

XAVIER PRUNEAU GODMAIRE

Micro-usinage de fibres optiques avec un laser CO₂

Mémoire présenté
à la Faculté des études supérieures de l'Université Laval
dans le cadre du programme de maîtrise en physique
pour l'obtention du grade de maître ès sciences (M.Sc.)

Département de physique, de génie physique et d'optique
FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE
UNIVERSITÉ LAVAL
QUÉBEC

2011

©Xavier Pruneau Godmaire, 2011

Résumé

Le mandat initial de ce projet de maîtrise visait l'élaboration de procédures de micro-usinage de fibres optiques à l'aide d'un laser CO₂ pulsé. L'efficacité d'usinage d'une fibre optique a d'abord été mise en évidence via l'étude théorique des phénomènes engendrés par l'absorption du rayonnement infrarouge. Suite à une caractérisation spatiale et temporelle du système laser, des méthodes sans contact de dégainage, de clivage et de polissage ont été mises sur pied en exploitant les propriétés uniques du rayonnement à 10,6 μ m. Des fibres optiques de silice, de ZBLAN et de verre de chalcogénure ont toutes trois été soumises à ces procédures de micro-usinage. En définitive, l'étude de l'interaction entre un laser CO₂ et des réseaux de Bragg a permis de mettre en lumière quelques applications intéressantes.

Avant-propos

Au cours des trois dernières années, j'ai eu la chance de côtoyer des individus dont la compétence et le dévouement ont rendu possible le projet décrit dans ce mémoire. Je tiens d'abord à souligner l'importance de mon directeur de recherche, le professeur Réal Vallée, qui a cru en moi et qui me supporte académiquement et financièrement depuis près de trois ans. Je désire aussi à remercier M. Alex Fraser, fidèle comparse, qui a su m'initier aux joies et aléas de la recherche. J'aimerais de plus saluer le travail de M. Marc D'Auteuil, véritable berger des laboratoires du COPL. Je lève aussi mon chapeau à M. Florent Pouliot pour les multiples pièces conçues avec une précision inespérée et à M. Fabrice Lacroix qui, de par son acharnement à remettre en question mon raisonnement, m'aura poussé à affûter ma logique scientifique. Dans un même ordre d'idées, je souhaite souligner les contributions techniques et monétaires de la société PhasOptx à ce projet de recherche.

Sur une note plus personnelle, je ne peux passer sous silence les concessions qu'ont dues faire mes parents pour me soutenir financièrement et moralement tout au long de mon cheminement universitaire. Leurs mots d'encouragement dans les périodes plus arides auront été pour moi une grande source de motivation. Finalement, comment pourrais-je oublier celle qui ensoleille mon quotidien et qui me pousse à me surpasser tant au niveau professionnel que personnel. L'esthétique morpho-syntaxique de ce document lui est d'ailleurs grandement attribuable.

À mes parents, pour leur support inconditionnel.

Table des matières

Résumé	iii
Avant-propos	iv
Table des matières	vi
Introduction	1
1 Interaction entre un laser CO₂ et une fibre optique	3
1.1 Bases de l'interaction laser-matière	4
1.2 Phénoménologie spatio-temporelle de l'usinage laser	5
1.3 Micro-usinage de la silice avec un laser CO ₂	7
1.4 Propriétés physiques des verres optiques étudiés	9
1.5 Modélisation de l'interaction thermique entre un laser CO ₂ et une fibre optique	10
1.6 Effet de l'irradiation laser à 10,6 μ m sur l'indice de réfraction	13
1.7 Génération de sauts de phase dans une fibre optique	13
1.8 Synthèse de l'interaction entre un laser CO ₂ pulsé et une fibre optique .	14
2 Caractérisation du système laser	15
2.1 Description du système laser	16
2.1.1 Laser CO ₂	16
2.1.2 Modulateur acousto-optique	17
2.1.3 Composants optiques utilisés	18
2.2 Théorie du faisceau laser propagé	18
2.2.1 Faisceau gaussien	19
2.2.2 Moment du second ordre et M^2	20
2.2.3 Focalisation d'un faisceau laser	21
2.2.4 Conditionnement spatial du faisceau	22
2.3 Caractérisation spatiale du faisceau laser	23
2.3.1 Profilage spatial par pixelisation thermique	23
2.3.2 Caractérisation du faisceau émis par le laser	24

2.3.3	Étude de l'influence de l'AOM sur la distribution d'intensité du faisceau	25
2.3.4	Mesure de l'efficacité du conditionnement spatial	26
2.4	Caractérisation temporelle	27
2.4.1	Mesure du profil temporel d'une impulsion laser	27
2.4.2	Mise en forme temporelle de l'impulsion	29
2.5	Synthèse des résultats de la caractérisation spatio-temporelle du faisceau laser	30
3	Dégainage de fibres optiques	31
3.1	Motivation du dégainage laser	32
3.2	Description du procédé de dégainage laser	33
3.3	Dégainage de fibres de silice	35
3.3.1	Analyse de la région transitoire	36
3.3.2	Étude de la résistance en traction des fibres dégainées	38
3.3.3	Élaboration d'une technique de dégainage hybride	39
3.4	Dégainage de fibres exotiques	39
3.4.1	Dégainage de fibres de ZBLAN	40
3.4.2	Dégainage de fibres d'AsSe	41
3.5	Synthèse des résultats du dégainage laser	41
4	Clivage de fibres optiques	42
4.1	Motivation du clivage laser	43
4.2	Description du procédé de clivage laser	43
4.3	Clivage de fibres de silice à angle droit	45
4.3.1	Visualisation des effets thermiques en jeu	47
4.3.2	Analyse du fini de surface des fibres clivées	48
4.3.3	Couplage optique entre fibres clivées à angle droit	49
4.4	Clivage de fibres de silice à angles variables	50
4.4.1	Couplage optique entre fibres clivées à 8°	52
4.4.2	Fabrication de sondes pour la tomographie à cohérence optique	53
4.5	Clivage de fibres micro-structurées	54
4.6	Micro-lentillage à faible rayon de courbure	55
4.7	Clivage multifaces	55
4.8	Clivage de fibres exotiques	56
4.8.1	Clivage de fibres de ZBLAN	56
4.8.2	Clivage de fibres d'AsSe	57
4.9	Synthèse des résultats du clivage laser	57
5	Polissage de fibres optiques	58
5.1	Motivation du polissage laser	59

