 – Formation des images dans la zone multimodale en fonction de la longueur du MMI pour le type C. Simulation pour $\lambda = 1550$ nm et une largeur de la zone MMI = 180 μm .






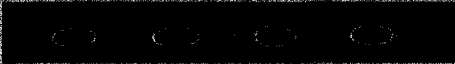

N	IR-CCD	Séparation [μm] p	Largeur _{MMI} [μm] $= p \cdot N$	Largeur _{MMI} [μm] Laser
5		35.9	179.5	210
4		45.0	180.0	210
3		58.8	176.4	210

Figure 6-3: Évaluation de la largeur MMI à l'aide de la mesure de la séparation des images formées.

Notre étude comporte la conception de diviseurs de puissance 1 vers 4 avec des échantillons de type B et C. Pour la suite, nous ne montrerons que la partie des simulations faites sur le type B. La longueur d'onde d'optimisation a été choisie à 1,55 μm . Pour simuler le comportement de guides multimodaux et des composants, une simulation basée sur les éléments finis en trois dimensions a été utilisée. Les composants ont donc été optimisés pour présenter de faibles pertes, un bon équilibrage entre les sorties et une compacité maximum. Afin d'optimiser des composants MMI, nous avons simulé à l'aide du logiciel BeamProp 3D, une structure comportant un guide unimodal

d'entrée et un guide multimodal de grande longueur dans lequel se forment les images multiples. Le guide d'entrée dans notre simulation n'est pas unimodal mais c'est celui qui présente le moins de pertes optiques. Il est possible comme nous l'avons vu antérieurement d'exciter le mode fondamental du guide. La position optimale des guides de sortie est déterminée précisément en utilisant des sections virtuelles de guides d'ondes permettant de calculer la puissance couplée dans une section de guide en fonction de la position z . La Figure 6-4, représente une simulation obtenue sur les échantillons de type B. On remarque aussi que seuls deux moniteurs sont présents dans la simulation. En fait les bras externe (c'est-à-dire 1 et 4) et les bras interne (2 et 3) se superposent puisque la structure est symétrique par rapport à $x=0$.

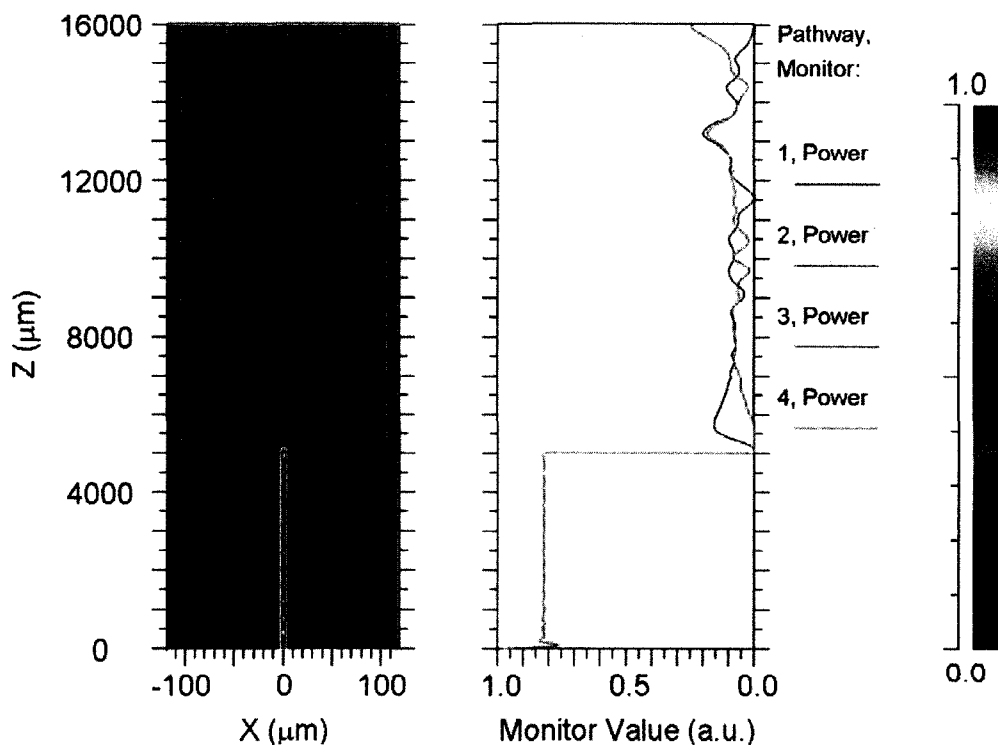


Figure 6-4: Simulation du champ électromagnétique d'un MMI 1×4 pour les échantillons de type B

à $\lambda = 1550 \text{ nm}$, largeur unimodale $44 \mu\text{m}$ et largeur de la section multimodale $W = 188 \mu\text{m}$.

En ce basant sur les résultats du chapitre précédent, le choix de la dimension de la grande base du guide d'entrée a été fixé à $16,8 \mu\text{m}$ (correspondant à un espacement de $44 \mu\text{m}$ entre les tranchées). En effet, pour cette valeur, le guide d'onde présentait les plus faibles pertes optiques parmi les trois types d'échantillons (voir Figure 5-17). Pour obtenir un MMI 1×4 le plus compact possible et ayant le moins de pertes optiques, nous avons conçu la largeur de la section multimodale tel que $W_{MMI} = N \times W_{laser}$ (c'est-à-dire $4 \times 44 = 176 \mu\text{m}$). D'après les équations (6.3) et (6.18), la longueur de la structure multimode devrait être $L = 7248,88 \mu\text{m}$. Les sections virtuelles insérées dans la structure représentées dans la Figure 6-5 indique une longueur optimale $7210 \mu\text{m}$. La valeur de la simulation et celle calculée à l'aide de l'équation (6.18) sont en accord.

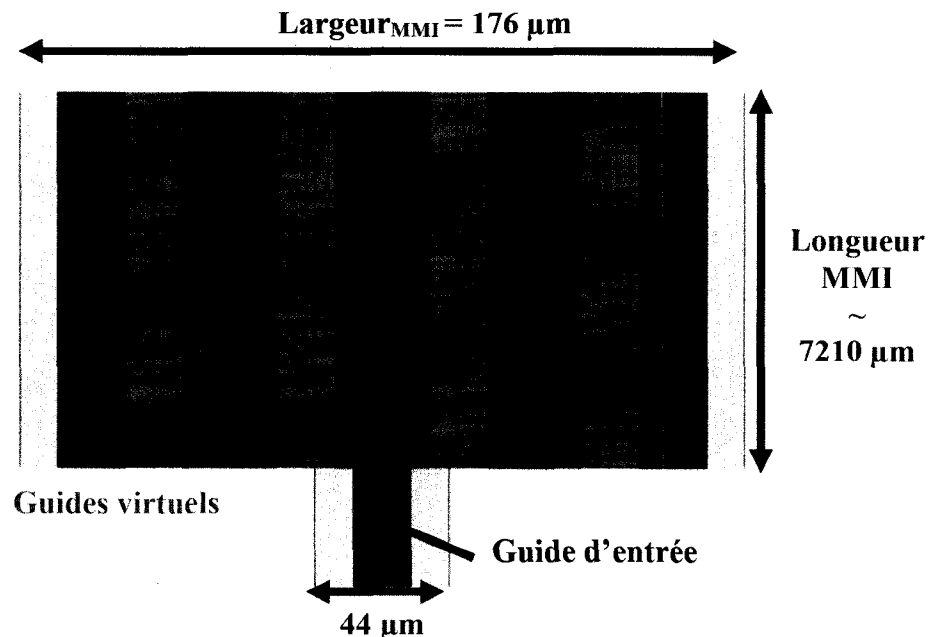


Figure 6-5: Interface du logiciel BeamProp permettant de créer des structures optiques complexes telles que des MMIs.

La simulation BPM de la Figure 6-6 d'une structure MMI 1×4 montre une tolérance à la fabrication d'environ $\pm 200 \mu\text{m}$ sur longueur optimale si on admet une réduction de la puissance de 1 dB. Pour une structure idéale donc sans pertes, le rapport de puissance dans chaque port devrait être de 6 dB. La simulation effectuée sur les échantillons de type B indique une division de l'ordre de $6,94 \pm 0,05$ dB (Figure 6-6). La longueur totale du composant est de 25 mm avec 17,8 mm de guides unimodaux (entrée et sortie) et 7,2 mm de section multimodale. En retranchant les pertes du guide d'onde unimodal de 0,61 dB pour une longueur de 17,8 mm, nous trouvons une perte additionnelle due à la section multimodale de 0,33 dB. Cette valeur est extrêmement faible mais n'oublions pas que la simulation BPM ne tient pas compte des difficultés expérimentales comme nous le verrons plus loin. La simulation effectuée sur les échantillons de type C indique une division de l'ordre de $7,63 \pm 0,25$ dB. En retranchant les pertes du guide d'onde unimodal de 0,87 dB pour une longueur de 17,8 mm, nous trouvons une perte additionnelle due à la section multimodale de 0,76 dB. Cette valeur est plus importante que la précédente, on note de plus un déséquilibre entre les ports extérieurs et intérieurs du MMI de l'ordre de 0,5 dB. Ces pertes additionnelles proviennent du recouvrement des modes aux jonctions (entrée et sortie) de la section multimodale.