5.2	Description du procédé de polissage laser	59
5.3	Polissage de fibres de silice	60
5.3.1	Analyse de la rugosité de surface	61
5.3.2	Caractérisation du couplage optique entre fibres polies à angle droit	62
5.4	Polissage de fibres de ZBLAN	64
5.5	Micro-lentillage à grand rayon de courbure de fibres de silice	66
5.6	Micro-lentillage de fibres de ZBLAN	68
5.7	Colmatage de fibres micro-structurées	69
5.8	Encapsulage de fibres optiques	70
5.9	Synthèse des résultats du polissage laser	71
6	Applications associées aux réseaux de Bragg	72
6.1	Théorie du réseau de Bragg	73
6.2	Inscription de sauts de phase par irradiation laser	74
6.2.1	Filtre passe-bande simple	75
6.2.2	Filtre passe-bande multiple	78
6.3	Viellissement de réseaux de Bragg par irradiation laser	79
6.4	Synthèse des applications associées aux réseaux de Bragg	81
	Conclusion	82
	Références bibliographiques	84
A	Schéma des branchements du système laser	91
B	Dynamique du laser CO₂	93
C	Validation de la méthode de pixelisation thermique	95
D	Théorie associée à la fibre optique	99
D.1	Guidage modal dans une fibre optique	99
D.2	Pertes à une jonction mécanique	101
D.2.1	Désaccord modal	102
D.2.2	Séparation longitudinale	102
D.2.3	Séparation transversale	102
D.2.4	Désaccord angulaire	103
D.3	Pertes de rétroréflexion	103
E	OptimendTM	106
E.1	Effet hyperélastique dans les alliages à mémoire de forme	106
E.2	Évolution du design d'Optimend TM	107
E.3	Outil de connexion	108

E.4 Procédure de connexion	109
--------------------------------------	-----

Introduction

Le laser CO₂ est le laser de puissance le plus utilisé dans le monde. Il a rapidement acquis ses lettres de noblesse en vertu de sa fiabilité et de son aptitude à délivrer une grande puissance optique. Bien qu'il tend à être remplacé par des lasers à fibre plus efficaces énergétiquement et moins encombrants, le laser CO₂ demeure un outil de choix pour accomplir bon nombre d'opérations d'usinage laser. La soudure, la découpe et la gravure de matériaux figurent parmi les tâches où de tels lasers sont appelés à intervenir. Certains domaines médicaux tirent aussi avantage du rayonnement infrarouge émis par le laser CO₂.

En raison d'une grande absorption dans le spectre infrarouge lointain, les composants de silice sont particulièrement enclin à être usinés efficacement. Plus particulièrement, le laser CO₂ a maintes fois été associé au micro-usinage de fibres optiques. Sa capacité à générer des effets ablatifs et thermiques en font un outil précis, susceptible de dégainer, cliver et polir les fibres optiques. De plus, divers composants optiques tirent avantage du chauffage local pouvant être induit par le laser CO₂. C'est le cas, notamment, des réseaux de Bragg.

L'objectif de ce projet de recherche constituait à exploiter la versatilité du laser CO₂ et à développer un savoir-faire étendu quant au micro-usinage laser de fibres optiques. Jusqu'à présent, les applications de micro-usinage laser connues se limitaient presque exclusivement aux fibres optiques de silice. Au cours de ce projet de maîtrise, l'efficacité d'usinage du laser CO₂ envers les fibres optiques de ZBLAN et de chalcogénure a aussi été étudiée. En premier lieu, les bases du micro-usinage laser, appliquées plus particulièrement à l'interaction entre le rayonnement infrarouge lointain et un matériau diélectrique, sont établies. Une description détaillée de la phénoménologie de l'ablation résultant de l'usage de longues impulsions laser permet d'identifier les enjeux thermiques liés au micro-usinage de fibres optiques. L'impact de l'irradiation du laser CO₂ sur l'indice de réfraction est aussi discuté. La capacité du laser à générer des sauts de phase dans la fibre optique est de plus mise en évidence. Au chapitre 2, une description détaillée du système d'usinage laser est présentée. La caractérisation spatiale et tem-