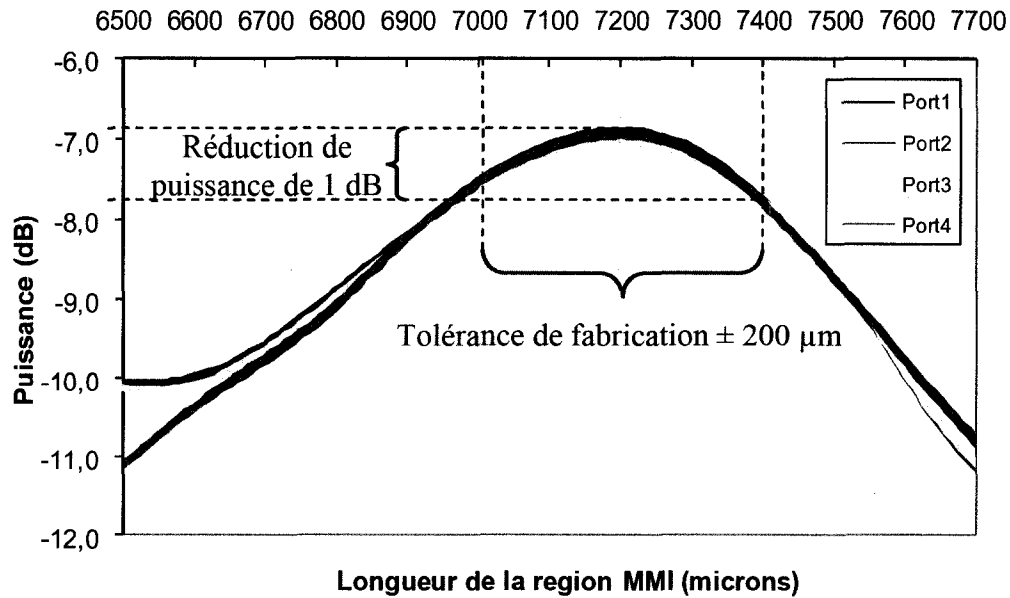


Figure 6-6: Simulation de la puissance couplée dans les sections des guides virtuels insérés dans le guide multimodal de largeur $W = 176\mu m$ pour les échantillons de type B.

6.4 Réalisation expérimentale de MMI 1×4

Nous avons donc réalisé une série de MMI 1×4 dans les échantillons de type B. La largeur a été fixée à 188 μm. Cette valeur n'est pas en accord avec la simulation précédente. Une erreur est survenue lors de la programmation des moteurs Aerotech. La longueur optimale à ce moment-là est de 8220 μm selon la simulation avec des pertes de l'ordre de $7,22 \pm 0,2$ dB (Figure 6-7). La fabrication des MMI est une combinaison de lignes rectilignes permettant de définir l'entrée du composant, la zone d'interférence

multimodale et les canaux de sortie. La fabrication des tranchées en termes de longueur est contrôlée par l'obturateur électronique. L'ouverture et la fermeture de ce dernier sont synchronisées avec la position des moteurs (selon le design du composant). La Figure 6-8 montre une vue agrandie de l'entrée et la sortie d'une structure MMI. On y remarque une bonne synchronisation sur les positions des tranchées en entrée et sortie de la section multimodale.

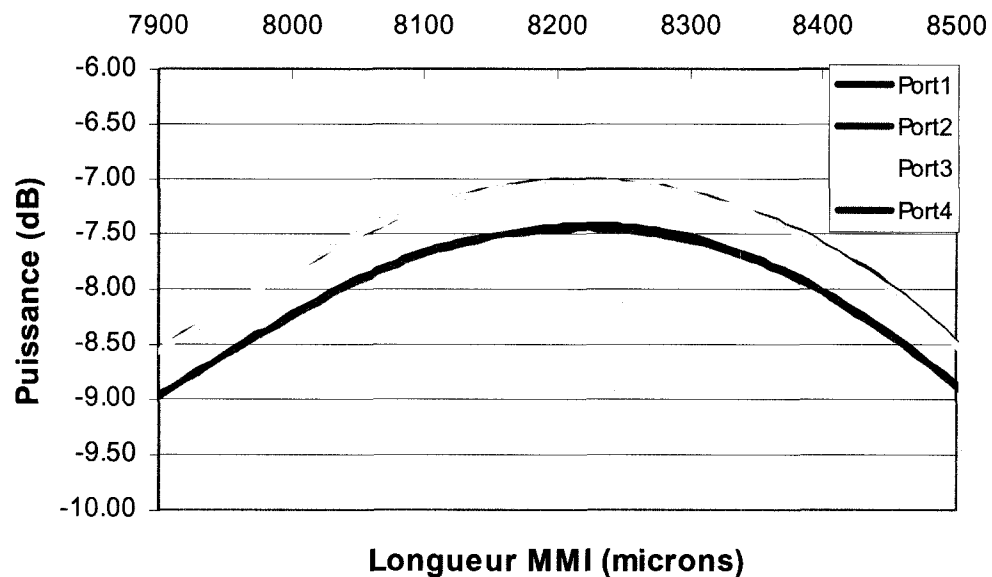


Figure 6-7: Simulation de la puissance couplée dans les sections des guides virtuels insérés dans le guide multimodal de largeur $W = 188 \mu m$ pour les échantillons de type B à $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

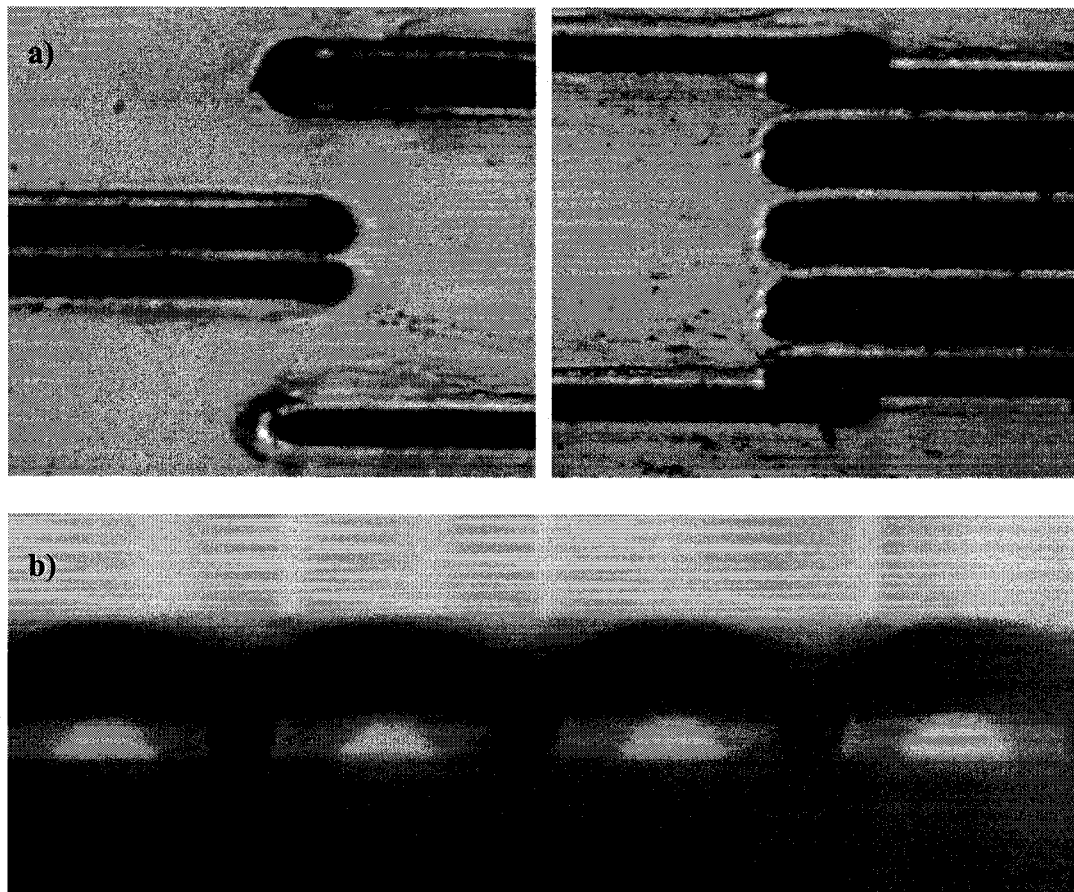


Figure 6-8: MMI 1×4 : a) vue de dessus de la structure avec à gauche l'entrée du composant et à droite les canaux de sortie, b) facette de sortie du composant.