porelle du faisceau propagé est accomplie afin d'élaborer des analogies expérimentales avec les notions théoriques décrites au chapitre précédent. Les chapitres suivants font état des résultats obtenus concernant le micro-usinage de fibres de silice, de ZBLAN et de chalcogénure. Plus spécifiquement, la mise en place d'un procédé de préparation sans contact des fibres optiques est réalisée. Le chapitre 3 traite ainsi du dégainage laser de fibres optiques. Une étude statistique de la résistance mécanique des fibres optiques permet de comparer les affaiblissements engendrés par les diverses techniques de dégainage. Le chapitre 4 aborde quant à lui le clivage laser de fibres optiques. L'aptitude à contrôler précisément l'angle de clivage et à façonner la géométrie des fibres optiques de silice est mise en lumière. Afin de valider la qualité optique du clivage obtenu, une épissure en alliage à mémoire de forme est employée. Fabriqué par la société Phasoptx qui supporte ce projet de maîtrise, le connecteur auto-alignant permet de comparer les diverses techniques de clivage. Par la suite, le polissage et le micro-lentillage laser de fibres optiques sont discutés au chapitre 5. Des applications particulières concernant les fibres micro-structurées y sont aussi décrites. Finalement, le chapitre 6 démontre la possibilité d'inscrire des sauts de phase dans des réseaux de Bragg. Le vieillissement minutieux de ces mêmes réseaux est ultimement illustré.

Chapitre 1

Interaction entre un laser CO₂ et une fibre optique

Le micro-usinage laser de fibres optiques fait appel à plusieurs concepts physiques. Il est donc justifié de s'intéresser, en premier lieu, aux bases fondamentales de l'interaction laser-matière. Plus particulièrement, la phénoménologie rencontrée lors de l'usinage d'un matériau diélectrique par un laser émettant des impulsions longues est d'intérêt. Certains effets thermiques spécifiques au laser CO₂, qui sont inhérents à l'absorption du rayonnement infrarouge, sont aussi à prendre en compte. Finalement, la géométrie et les propriétés physiques des fibres optiques doivent être prises en considération afin d'identifier les formes de micro-usinage laser envisageables.

1.1 Bases de l'interaction laser-matière

Le laser CO₂, comme tous les lasers d'usinage, a pour fonction d'acheminer de l'énergie dans un volume d'absorption restreint. L'énergie incidente sur un matériau est alors fractionnée sous forme de transmission, de réflexion et d'absorption. Ce sont les propriétés intrinsèques du matériau, fonction de la longueur d'onde d'irradiation, qui déterminent la répartition de l'énergie à travers ces mécanismes physiques. L'énergie d'un photon (E_p) dépend quant à elle de la fréquence intrinsèque (ν) de ce dernier :

$$E_p = h\nu \quad (1.1)$$

où h est la constante de Planck. L'usinage laser requiert en général que la matière soit très absorbante à la longueur d'onde du faisceau. La dépendance spectrale de l'absorptivité (α) varie selon les modes vibrationnels des molécules qui composent le matériau. L'absorptivité peut être déterminée à partir de la partie imaginaire de l'indice de réfraction[1].

$$\tilde{n} = n + ik \quad (1.2)$$

où \tilde{n} représente l'indice de réfraction complexe, n est sa partie réelle et k est sa partie imaginaire. L'absorptivité s'exprime alors comme suit :

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (1.3)$$

Au-delà de l'absorption, l'effet temporel de l'irradiation laser doit être pris en considération. La diffusivité thermique témoigne de la vitesse de pénétration de la chaleur dans un milieu. Cette propriété physique décrit la susceptibilité du matériau à être usiné et est fonction de sa masse volumique (ρ), de sa conductivité thermique (K) et de sa chaleur spécifique (c) :

$$\kappa = \frac{K}{\rho c} \quad (1.4)$$

Plus la diffusivité thermique est faible, plus l'énergie du laser reste localisée dans le volume d'absorption, ce qui favorise l'usinage. L'épaisseur thermique (β), qui varie selon la durée de l'exposition laser (T), est définie par l'équation suivante :

$$\beta = \sqrt{4\kappa T} \quad (1.5)$$

L'énergie des photons, absorbée partiellement par les molécules se trouvant à l'intérieur du volume d'absorption, engendre la formation d'un gradient de température dans le matériau. Si l'irradiation laser est suffisamment intense pour permettre d'atteindre la température de vaporisation, le matériau passera directement de l'état solide à gazeux. Cet effet est appelé l'ablation laser. Pour une grande profondeur d'absorption ($1/\alpha$), le terme absorption volumique est employé. L'ablation laser requiert plutôt que la profondeur d'absorption soit faible. Il est alors question d'absorption de surface.

1.2 Phénoménologie spatio-temporelle de l'usinage laser

En réalité, l'usinage laser se veut un phénomène complexe ne se limitant pas à la vaporisation de la matière[2]. D'abord, la distribution spatiale de l'énergie du faisceau doit être prise en compte. Seule la partie centrale de la distribution d'intensité gaussienne¹ possède une énergie supérieure au seuil d'ablation (E_a). Lorsque l'intensité laser descend sous le seuil d'ablation, une partie du faisceau demeure suffisamment énergétique (E_f) pour faire fondre le matériau, créant ainsi une phase liquide au voisinage du cratère ablaté. En périphérie du faisceau, l'énergie est moindre et ne génère que des effets thermiques absorbés volumiquement. Cette portion de la gaussienne cause la dilatation du matériau. La figure 1.1 illustre les phénomènes physiques associés au profil d'intensité radial du faisceau laser.