Afin d'optimiser la longueur de la zone MMI, nous avons procédé à la fabrication d'une série de MMI où la largeur de la zone a été fixée ainsi que l'espacement entre les canaux. Le paramètre variable dans notre expérience est la longueur de la zone MMI (Figure 6-9).

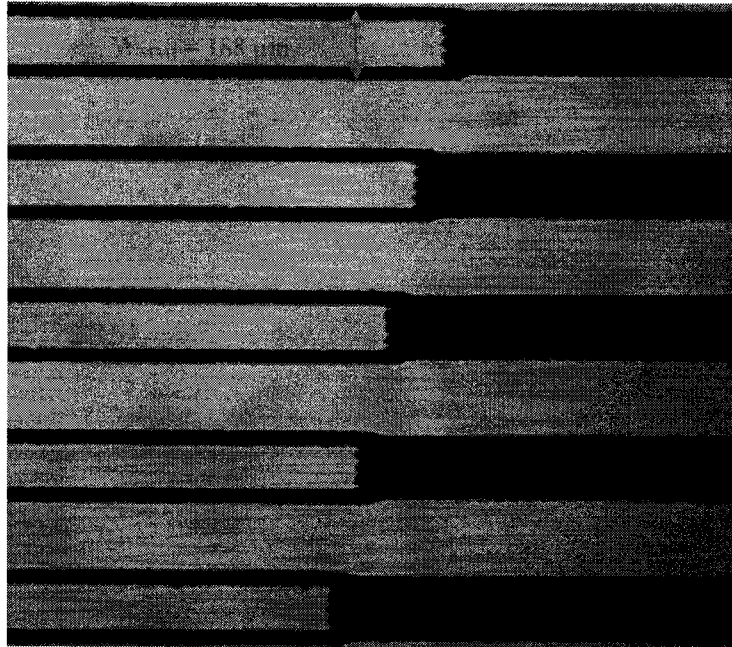


Figure 6-9: Vue de dessus de la série de MMI fabriqués en faisant varier la longueur de la zone multimodale.

La longueur MMI varie donc de 7,6 mm à 8,6 mm avec un pas de 100 μm . Le polissage et la caractérisation optique des pertes des composants ont été faits par Vincent Tréanton. Nous obtenons une structure optimale pour une longueur de 8 mm avec un rapport de division de puissance de 7,65 dB @ 1550 nm pour les canaux extérieurs 1 et 4 et 7,95 dB @ 1550 nm pour les canaux intérieurs 2 et 3. La Figure 6-10 représente le spectre en longueur d'onde de 1525 à 1565 nm pour chaque port de cette structure.

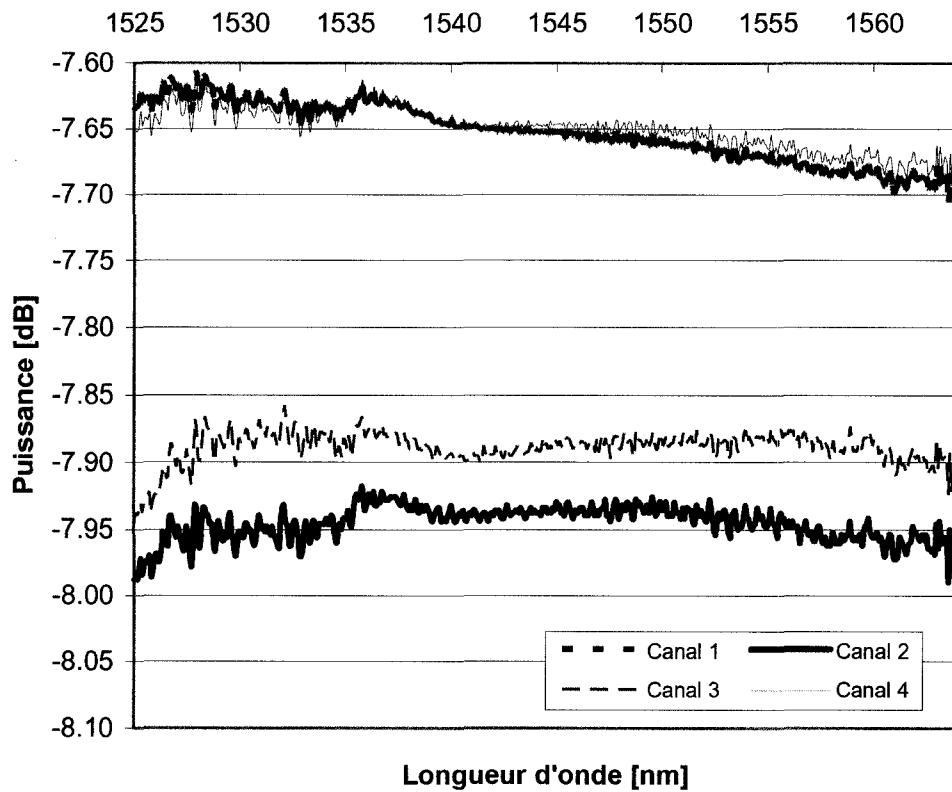


Figure 6-10: Spectres optiques des quatre canaux sur la plage de longueur d'onde 1525-1565 nm de la structure MMI 1×4 optimale ayant une longueur de 8 mm.

Le résultat des autres structures est résumé sur la Figure 6-11. On y représente les pertes moyennées sur la plage spectrale précédente pour chaque port. La Figure 6-11 montre une amélioration de la division de puissance 1 vers 4 à mesure que la longueur est augmentée. Cette tendance est similaire à la simulation obtenue par BeamProp, lorsque l'on fait varier la longueur des composants. Nous avons dressé un graphique récapitulatif de la simulation et des mesures expérimentales (Figure 6-12). On y remarque une légère différence de 220 μm sur la position optimale. Cette différence est

relativement petite compte tenue des hypothèses sur le profil d'indice qui ont été faites. De plus, la simulation ne tient pas compte d'une éventuelle rugosité le long de la zone MMI. Pour finir il faut tenir compte de l'incertitude sur la prise de mesure de la largeur des guides. Ainsi pour une largeur MMI de $188 \pm 2 \mu\text{m}$, nous aurons théoriquement une variation sur la position optimale de $\pm 175 \mu\text{m}$. La puissance mesurée et simulée pour les canaux externe et interne est inversée. En effet, la simulation indique de plus faibles pertes pour les canaux internes alors qu'expérimentalement nous avons mesuré des pertes plus faibles pour les canaux externes. Ceci peut être dû à une dissymétrie des canaux de sortie par rapport à l'entrée lors de la fabrication. En effet, si un léger décalage existe entre la formation de l'image de l'entrée dans la zone MMI avec le canal de sortie alors nous aurons une baisse en termes de puissance. Pourtant, les mesures montrent que sur toutes les structures, ce sont les bras externes qui ont le moins de pertes. Le débalancement des bras de sortie est aussi plus important expérimentalement que pour la simulation. Des différences de 1 dB entre les bras interne et externe sont notées pour les MMI de longueur 7,6, 7,8 et 8,1 mm. Ce qui n'est pas le cas pour la simulation qui indique des différences inférieures à 0,5 dB.

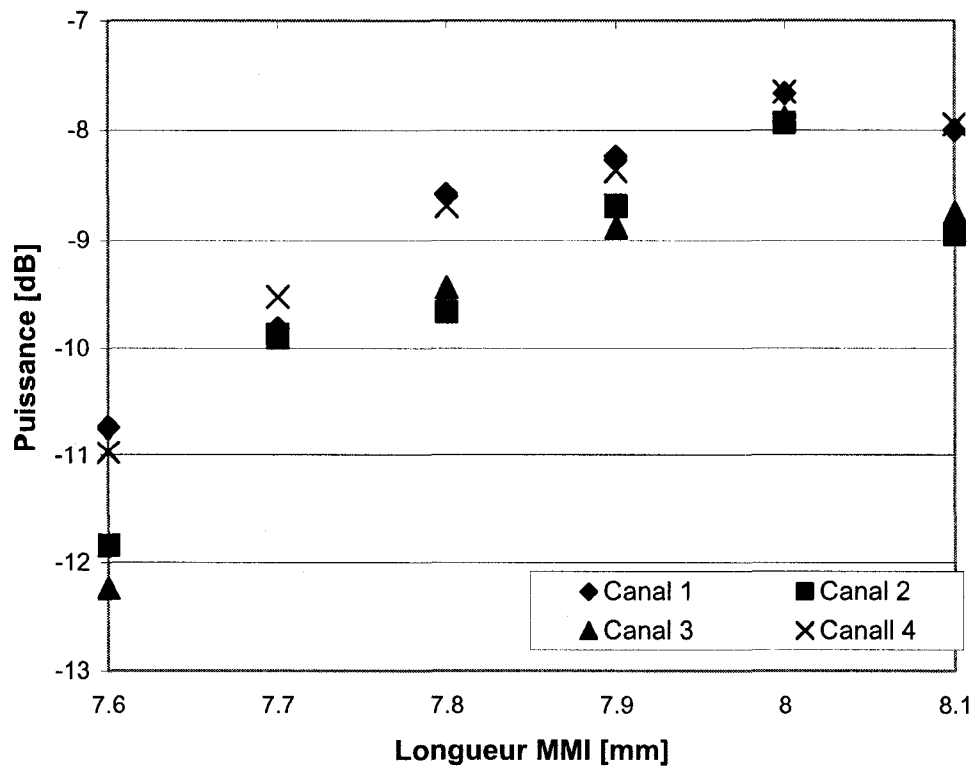


Figure 6-11: Mesure du rapport de division sur chaque port de sortie moyennée sur la plage spectrale 1525-1565 nm pour les différentes structures fabriquées en fonction de la longueur du MMI.