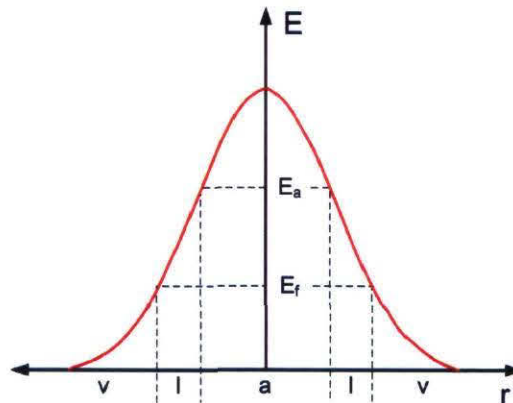


Figure 1.1 – Schématisation des phénomènes physiques associés à la distribution d'intensité du faisceau laser : ablation (région a), phase liquide (région l) et absorption volumique (région v)

Sur le plan temporel, la durée d'impulsion du laser joue un rôle prépondérant dans le mécanisme d'ablation. Des dynamiques ablatives très différentes sont impliquées selon la durée des impulsions. Pour une impulsion laser d'une durée supérieure à $10ps$, les photons excitent les électrons libres qui se trouvent à l'intérieur du volume d'absorption. Ces électrons libres, ayant acquis de l'énergie cinétique des photons, excitent les molécules voisines qui vont elles aussi libérer des électrons. Ce processus est appelé ionisation par avalanche. Le déclenchement de l'ionisation par avalanche dépend fortement du nombre d'électrons libres dans le volume d'absorption. Pour un diélectrique

1. Le faisceau gaussien est abordé en détails au chapitre 2.

quelconque, le nombre d'électrons libres est très faible, ce qui rend le déclenchement temporellement aléatoire [3].

Pour une exposition laser caractérisée par des impulsions microsecondes, la diffusion de la chaleur dans le matériau devient un phénomène dominant. Ceci est dû au fait que le temps caractéristique de diffusion (quelques picosecondes) est beaucoup plus court que la durée des impulsions. La région affectée par la chaleur est donc supérieure au volume d'absorption (figure 1.2 a))[3]. De fait, la diffusion thermique réduit l'efficacité de l'usinage puisque que l'énergie diffusée n'intervient pas dans le processus d'ablation. De plus, l'augmentation de la température à l'extérieur du volume d'absorption modifie considérablement les caractéristiques physiques du matériau. Plus précisément, cette hausse de température fait rapidement apparaître une phase liquide plus ou moins stable en périphérie du volume d'absorption (figure 1.2 b)). Ce phénomène, souvent indésirable, est aussi responsable de l'éjection de liquide qui apparaît à température élevée[4]. Si la phase liquide reste stable, l'éjection de liquide sera absente. Cependant, les caractéristiques physiques et chimiques du matériau seront tout de même altérées[5]. La combinaison de cette couche liquide avec l'onde de choc créée par la percussion des impulsions force la formation d'une série d'ondulations en surface du matériau. L'augmentation de température autour du volume d'absorption engendre aussi une dilatation thermique. Dépendamment du coefficient de dilatation thermique du matériau, la formation de micro-craques est à prévoir (figure 1.2 c))[6, 7, 8]. Il est important de noter que la phénoménologie thermique liée à l'interaction d'impulsions longues avec la matière se déroule à l'échelle des nanosecondes[3]. Afin de minimiser les effets néfastes susceptibles d'apparaître (figure 1.2 d)), un contrôle minutieux des conditions d'usinage est nécessaire.

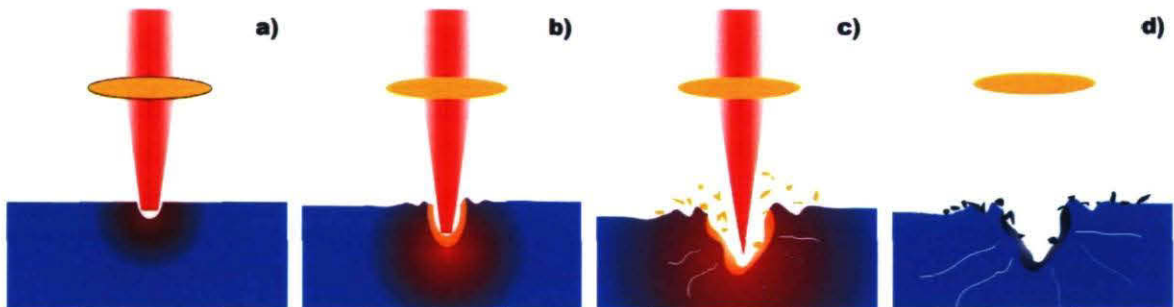


Figure 1.2 – Schématisation des phénomènes thermiques impliqués dans l'ablation avec des impulsions longues : a) ablation du volume d'absorption, b) déformation de surface par l'onde de choc et formation d'une phase liquide, c) éjection liquide et fissuration, d) cratère d'ablation résultant

Pour un solide semi-infini, l'intensité crête nécessaire pour atteindre le régime ablatif

en fonction de la durée d'impulsion est donnée par[9] :

$$I_s = \frac{2KT_0}{(1-R)} \left[\int_0^\beta \exp\left(\frac{\alpha^2\gamma^2}{4}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\alpha\gamma}{2}\right) \alpha\gamma \left(1 + \frac{2\gamma^2}{w^2}\right)^{-1} d\gamma \right]^{-1} \quad (1.6)$$

où R est la réflectivité, w est la taille du faisceau, T_0 est la température de vaporisation et $\gamma = \sqrt{4\kappa t}$. À noter que la variable temporelle t varie entre 0 et T , la durée d'impulsion.