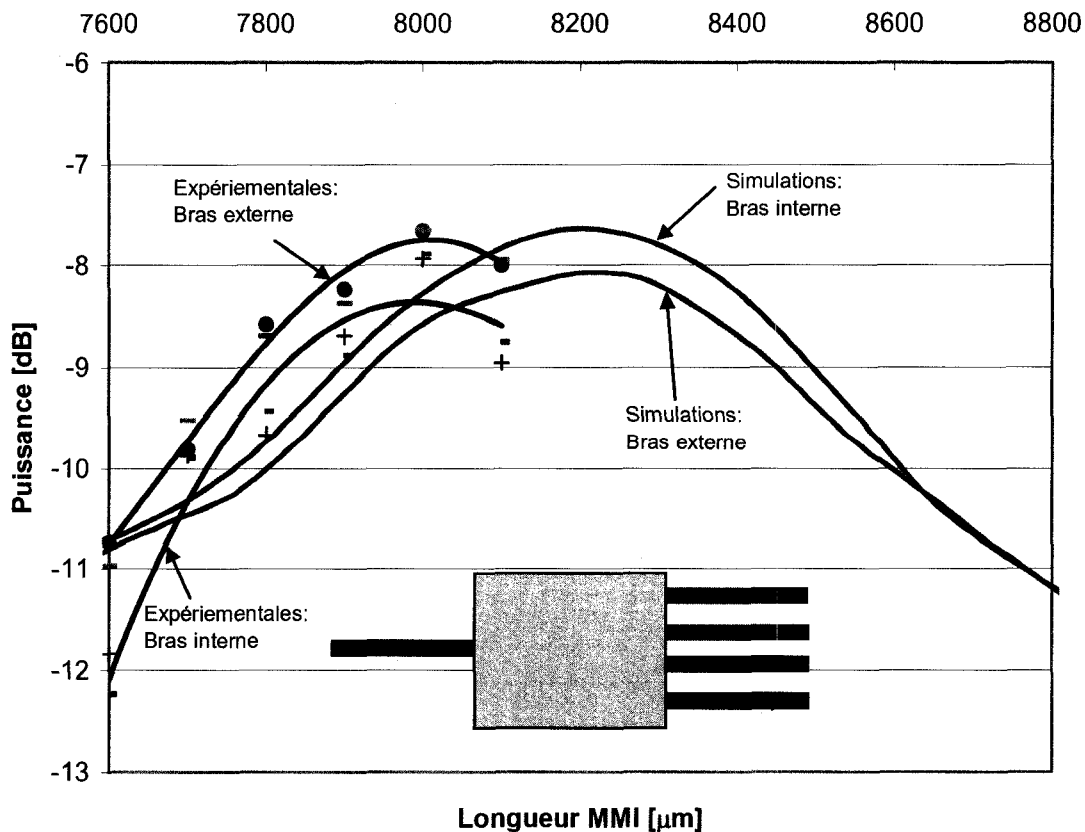


Figure 6-12: Comparaison entre les valeurs simulées obtenues par BeamProp (courbes rouge et verte) et les valeurs expérimentales obtenues pour des longueurs comprises entre 7,6 mm à 8,1 mm.

6.5 Conclusion

A l'aide d'outils de simulation et de caractérisation, des guides et des composants complexes tels que des diviseurs de faisceau 1×4 ont été mis au point. On note cependant, un léger décalage entre la longueur optimale obtenue par la simulation et celle obtenue lors de la fabrication des diviseurs de puissance 1×4 . Les résultats globaux sont tous de même encourageants et démontrent la possibilité de fabriquer des

structures complexes. Notons également que le profil d'indice que nous avons modélisé est basé sur une hypothèse et qu'il n'est pas relié directement à une mesure réelle de la structure. Nous nous sommes simplement basés sur le fait que le profil d'indice de la structure présentait une décroissance de l'indice au niveau de la zone affectée thermiquement. Afin d'injecter dans les simulations un profil d'indice ayant une signification physique, nous nous devons d'améliorer la résolution sur la prise de mesure de l'indice de réfraction et de transférer la mesure directement dans la simulation. Les pertes totales d'insertion sont très encourageantes avec la technique proposée puisque l'industrie propose des diviseurs de puissance unimodaux 1×4 ayant des pertes de 7,4 dB sur une bande spectrale de 1550 ± 50 nm avec une uniformité de 0,9 dB. La difficulté réside encore dans le fait de séparer les bras de sortie qui sont encore trop proches mais le principe des interférences multimodales a été démontré et justement, une alternative serait de choisir une séparation entre la formation des images légèrement plus grande. Par contre la longueur du composant serait directement affectée puisque l'on rappelle qu'elle est proportionnelle au carré de la largeur de la zone multimodale.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Les nouvelles techniques d'écriture directe par laser de circuits optiques ont suscité un intérêt particulier ces quinze dernières années auprès de la communauté scientifique. En effet, ces techniques ne nécessitent pas l'emploi de masques de photolithographie coûteux qui doivent être changés pour obtenir des composants différents comme c'est le cas dans la fabrication conventionnelle par photoinscription. Un des avantages majeurs de cette technique est que la procédure de photolithographie est remplacée par des moteurs de translation XYZ, lesquels définissent la trajectoire du motif désiré à la surface de l'échantillon. Une re-programmation de la trajectoire des moteurs permet donc d'obtenir un autre motif et donne ainsi une plus grande flexibilité au niveau du design et une réduction majeure des étapes de fabrication. Le coût de l'investissement et le temps de fabrication d'un guide d'onde ou d'un composant avec une telle technologie reste cependant élevé. En effet, les vitesses d'écriture sont de l'ordre d'une centaine de micromètre par seconde. Les pertes optiques obtenues par laser UV sont faibles de l'ordre de 0,05 dB/cm alors que celles obtenues par laser femtoseconde sont plus élevées atteignant des valeurs de 0,35 dB/cm.

La nouvelle approche d'écriture directe par laser, non pas par UV ou femtoseconde mais par un simple laser CO₂ continu s'est avérée très prometteuse.

- a. L'objectif principal de cette thèse a été atteint puisque nous avons présenté la possibilité de réaliser des guides d'onde dans des couches minces de silice sur silicium.

- b. Le caractère thermique de ce procédé a été étudié, et nous avons conçu un programme permettant de simuler l'interaction laser CO₂/SiO₂. Le programme est cependant restreint à des températures inférieures à 2000 K qui est la température d'évaporation de la silice. Au delà de cette température d'autres phénomènes physiques tels que l'évaporation de matière et l'apparition d'un plasma rendent la programmation beaucoup plus complexe.
- c. Pour avoir plus d'information sur le processus de fabrication, un montage basé sur le principe de mesure de réflectivité a été mis au point. Ce dernier nous a permis de mesurer les profils d'indice de réfraction des guides d'onde fabriqués avec une résolution spatiale et d'indice de réfraction respectivement de 1,3 μm et 5×10⁻⁴. Les résultats ont montré que les guides d'onde fabriqués par laser CO₂ étaient enterrés avec une forme de cœur trapézoïdale.
- d. La corrélation entre les dimensions géométriques du guide d'onde enterré et l'espacement des deux tranchées creusées de part et d'autre du guide par ablation, nous ont permis de comparer les mesures des pertes optiques expérimentales avec les simulations par BPM à l'aide du logiciel de la compagnie RSoft. Les résultats simulés et expérimentaux obtenus sur les trois types d'échantillons sont en concordance bien qu'une hypothèse sur un profil à saut d'indice ait été utilisée pour la simulation.

- e. Les performances optiques des guides d'onde sont encourageantes avec des pertes totales d'insertion incluant le couplage d'entrée et de sortie à l'aide de fibres optiques ainsi que la propagation à 0,21 dB/cm pour les guides fabriqués dans la gaufre de type B.
- f. Enfin pour terminer, l'analyse faite sur les guides d'onde au cours de notre travail nous a permis de réaliser des diviseurs de faisceau 1×4 à faibles pertes et de dimensions restreintes basés sur le principe d'interférences multiples. Comme nous avons pu le voir, les diviseurs MMI présentent des caractéristiques particulièrement intéressantes. De par leur conception, ils sont très compacts et peu sensibles aux imperfections de fabrication. Des diviseurs de faisceaux de 1×4 ont donc été étudiés. Ils montrent des caractéristiques très intéressantes pour les échantillons de la compagnie *Inplane*, avec des pertes raisonnables et un très bon équilibre entre les 4 canaux sur une large gamme spectrale. Le rapport de séparation de puissance est de l'ordre de 7,85 dB pour les MMI 1×4 .
- g. Cette nouvelle technique de fabrication de guides d'onde est très prometteuse de par sa simplicité et de sa rapidité. En effet, il ne faut qu'environ 20 secondes pour réaliser un diviseur de puissance 1×4 .