1.3 Micro-usinage de la silice avec un laser CO₂

Pour être en mesure d'accomplir l'ablation de la silice, la profondeur d'absorption doit être à l'échelle micrométrique. En régime d'absorption linéaire, la silice est transparente entre 200nm et 2500nm. Les sources permettant l'usinage de ce matériau se limitent ainsi aux lasers UV, CO₂ et ultrabrefs²[10]. Les lasers ultraviolets et ultrabrefs ont pour particularité d'émettre un rayonnement induisant très peu d'effets thermiques dans le matériau. Ce n'est pas le cas du laser CO₂. Toutefois, l'efficacité d'usinage du laser CO₂ est de beaucoup supérieure étant donné la courte profondeur d'absorption résultante (se référer à l'équation 1.3)[11]. La figure 1.3, représentant la variation de la partie imaginaire de l'indice de réfraction de la silice en fonction de la longueur d'onde, illustre pourquoi le laser CO₂ est un choix judicieux.

L'évaporation de la silice en molécules gazeuses de SiO et d'O₂ apparaît lorsque la température atteint 2700°C[12]. Un second phénomène responsable d'une perte de masse, l'éjection liquide (illustrée à la figure 1.2c)), est observé à partir de 2700°C, mais surtout après 3000°C. Les verres optiques ne possèdent pas de transition liquide distincte. Ils se caractérisent plutôt par une diminution graduelle de leur viscosité à partir d'une certaine température. Entre 2450°C et 2700°C, la silice devient suffisamment mobile pour subir les effets des tensions de surface. Cette propriété est d'ailleurs exploitée au chapitre 5 pour accomplir le polissage laser de fibres optiques. Pour réaliser l'ablation de la silice tout en minimisant les effets indésirables de l'éjection de liquide, l'irradiation laser doit être contrôlée de sorte que la température ne dépasse pas les 3000°C. La figure 1.4 présente une estimation à haute température de la viscosité et de la pression de vapeur de la silice.

2. Les lasers picoseconde et femtoseconde engendrent des effets physiques différents de ceux générés par des lasers UV et CO₂. Ils tirent plutôt profit des phénomènes d'absorption non-linéaire, de filamentation et de génération de plasma pour accomplir l'usinage.

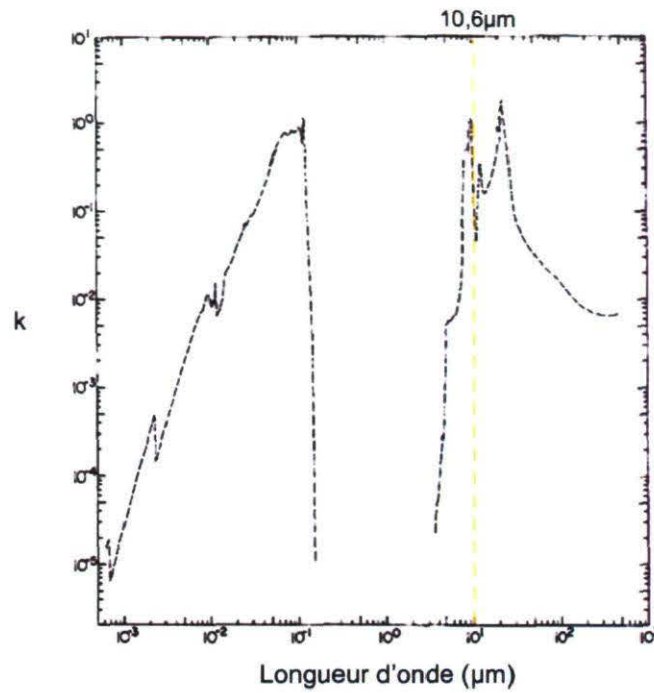


Figure 1.3 – Variation spectrale du nombre d'onde de la silice

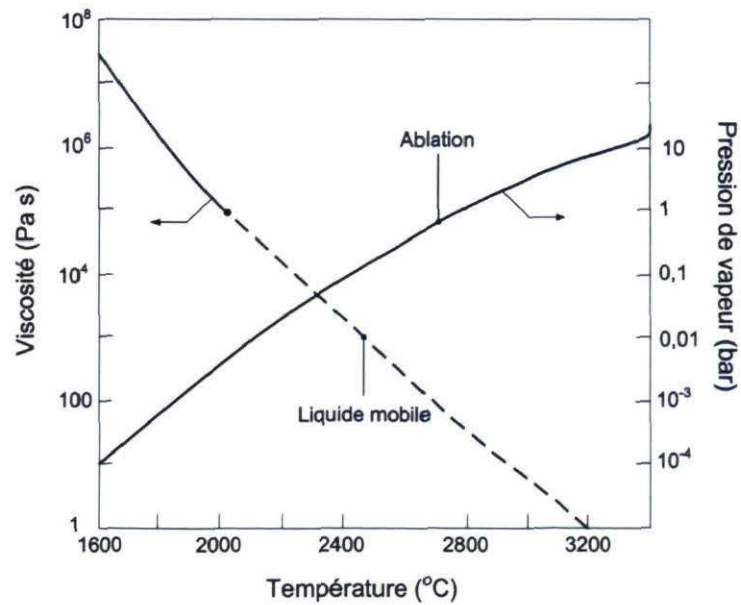


Figure 1.4 – Estimation de la viscosité et de la pression de vapeur de la silice à haute température[10]