Les perspectives futures sont les suivantes :

- La première concerne surtout un travail sur l'encapsulation du composant optique. Actuellement, les guides d'ondes de sortie sont espacées de 44 μm . Cette valeur ne permet pas d'aligner quatre fibres côte à côte en sortie puisque le diamètre d'une fibre optique est de 125 μm . Les dimensions standard des *V-groove* sont de 127 ou 250 μm . Dépendamment du *V-groove* utilisé il faudra donc ajouter un guide courbe dans notre *design* et évaluer les pertes optiques engendrées par le rayon de courbure. L'encapsulation permettrait surtout de simplifier la manipulation du composant optique.
- La deuxième concerne la possibilité d'utiliser cette nouvelle technique de fabrication pour concevoir des capteurs. En effet, cette technique basée sur le principe d'ablation de tranchées permet d'obtenir des guides d'onde enterrés. L'épaisseur de la gaine étant importante, il faudrait ajouter une étape de gravure humide de sorte à diminuer cette gaine. Les tranchées sont donc accessibles et permettent d'envisager l'ajout de liquide. Dépendamment de l'indice de réfraction du liquide, nous aurons une perturbation du signal se propageant dans le guide d'onde enterré.

Enfin, l'originalité de ce travail de thèse réside certainement dans l'étude complète des différents types d'échantillons et de la caractérisation optiques des structures fabriquées. Nous avons pris soin d'analyser les sources de pertes optiques à chaque étape afin d'obtenir les composants les plus performants possibles.

Ce projet a été appuyé par deux fonds de recherche du CRSNG : INNOV I (années 2004-2005), et INNOV IIA avec le support d'UNIVALOR (années 2005-2006).

- Ce dernier a déjà fait l'objet de deux demandes de brevets (en cours) :
 - « Guides d'ondes plans fabriqués par laser CO₂ »
 - « Amélioration de l'état de surface »

RÉFÉRENCES

- [1] www.opticsvalley.org/RapportdeveilleOFC.LosAngeles.2004.OpticsValley.
- [2] J. M. Edmond, "Integrated optical circuits and components: Design and applications," Marcel Dekker, 1999, pp. 55-59.
- [3] M. A. Uddin, H. P. Chan, et C. K. Chow, "Thermal and chemical stability of a spin-coated epoxy adhesive for the fabrication of a polymer optical waveguide," *Chemistry of Materials*, vol. 16, no. 23, pp. 4806-4811, 2004.
- [4] B. Boulard et C. Jacoboni, "Vapor phase deposition of transition metal fluoride glasses (TMFG)," in *Glasses for Optoelectronics II, The Hague, Netherlands*, vol. 1513, 1991, pp. 204-208.
- [5] P. J. Chandler, L. Zhang, et P. D. Townsend, "Optical waveguides formed by ion implantation," *Diffusion and Defect Data - Solid State Data, Part B (Solid State Phenomena)*, vol. 27, pp. 129-162, 1992.
- [6] N. D. Skelland et P. D. Townsend, "Ion implantation into heated soda-lime glass substrates," *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 188, no. 3, pp. 243-253, 1995.
- [7] Y. T. Kim, D. S. Kim, et D. H. Yoon, "PECVD SiO₂ and SiON films dependant on the rf bias power for low-loss silica waveguide," *Thin Solid Films*, vol. 475, no. 1-2, pp. 271-274, 2005.
- [8] P. L. Pernas, J. Piqueras, G. A. Torchia, A. Climent-Font, et F. Jaque, "Silicon-based waveguide materials for integrated optics," in *Proceedings of WFOPC 2005. 4th IEEE/LEOS Workshop on Fibres and Optical Passive Components, Palermo, Italy, 2005*, pp. 399-402.
- [9] J. P. Pachauri, A. Baby, M. N. Chaturvedi, H. S. Kothari, A. Singh, et B. R. Singh, "Deep reactive ion etching of silica for planar lightwave circuits using indigenously developed ECR/RIE system," in *Photonics 2000: International Conference on Fiber Optics and Photonics, Calcutta, India*, vol. 4417, 2001, pp. 267-270.
- [10] D. G. Rabus, P. Henzi, et J. Mohr, "Photonic integrated circuits by DUV-induced modification of polymers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 3, pp. 591-593, 2005.

- [11] Z. Letian, Z. Hanzhuang, W. Jian, Z. Jie, Z. Wei, et Z. Yushu, "Fabrication and ultraviolet photosensitivity of Ge-doped silica films using FHD for optical waveguide," *Physica B*, vol. 373, no. 2, pp. 206-210, 2006.
- [12] J. Hubner, C. V. Poulsen, J. E. Pedersen, M. R. Poulsen, T. Feuchter, et M. Kristensen, "UV-written Y-splitter in Ge-doped silica," in *Functional Photonic and Fiber Devices, San Jose, CA*, vol. 2695, 1996, pp. 98-105.
- [13] M. Salib, A. Michaeli, A. Lazar, H. Bechor, M. Settle, et T. F. Krauss, "Photonic crystal fabrication on silicon-on-insulator (SOI) using 248nm and 193nm lithography," in *Nanophotonics for Communication: Materials and Devices II, Boston, MA*, vol. 6017, 2005, pp. 60170B-1-8.
- [14] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, et B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fibre waveguides: Application to reflection filter fabrication," *Applied Physics Letters*, vol. 32, no. 10, pp. 647-649, 1978.
- [15] G. Meltz, W. W. Morey, et W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Optics Letters*, vol. 14, no. 15, pp. 823-825, 1989.
- [16] R. Kashyap, "Fiber Bragg gratings," Academic Press, 1999, pp. 13-54.
- [17] V. Mizrahi, P. J. Lemaire, T. Erdogan, W. A. Reed, D. J. DiGiovanni, et R. M. Atkins, "Ultraviolet laser fabrication of ultrastrong optical fiber gratings and of germania-doped channel waveguides," *Applied Physics Letters*, vol. 63, no. 13, pp. 1727-1729, 1993.
- [18] C. B. E. Gawith, G. D. Emmerson, S. P. Watts, V. Albanis, M. Ibsen, R. B. Williams, P. G. R. Smith, S. G. McMeekin, J. R. Bonar, et R. I. Laming, "Single-step definition of channel waveguides with integral Bragg gratings in germanosilica-on-silicon wafers by direct UV writing," in *2003 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO/Europe 2003), Munich, Germany, 2003*, pp. 511.
- [19] K. Faerch, M. Svalgaard, et A. Harpath, "Direct UV-writing of planar waveguides," *Dops-Nyt*, vol. 16, no. 2, pp. 46-48, 2001.
- [20] M. Olivero et M. Svalgaard, "Direct UV-written broadband directional planar waveguide couplers," *Optics Express*, vol. 13, no. 21, pp. 8390-8399, 2005.
- [21] M. Olivero et M. Svalgaard, "UV-written integrated optical 1×N splitters," *Optics Express*, vol. 14, no. 1, 2006.

- [22] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi, et W. A. Reed, "High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibres," *Electronics Letters*, vol. 29, no. 13, pp. 1191-1193, 1993.
- [23] E. N. Glezer, M. Milosavljevic, L. Huang, R. J. Finlay, T. H. Her, T. P. Callan, et E. Mazur, "Three-dimensional optical storage inside transparent materials," *Optics Letters*, vol. 21, no. 24, pp. 2023-2025, 1996.
- [24] L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, et A. Mysyrowicz, "Writing of permanent birefringent microlayers in bulk fused silica with femtosecond laser pulses," *Optics Communications*, vol. 171, no. 4-6, pp. 279-284, 1999.
- [25] G. Cerullo, R. Osellame, S. Taccheo, M. Marangoni, D. Polli, R. Ramponi, P. Laporta, et S. De Silvestri, "Femtosecond micromachining of symmetric waveguides at 1.5 μ m by astigmatic beam focusing," *Optics Letters*, vol. 27, no. 21, pp. 1938-1940, 2002.
- [26] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, et K. Hirao, "Writing waveguides in glass with a femtosecond laser," *Optics Letters*, vol. 21, no. 21, pp. 1729-1731, 1996.
- [27] D. Homoelle, S. Wielandy, A. L. Gaeta, N. F. Borrelli, et C. Smith, "Infrared photosensitivity in silica glasses exposed to femtosecond laser pulses," *Optics Letters*, vol. 24, no. 18, pp. 1311-1313, 1999.
- [28] K. Miura, Q. Jianrong, H. Inouye, T. Mitsuyu, et K. Hirao, "Photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser," *Applied Physics Letters*, vol. 71, no. 23, pp. 3329-3331, 1997.
- [29] S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, et A. Tuennermann, "Femtosecond waveguide writing: a new avenue to three-dimensional integrated optics," *Applied Physics A (Materials Science Processing)*, vol. A77, no. 1, pp. 109-111, 2003.
- [30] C. B. Schaffer, A. Brodeur, J. F. Garcia, et E. Mazur, "Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy," *Optics Letters*, vol. 26, no. 2, pp. 93-95, 2001.
- [31] A. M. Streltsov et N. F. Borrelli, "Study of femtosecond-laser-written waveguides in glasses," *Journal of the Optical Society of America B (Optical Physics)*, vol. 19, no. 10, pp. 2496-2504, 2002.
- [32] K. Miura, H. Inouye, J. Qiu, T. Mitsuyu, et K. Hirao, "Optical waveguides induced in inorganic glasses by a femtosecond laser," in *International Conference on Radiation Effects in Insulators, Knoxville, TN*, vol. 141, 1998, pp. 726-732.