1.4 Propriétés physiques des verres optiques étudiés

Les propriétés physiques varient énormément d'un verre optique à l'autre. L'absorption, la conductivité thermique, le coefficient d'expansion thermique et la température de fusion figurent parmi les propriétés qui influencent directement l'interaction laser-matière. À l'intérieur de ce projet de maîtrise, l'interaction entre le rayonnement à 10,6 μ m et trois différents types de fibres optiques, fabriquées avec des verres différents, ont été étudiés. Le tableau 1.1 dresse la liste comparative des propriétés physiques des verres de silice, de ZBLAN et de chalcogénure.³

Tableau 1.1 – Propriétés physiques des verres étudiées[13, 14]

Propriété	Silice	ZBLAN	Chalcogénure
Composition chimique	SiO ₂	ZrF ₄ -BaF ₂ -LaF ₃ -AlF ₃ -NaF	AsSe
Température de fusion (°C)	1600-1700	350	300
Transition vitreuse (°C)	1175	265	245
Conductivité thermique (W/m°C)	1,38	0,628	0,2
Coefficient d'expansion thermique (10 ⁻⁶ °C ⁻¹)	0,55	17,2	15
Chaleur spécifique (J/g°C)	0,716	0,604	0,280
Module de Young (Gpa)	70	58,3	21,5
Densité (g/cm ³)	2,2	4,33	4,88
Indice de réfraction	1,455	1,499	2,9
dn/dT (10 ⁻⁵ °C ⁻¹)	+1,2	-1,5	+10
Plage de transmission (μ m)	0,24 - 2,00	0,25 - 4,0	4 - 11
Pertes à 2,94 μ m (dB/m)	800	0,8	5
Pertes à 10,6 μ m (dB/m)	≥ 200	≥ 400	2-12

En considérant les propriétés physiques des verres optiques, l'intensité seuil requise pour obtenir l'ablation laser peut être approximée. Pour ce faire, l'équation (1.6) est utilisée. La figure 1.5 fait état de la dépendance du seuil d'ablation envers la durée d'impulsion. Une taille de faisceau focalisé de 50 μ m est considérée lors des calculs. Les résultats obtenus supposent des propriétés physiques mesurées à température ambiante, bien qu'en réalité, la conduction thermique, la densité, la chaleur spécifique ainsi que l'absorption varient selon la température de la fibre optique. Malgré cette hypothèse simplificatrice, cette simulation fournit une idée générale des quantités d'énergie requises pour ablater chacun des verres optiques étudiés. Ainsi, il est possible de conclure que

3. La transition vitreuse, la conductivité thermique, le coefficient d'expansion thermique et la densité de l'AsSe ont été approchées à partir des propriétés d'un autre verre de chalcogénure : l'AsGeSeTe.

la silice et le ZBLAN sont fortement susceptibles d'être usinés avec un laser CO_2 . L'AsSe, un verre de chalcogénure ayant une faible absorption à $10,6\mu\text{m}$ montre quant à lui de mauvaises perspectives. En effet, l'intensité d'ablation de l'AsSe est mille fois plus élevée que celle de la silice. Au-delà du seuil d'ablation, la température de fusion doit également être prise en compte. L'ablation d'une fibre à basse température de fusion risque d'être accompagnée de déformations thermiques dominantes. Le chapitre 4, qui traite du clivage laser de fibres optiques, mettra en évidence les problématiques thermiques rencontrées avec les fibres de ZBLAN.

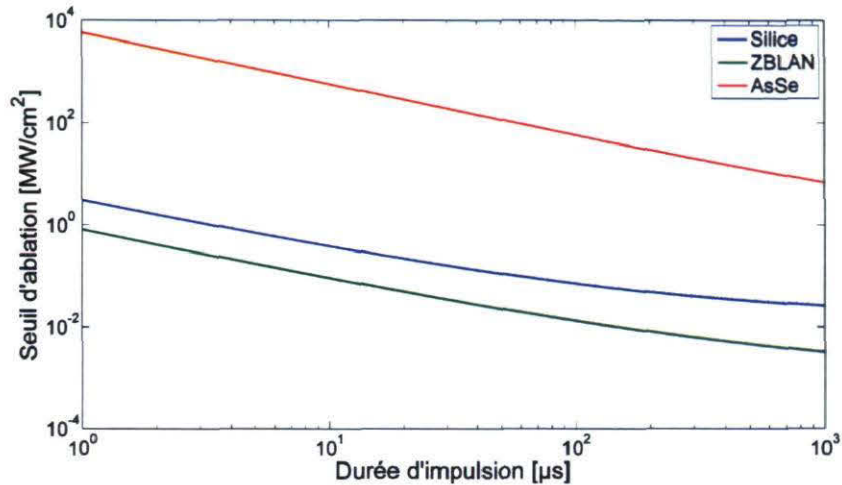


Figure 1.5 – Estimation de l'intensité seuil requise pour ablater différents verres optiques en fonction de la durée d'impulsion obtenue à partir des paramètres du tableau 1.1

1.5 Modélisation de l'interaction thermique entre un laser CO_2 et une fibre optique

La connaissance des propriétés optiques des verres étudiés permet de comprendre la dynamique thermique qui intervient à l'intérieur d'une fibre optique lorsqu'elle est irradiée. Dans un premier temps, il est intéressant de quantifier le temps requis pour que la température s'uniformise dans une section de fibre optique, dans le cas où l'irradiation laser est incidente perpendiculairement. La figure 1.6 illustre la problématique décrite.