- [33] K. Minoshima, A. M. Kowalewicz, I. Hartl, E. P. Ippen, et J. G. Fujimoto, "Photonic device fabrication in glass by use of nonlinear materials processing with a femtosecond laser oscillator," *Optics Letters*, vol. 26, no. 19, pp. 1516-1518, 2001.
- [34] V. Apostolopoulos, L. Laversenne, T. Colomb, C. Depeursinge, R. P. Salathe, M. Pollnau, R. Osellame, G. Cerullo, et P. Laporta, "Femtosecond-irradiation-induced refractive-index changes and channel waveguiding in bulk Ti^{3+} :Sapphire," *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 7, pp. 1122-1124, 2004.
- [35] R. R. Thomson, S. Campbell, G. Brown, I. J. Blewett, A. K. Kar, et D. T. Reid, "Femtosecond waveguide fabrication in bulk niobate (LiNbO_3)," in *2005 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Baltimore, MD*, vol. 3, 2005, pp. 1918-1920.
- [36] G. A. Torchia, C. Mendez, I. Arias, L. Roso, J. Piqueras, E. Ruiz, et P. L. Pernas, "Ultrafast-infrared-laser writing SiON channel waveguides," in *2005 Spanish Conference on Electron Devices. Proceedings, Tarragona, Spain*, 2005, pp. 335-337.
- [37] A. J. C. Grellier, "Characterisation of optical fibre tapering using a CO_2 laser " Ph.D., University of Kent, Canterbury, England, 2000.
- [38] D. M. Roessler, "Laser processing of materials for automotive applications," *Material and Manufacturing Processes*, vol. v 4, no. n 3, pp. 285-310, 1996.
- [39] D. M. Roessler et M. N. Uddin, "Lasers in the automobile industry," in *Lasers as Tools for Manufacturing of Durable Goods and Microelectronics, San Jose, CA*, vol. 2703, 1996, pp. 194-201.
- [40] R. T. Kersten et N. Kobayashi, "Laser beam delivery system for medical applications," in *Optical Instrumentation for Biomedical Laser Applications, Innsbruck, Austria*, vol. 658, 1986, pp. 28-31.
- [41] V. S. Berikashvili, A. A. Gordeev, A. P. Gorchakov, et A. P. Zhilinskiy, " CO_2 -laser-fused biconical couplers," *Telecommunications and Radio Engineering, Part 1 (Telecommunications)*, vol. 46, no. 1, pp. 13-15, 1991.
- [42] T. E. Dimmick, G. Kakarantzas, T. A. Birks, et P. S. J. Russell, "Carbon dioxide laser fabrication of fused-fiber couplers and tapers," *Applied Optics*, vol. v 38, no. n 33 Issue date:Nov 20 1999, pp. 6845-6848.

- [43] L. C. Ozcan, V. Tréanton, F. Guay, et R. Kashyap, "Highly symmetric optical fiber tapers fabricated with a CO₂ laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 9, pp. 656-658, 2007.
- [44] G. J. Humbert et A. Malki, "Two-steps fabrication of single-mode fiber couplers with a CO₂ laser source," in *Fiber-based Component Fabrication, Testing, and Connectorization, Brugge, Belgium*, vol. 4943, 2003, pp. 25-29.
- [45] G. Kakarantzas, T. E. Dimmick, T. A. Birks, R. Le Roux, et P. S. J. Russell, "Miniature all-fiber devices based on CO₂ laser microstructuring of tapered fibers," *Optics Letters*, vol. 26, no. 15, pp. 1137-1139, 2001.
- [46] L. C. Ozcan, "Étude expérimentale d'étirage vertical de fibres optiques par laser dioxyde de carbone," M.Sc.A., École Polytechnique de Montréal, Québec, Canada, 2004.
- [47] C. W. Barnard et J. W. Y. Lit, "Single-mode fiber microlens with controllable spot size," *Applied Optics*, vol. 30, no. 15, pp. 1958-1962, 1991.
- [48] S. Calixto et M. Oraelas-Rodriguez, "Microlenses made in the end of optical fibers by the melting method," in *Trends in Optics and Photonics. Diffractive Optics and Micro-Optics. Vol.41. Technical Digest. Postconference Edition, Quebec City, Que., Canada*, 2000, pp. 132-134.
- [49] N. M. Presby et C. R. Giles, "Asymmetric fiber microlenses for efficient coupling to elliptical laser beams," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, no. 2, pp. 184-186, 1993.
- [50] Y. Sasaki, "Optical fiber grating couplers and their applications," in *Proceedings of 2001 3rd International Conference on Transparent Optical Networks, Cracow, Poland*, 2001, pp. 123-126.
- [51] D. Perron, "Fabrication d'un réseau à long pas à l'aide d'un laser au CO₂," M.Sc.A., École Polytechnique de Montréal, Québec, Canada, 2000.
- [52] K. M. Nowak, H. J. Baker, D. R. Hall, X. Liu, et A. Bell, "Low-loss passive alignment of single-mode fibers in low-temperature cofired ceramics using CO₂ laser fabricated U-grooves," *Applied Optics*, vol. 45, no. 36, pp. 9168-9175, 2006.
- [53] L. C. Ozcan, V. Tréanton, R. Kashyap, et L. Martinu, "High-quality flat-top micromachining of silica by a CW CO₂ laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 7, pp. 459-461, 2007.

- [54] Y. Meng-Hua, C. Ji-Yen, W. Cheng-Wey, C. Yung-Chuan, et Y. Tai-Hong, "Crack-free laser direct-writing on quartz and glass for microfluidic chip development," in *Fifth International Symposium on Laser Precision Microfabrication, Nara, Japan*, vol. 5662, 2004, pp. 101-106.
- [55] W. Gleine et J. Muller, "Laser trimming of SiON components for integrated optics," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 9, no. 11, pp. 1626-1629, 1991.
- [56] V. Tréanton, L. C. Ozcan, R. Kashyap, R. Bosisio, K. Wu, et L. Martinu, "CO₂ laser direct writing of optical waveguides in silica thin films on silicon," in *ANTEM/URSI 2006. 12th International Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics [ANTEM] and Canadian Radio Sciences Conference [URSI/CNC], Montreal, Que., Canada*, 2006, pp. 111-113.
- [57] V. Tréanton, L. Celebi-Ozcan, F. Guay, R. Kashyap, et L. Martinu, "Engineering of waveguides and other micro-structures in dielectrics," in *Photonics North 2006, Quebec City, QB, Canada*, vol. 6343 I, 2006, pp. 634312.
- [58] V. Tréanton, L. C. Ozcan, R. Kashyap, et L. Martinu, "CO₂ laser Writing of Waveguides in Silica Thin Films on Silicon," in *Conférence invitée à l'École Polytechnique fédérale de Lausanne EPFL, Switzerland*, 2005.
- [59] L. C. Ozcan, V. Tréanton, et R. Kashyap, "Direct laser ablation technique for fabrication of optical waveguides in amorphous materials and nonlinear crystals," in *Conference BGPP'05, Sidney, Australia*, 2005.
- [60] A. E. Siegman, "Lasers," University Science Books, 1986, pp. 626-697.
- [61] J.-Y. Degorce, "Dynamique hors équilibre de phénomènes de transport dans un solide absorbant, soumis à une impulsion laser," Ph.D., Université Bordeaux 1, Bordeaux, France, 2005.
- [62] D. Bäuerle, "Laser processing and chemistry," 3rd éd.: Springer, 2000, pp. 81-219.
- [63] C. Buerhop et R. Weissmann, "Temperature development of glass during CO₂ laser irradiation. Part 1. Measurement and calculation," *Glass Technology*, vol. 37, no. 2, pp. 69-74, 1996.
- [64] Z. Jian, J. Sullivan, J. Zayac, et T. D. Bennett, "Structural modification of silica glass by laser scanning," *Journal of Applied Physics*, vol. 95, no. 10, pp. 5475-5482, 2004.

- [65] J. Zhao, J. Sullivan, et T. D. Bennett, "Wet etching study of silica glass after CW CO₂ laser treatment," *Applied Surface Science*, vol. 225, no. 1-4, pp. 250-255, 2004.
- [66] A. D. McLachlan et F. P. Meyer, "Temperature dependence of the extinction coefficient of fused silica for CO₂ laser wavelengths," *Applied Optics*, vol. 26, no. 9, pp. 1728-1731, 1987.
- [67] G. A. J. Markillie, H. J. Baker, F. J. Villarreal, et D. R. Hall, "Effect of vaporization and melt ejection on laser machining of silica glass micro-optical components," *Applied Optics*, vol. 41, no. 27, pp. 5660-5667, 2002.
- [68] J. Sullivan, Z. Jian, et T. D. Bennett, "Measurement of thermally induced changes in the refractive index of glass caused by laser processing," *Applied Optics*, vol. 44, no. 33, pp. 7173-7180, 2005.
- [69] Y. Azuma et H. Murata, "Refractive index distribution measurement using a set of launching single-mode and receiving high NA optical fibers," in *1987 National Convention of the Institute of Electronics, Information and Communication Engineers, Keio, Japan*, vol. E70, 1987, pp. 291-293.
- [70] W. Eickhoff et E. Weidel, "Measuring method for the refractive index profile of optical glass fibres," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 7, no. 2, pp. 109-113, 1975.
- [71] S. Garcia-Blanco, J. S. Aitchison, C. Hnatovsky, et R. S. Taylor, "Microreflectivity characterization of the two-dimensional refractive index distribution of electron-beam-written optical waveguides in germanium-doped flame-hydrolysis silica," *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 8, pp. 1314-1316, 2004.
- [72] M. Ikeda, M. Tateda, et H. Yoshikiyo, "Refractive index profile of a graded index fiber: measurement by a reflection method," *Applied Optics*, vol. 14, no. 4, pp. 814-815, 1975.
- [73] P. Oberson, B. Gisin, B. Huttner, et N. Gisin, "Refracted near-field measurements of refractive index and geometry of silica-on-silicon integrated optical waveguides," *Applied Optics*, vol. 37, no. 31, pp. 7268-7272, 1998.
- [74] I. P. Radko, V. S. Volkov, S. I. Bozhevolnyi, J. Henningsen, et J. Pedersen, "Near-field mapping of surface refractive-index distributions," *Laser Physics Letters*, vol. 2, no. 9, pp. 440-444, 2005.

- [75] R. S. Taylor, C. Hnatovsky, et E. Simova, "Ultra-high resolution index of refraction profiles of femtosecond laser modified silica structures," *Optics Express*, vol. 11, no. 7, 2003.
- [76] P. Yongwoo, S. Nak Hyun, Y. Youngchun, et K. Dug Young, "Simple scanning fibre-optic confocal microscopy for the refractive index profile measurement of an optical fibre," *Measurement Science & Technology*, vol. 13, no. 5, pp. 695-699, 2002.
- [77] M. Young, "Optical fiber index profiles by the refracted-ray method (refracted near-field scanning)," *Applied Optics*, vol. 20, no. 19, pp. 3415-3422, 1981.
- [78] Y. YoungChun et K. Dug Young, "Reflection-type optical waveguide index profiling technique," *Journal of the Optical Society of Korea*, vol. 9, no. 2, pp. 49-53, 2005.
- [79] N. H. Fontaine et M. Young, "Two-dimensional index profiling of fibers and waveguides," *Applied Optics*, vol. 38, no. 33, pp. 6836-6844, 1999.
- [80] <http://documents.exfo.com/specsheets/OWA-9500-angHR.pdf>.
- [81] L. C. Ozcan, F. Guay, R. Kashyap, et L. Martinu, "Investigation of refractive index modificaiotn in CW CO₂ laser written planar optical waveguides," *Submitted in Optics Communications*, 2007.
- [82] L. C. Ozcan, V. Treanton, R. Kashyap, et L. Martinu, "2D refractive index measurement of CO₂ laser written planar optical waveguides," in *Photonics North 2006, Quebec City, QB, Canada*, vol. 6343 I, 2006, pp. 63431A.
- [83] J. Bures, "Technologie de l'optique guidée: notes de cours PHS6209," École Polytechnique de Montréal, 2001.
- [84] R. März, "Integrated optics: Design and modeling," Artech House, 1995, pp. 87-124.
- [85] S. I. Najafi, *Introduction to glass integrated optics*: Artech House, 1992.
- [86] H. Nishihara, "Optical integrated circuits," McGraw-Hill Book Company, 1989, pp. 7-44.
- [87] A. W. Snyder et J. D. Love, *Optical waveguides theory*: Chapman and Hall, 1983.
- [88] M. Tabib-Azar, "Integrated optics, microstructures and sensors," Kluwer Academic Publisher, 1995, pp. 5-97.

- [89] T. Tamir, *Integrated optics*: Springer, 1979.
- [90] F. Ay, "Silicon oxynitride layers for applications in optical waveguides," M.Sc.A., Bilkent University, Istanbul, Turkey, 2000.
- [91] F. Ladouceur, "Buried channel waveguides & devices," Ph.D., Australian National University, Canberra, Australia, 1992.
- [92] R. Scarmozzino, A. Gopinath, R. Pregla, et S. Helfert, "Numerical techniques for modeling guided-wave photonic devices," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 1, pp. 150-162, 2000.
- [93] R. Chakraborty, P. Ganguly, J. C. Biswas, et S. K. Lahiri, "Modal profiles in Ti:LiNbO₃ two-waveguide and three-waveguide couplers by effective-index-based matrix method," *Optics Communications*, vol. 187, no. 1-3, pp. 155-163, 2001.
- [94] Q. Min, "Effective index method for heterostructure-slab-waveguide-based two-dimensional photonic crystals," *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 7, pp. 1163-1165, 2002.
- [95] R. Scarmozzino, B. K. Whitlock, E. K. Heller, et R. M. Osgood, Jr., "Numerical methods for modeling photonic devices and systems," in *Physics and Simulation of Optoelectronic Devices VIII, San Jose, CA*, vol. 3944, 2000, pp. 548-560.
- [96] RSoft, *Beam Propagation Method, version*, [Logiciel]: 2005.
- [97] O. Bryngdahl, "Image formation using self-imaging techniques," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 63, no. 4, pp. 416-419, 1973.
- [98] D. S. Levy, R. Scarmozzino, Y. M. Li, et R. M. Osgood, Jr., "A new design for ultracompact multimode interference-based 2×2 couplers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 1, pp. 96-98, 1998.
- [99] L. B. Soldano, F. B. Veerman, M. K. Smit, B. H. Verbeek, A. H. Dubost, et E. C. M. Pennings, "Planar monomode optical couplers based on multimode interference effects," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, no. 12, pp. 1843-1850, 1992.
- [100] J. A. Besley, J. D. Love, et W. Langer, "A multimode planar power splitter," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, no. 4, pp. 678-684, 1998.
- [101] D. S. Levy, P. Kyung Hyun, R. Scarmozzino, R. M. Osgood, Jr., C. Dries, P. Studenkov, et S. Forrest, "Fabrication of ultracompact 3-dB 2×2 MMI power

- splitters," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 8, pp. 1009-1011, 1999.
- [102] D. S. Levy, Y. M. Li, R. Scarmozzino, et R. M. Osgood, Jr., "A multimode interference-based variable power splitter in GaAs-AlGaAs," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 10, pp. 1373-1375, 1997.
- [103] M. H. Ibrahim, L. Shuh-Ying, M. K. Chin, N. M. Kassim, et A. B. Mohammad, "Multimode interference wavelength multi/demultiplexer for 1310 and 1550nm operation based on BCB 4024-40 photodefinable polymer," *Optics Communications*, vol. 273, no. 2, pp. 383-388, 2007.
- [104] M. Rajarajan, B. M. A. Rahman, et K. T. V. Grattan, "A rigorous comparison of the performance of directional couplers with multimode interference devices," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, no. 2, pp. 243-248, 1999.
- [105] P. A. Besse, M. Bachmann, H. Melchior, L. B. Soldano, et M. K. Smit, "Optical bandwidth and fabrication tolerances of multimode interference couplers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, no. 6, pp. 1004-1009, 1994.
- [106] H. Jung Moo, R. Hyun Ho, P. Soon Ryong, J. Jae Wan, L. Seung Gol, L. El-Hang, P. Se-Geun, W. Deokha, K. Sunho, et O. Beom-Hoan, "Design and fabrication of a significantly shortened multimode interference coupler for polarization splitter application," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 1, pp. 72-74, 2003.
- [107] L. B. Soldano et E. C. M. Pennings, "Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, no. 4, pp. 615-627, 1995.