Sous l'effet du laser, la fibre optique monte en température sur la surface irradiée (T_s). L'équation différentielle décrivant le gradient de température à l'intérieur de la

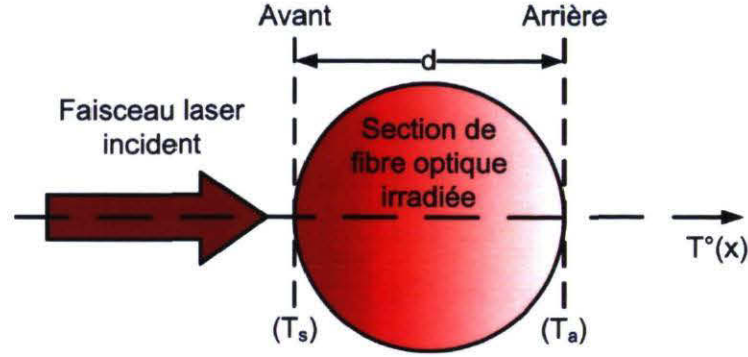


Figure 1.6 – Schématisation d'une section de fibre irradiée perpendiculairement

fibre optique ($T(x, t)$) est [15] :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\kappa} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1.7)$$

La solution à cette équation différentielle est :

$$T(x, t) = T_0(t) \exp\left(\frac{-x^2}{4\kappa t}\right) \quad (1.8)$$

La durée pour laquelle la température à l'arrière de la fibre atteint T_s est définie comme la constante de temps τ [2]. Pour pouvoir négliger le gradient de température transverse, la constante de temps doit satisfaire au critère de suivant :

$$\tau \gg \frac{d^2}{4\kappa} \quad (1.9)$$

Pour une fibre de silice typique, κ prend la valeur de $1,9 \cdot 10^{-3} m^2 K^{-1}$ à température ambiante [16] de sorte que :

$$\tau \gg 2\mu s \quad (1.10)$$

Ainsi, pour une durée d'exposition laser supérieure à 2 microsecondes, la température est uniforme à travers la section de la fibre. Puisque la durée de l'interaction laser-fibre optique s'effectue sur une plage temporelle beaucoup plus longue, l'approximation unidimensionnelle est valide.

La dynamique thermique intervenant lors de l'irradiation d'une fibre optique par un laser CO₂ s'avère plutôt complexe. Plusieurs mécanismes thermiques compétitionnent et se combinent dans le court laps de temps que dure généralement l'irradiation. En plus de l'énergie acheminée par le laser, la relation exprimant l'ensemble du transfert thermique doit prendre en considération les phénomènes de conduction, de convection, de radiation, de stockage d'énergie et de génération d'énergie[17].

$$q_x + \dot{E}_g = q_c + \dot{E}_s + q_{x+\delta x} + q_{rad} \quad (1.11)$$

Les termes inclus dans l'équation de transfert thermique sont respectivement :

$$\begin{aligned}
 \text{Taux de conduction : } & q_x = - \left[KA \left(\frac{\delta T}{\delta x} \right) \right]_x \\
 & q_{x+\delta x} = - \left[KA \left(\frac{\delta T}{\delta x} \right) \right]_{x+\delta x} \\
 \text{Taux de convection : } & q_c = Hp(T - T_{air})\delta x \\
 \text{Taux de stockage d'énergie : } & \dot{E}_s = \rho c A \left(\frac{\delta T}{\delta t} \right) \delta x \\
 \text{Taux de génération d'énergie : } & \dot{E}_g = Aq(x)\delta x \\
 \text{Taux de radiation : } & q_{rad} = \rho \varepsilon p(T^4 - T_{air}^4)\delta x
 \end{aligned} \tag{1.12}$$

où A représente l'aire d'une section de fibre optique; p , le périmètre; H le coefficient de convection thermique et ε , l'émissivité du verre.

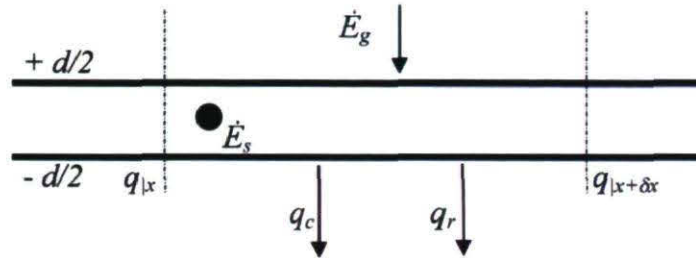


Figure 1.7 – Schématisation des mécanismes thermiques intervenant lors de l'irradiation laser d'une fibre optique

La figure 1.7 schématise les divers mécanismes thermiques identifiés précédemment. La contribution du laser se trouve dans le terme $q(x)$. En tenant compte du profil d'intensité d'un faisceau gaussien, $q(x)$ ($q(x, t)$ en régime impulsionnel) est donné par [18] :

$$q(x, t) = \frac{\sqrt{8}\eta P(t)_{tot}}{w_x w_y \pi^{1.5}} \exp\left(\frac{-2x^2}{w_x}\right) \exp\left(\frac{-2y^2}{w_y}\right) \tag{1.13}$$

En régime permanent, c'est-à-dire lorsque la fibre est maintenue à température constante, l'équation 1.11 possède une solution analytique de sorte que la température de la fibre optique peut être connue. Toutefois, en régime impulsionnel, la résolution de cette équation requiert des méthodes numériques complexes.