ANNEXE A : PROPAGATION D'UN FAISCEAU GAUSSIEN UNIMODAL

Précisons, tout d'abord qu'une référence internationale existe concernant la théorie des lasers. C'est l'ouvrage de Siegman [60], dans lequel une partie importante de ce qui va suivre peut être retrouvée.

La lumière émise par un laser contient une ou plusieurs fréquences que l'on associe aux modes propres de la cavité. On distingue généralement deux types de modes : les modes longitudinaux et les modes transverses. Les modes longitudinaux diffèrent par leur fréquence d'oscillation tandis que les modes transverses diffèrent, par la répartition de leurs champs, électrique et magnétique, dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation.

La propagation d'une onde électromagnétique est décrite à l'aide des équations de Maxwell. En supposant les champs transverses (champs électriques et magnétiques perpendiculaires à la direction de propagation), et en éliminant le champ magnétique dans ce système d'équations, nous obtenons l'équation d'onde scalaire stationnaire dans le temps décrivant la propagation du champ électrique dans le vide (indice de réfraction égal à 1) :

$$[\Delta + k^2] E = 0 \quad (\text{A.1})$$

C'est l'équation de Helmholtz, où Δ , représente le Laplacien et E , l'expression du champ électrique. Celle-ci peut s'exprimer, dans un repère de coordonnées cartésiennes, sous la forme d'une onde se propageant dans la direction $z > 0$:

$$E(x, y, z) = E_0(x, y, z) e^{-ikz} \quad (\text{A.2})$$

avec $E_0(x, y, z)$ et e^{-ikz} représentant respectivement l'amplitude et la phase du champ électrique, $\vec{k} = k\vec{e}_z$ étant le vecteur d'onde.

L'approximation paraxiale consiste à supposer que la variation de l'amplitude du champ est faible suivant la direction de propagation, z , par rapport aux directions transverses x et y d'oscillation du champ électrique :

$$\frac{\partial^2 E_0}{\partial^2 z} \leq k \frac{\partial E_0}{\partial z} \leq k^2 E_0 \quad (\text{A.3})$$

Par conséquent, nous pouvons écrire l'équation d'onde scalaire du champ électrique dans l'approximation paraxiale comme suit :

$$\Delta_T E_0(s, z) - 2ik \frac{\partial E_0(s, z)}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.4})$$

Où Δ_T représente le Laplacien transverse et, s , se réfère aux coordonnées transverses :

$s \equiv (x, y)$ ou $s \equiv (r, \theta)$ suivant le système de coordonnées employé.

Une solution à cette équation est fournie par le faisceau gaussien, dont l'enveloppe est définie de la façon suivante :

$$E(x, y, z) = A_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right) \exp-i\left([kz - \phi(z)] + k \frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right) \quad (\text{A.5})$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (\text{A.6})$$

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (\text{A.7})$$

avec :

A_0 : un facteur de normalisation sur l'amplitude

w_0 : le *waist* du faisceau laser

$w(z)$: la valeur locale de la largeur du faisceau laser

z_R : la distance de Rayleigh ($b = 2z_R$ appelé paramètre confocal)

$R(z)$: le rayon de courbure local de l'onde sphérique

$\phi(z) = \arctan(z/z_R)$: un terme de phase supplémentaire

L'interprétation physique de l'équation (gaussienne) est relativement claire. Le facteur $\exp\left[-(x^2 + y^2)/w^2(z)\right]$ décrit une répartition gaussienne de l'enveloppe du champ de largeur $w(z)$. Le facteur $\exp\left[-ik\left((x^2 + y^2)/2R(z)\right)\right]$ affecte la phase du champ. Elle coïncide avec la phase de l'onde sphérique de rayon $R(z)$. La surface équiphasé, ou surface d'onde, passant par z est donc une sphère de rayon R (à des petites corrections près dues au terme en ϕ). A très grande distance, $R \approx z$. Le centre de courbure des surfaces d'onde est donc l'origine. En revanche, à l'origine, R est infini : la surface d'onde est plane. Le rayon de courbure minimal en module est atteint pour $z = \pm z_R$ et vaut $2z_R$. C'est pourquoi on peut également appeler $b = 2z_R$, paramètre confocal. Les surfaces d'onde en $z = \pm z_R$ forment, en effet, deux sphères de même rayon de courbure, le centre de l'une étant situé au sommet de l'autre. Sur la Figure A-1, on représente les paramètres important d'un faisceau gaussien.

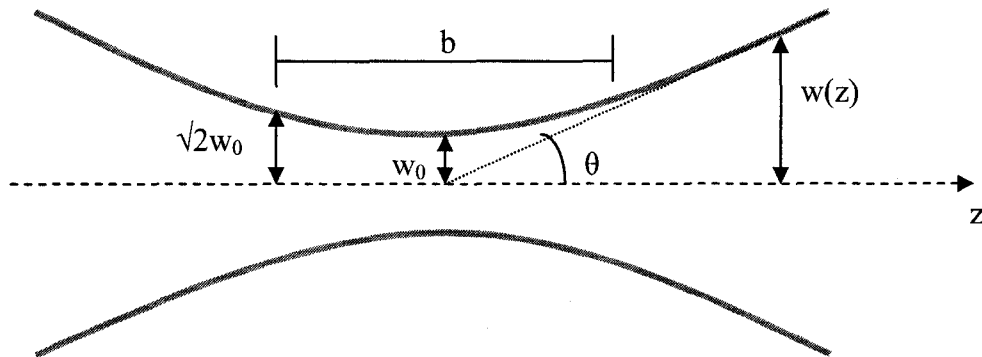


Figure A-13: Propagation d'un faisceau gaussien.

La distance de Rayleigh, que nous utilisons abondamment, est relative au comportement du faisceau lors de sa propagation. Par définition, la dimension du faisceau est $\sqrt{2}$ fois plus grande que sa dimension minimum (*waist*) en $z = z_R$. Le terme $\exp(-i\phi)$ est un terme de phase supplémentaire qui traduit le changement de phase de π au passage du plan focal. Finalement, le préfacteur $w_0/w(z)$ traduit simplement la conservation de l'énergie au cours de la propagation du faisceau. Le mode gaussien fondamental est noté TEM_{00} . C'est en général celui que l'on a en sortie de laser, car il permet, à divergence donnée, d'obtenir la plus petite tache focale. Pour obtenir la répartition d'intensité, il faut simplement prendre le carré du module de l'amplitude du champ électrique, ou plutôt en la multipliant par son complexe conjugué :

$$I(x, y, z) = |E(x, y, z)E^*(x, y, z)| = I_0 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp\left(-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right) \quad (\text{A.8})$$

I_0 est le facteur de normalisation de l'intensité. Il dépend de la puissance laser, de la dimension du faisceau et de l'ordre du mode considéré. Ici, nous travaillons avec le

mode gaussien fondamental. La puissance laser totale est donnée par la relation intégrale :

$$P(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{-\infty} I(x, y, z) dx dy \quad (\text{A.9})$$

On suppose que le milieu dans lequel on se trouve est non absorbant pour écrire la conservation de l'énergie :

$$P(z) = P(0) = P_0 \quad (\text{A.10})$$

En conséquence, nous pouvons écrire :

$$P_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y, z = 0) dx dy \quad (\text{A.11})$$

Cette intégrale se transforme en utilisant les coordonnées polaires :

$$P_0 = I_0 \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{+\infty} r \exp(-\alpha r^2) dr, \quad \alpha = \frac{2}{w_0^2} \quad (\text{A.12})$$

Appliquons le changement de variable suivant: $u = \alpha r^2$, nous obtenons finalement:

$$P_0 = I_0 \frac{\pi}{\alpha} \underbrace{\int_0^{+\infty} e^{-u} du}_1 \quad (\text{A.13})$$

Nous en déduisons alors la valeur du coefficient de normalisation I_0 :

$$I_0 = \frac{2P_0}{\pi w_0^2} \quad (\text{A.14})$$

Cette valeur correspond à l'intensité maximum $I(0,0,0)$.

Par conséquent la répartition d'intensité laser pour le mode gaussien TEM_{00} est fournie par la relation suivante :

$$I(x, y, z) = \frac{2P_0}{\pi w^2(z)} \exp\left(-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right) \quad (\text{A.15})$$

Lors de sa propagation dans l'air, le faisceau diverge naturellement. Réécrivons l'équation (*waist*(*z*)) en champ lointain :

$$w(z) = w_0 \frac{z}{z_R} \text{ pour } z \gg z_R$$

La divergence (demi-angle d'ouverture) du faisceau se note :

$$\theta = \frac{w(z)}{z} = \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (\text{A.16})$$

Par conséquent, nous obtenons une relation fondamentale invariante qui lie la divergence du faisceau gaussien à son *waist* :

$$\theta w_0 = \frac{\lambda}{\pi} = \text{Cte} \quad (\text{A.17})$$