1.6 Effet de l'irradiation laser à 10,6 μ m sur l'indice de réfraction

Au-delà des dommages observables suite au micro-usinage, d'autres phénomènes prennent place à l'intérieur de la fibre optique. Plus particulièrement, le chauffage induit par le laser CO₂ engendre, dans des conditions adéquates, une modulation de l'indice de réfraction.

Lors de l'étirage d'une fibre optique à partir d'une préforme, des contraintes résiduelles se forment. Ces contraintes sont attribuables à une variation radiale des propriétés visqueuses et thermiques dans la fibre [19]. Ce stress résiduel interne influence l'indice de réfraction du coeur. L'indice de réfraction du coeur (n_1), fonction des contraintes intrinsèques, est défini comme suit [20] :

$$n_1 = n_0 + C_1\sigma_r + C_2(\sigma_\theta + \sigma_z) \quad (1.14)$$

où n_0 définit l'indice de réfraction du coeur en absence de stress, C_1 et C_2 sont les coefficients de stress optique [21] et σ_r , σ_θ , σ_z représentent les contraintes radiales, circonférencielles et axiales. De plus, il est admis que σ_z constitue le résultat d'une sommation de contraintes mécaniques (σ_{me}) et thermiques (σ_{th}) dans la fibre. Lorsqu'un laser CO₂ irradie une fibre optique, une relaxation des stress mécaniques est observée [5]. La variation d'indice de réfraction après irradiation (Δn_1), définie à partir de l'équation (1.14), est :

$$\Delta n_1 = C_2\Delta\sigma_{me} \quad (1.15)$$

Cette relaxation des contraintes engendre une diminution de l'indice de réfraction (Δn_1 négatif) pouvant atteindre $-2 \cdot 10^{-4}$ [20]. Ce phénomène est mis à profit à la section 6.3 dans le but d'affaiblir des réseaux de Bragg.

1.7 Génération de sauts de phase dans une fibre optique

La phase accumulée (φ) lors de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu optique non-biréfringent est influencée par l'indice effectif (n_{eff}) et la longueur du parcours optique (L).

$$\varphi = k_0 n_{eff} L \quad (1.16)$$

où k_0 représente la constante de propagation dans le vide. Une variation de n_{eff} ou de L engendre inévitablement un déphasage ($\Delta\varphi$) donné par [22] :

$$\Delta\varphi = k_0(n_{eff}\Delta L + \Delta n_{eff}(L + \Delta L)) \quad (1.17)$$

Tel que mentionné à la section précédente, l'absorption du rayonnement du laser CO₂ apporte une contribution négative à l'indice de réfraction. Le rayonnement infrarouge émis par le laser génère aussi des effets thermiques causant une élongation de la fibre optique. La relaxation des contraintes mécaniques internes et l'allongement de la fibre augmentent tous deux avec la puissance laser incidente. Dans ces circonstances, un déphasage positif ou négatif peut être envisagé (voir l'équation 1.17).

Un saut de phase positif est communément appelé un retard de phase parce que la lumière arrive avec un délai. Dans le cas présent, le retard de phase est attribuable à l'augmentation de la longueur du parcours optique. D'un autre côté, puisque la partie de fibre optique irradiée devient moins dense, la lumière voyage plus rapidement, ce qui se traduit par l'apparition d'un saut de phase négatif. Les deux effets inhérents à l'irradiation du laser CO₂ sont donc en compétition. Le chapitre 6 met toutefois en évidence la dominance des effets de relaxation pour les fibres de silices étudiées.

1.8 Synthèse de l'interaction entre un laser CO₂ pulsé et une fibre optique

Comme en fait foi la littérature, le laser CO₂ est un outil idéal pour réaliser le micro-usinage de fibres optiques. L'étude de l'interaction entre le rayonnement infrarouge et la fibre optique indique effectivement que l'ablation est susceptible de se produire. Toutefois, si la silice démontre un grand potentiel de micro-usinage, la faible température de fusion des fibres de ZBLAN et de chalcogénure s'avère problématique. De plus, la faible absorptivité des verres de chalcogénure laisse présager que le volume d'absorption ne sera pas suffisamment confiné pour que l'ablation ait lieu sans que la fibre ne fonde. Dans ces circonstances, le contrôle des effets thermiques accompagnant l'ablation laser constitue le principal défi technique à surmonter. La mise à profit de la capacité à faire fondre le verre est aussi susceptible de permettre d'autres formes d'usinage. De plus, l'usage du laser CO₂ comme source de chaleur ouvre la porte à de multiples applications qui requièrent un changement d'indice de réfraction localisé ou encore l'induction d'un saut de phase.

Chapitre 2

Caractérisation du système laser

Pour établir des correspondances expérimentales avec les notions théoriques explicitées précédemment, la caractérisation du faisceau laser doit être accomplie. La taille du faisceau, la divergence et la forme temporelle des impulsions sont des paramètres quantifiables qui fournissent l'information nécessaire à la compréhension de la phénoménologie impliquée lors du micro-usinage. Cette démarche doit débiter par la compréhension du système laser mis à contribution. Puis, en se référant aux principes de propagation d'un faisceau laser et en considérant l'impact des composants optiques du système, la caractérisation spatio-temporelle du faisceau laser est réalisée.

2.1 Description du système laser

Le système de micro-usinage laser utilisé se compose de divers éléments optiques. Un laser CO₂ pulsé est propagé dans un modulateur acousto-optique (AOM) qui diffracte le faisceau en deux ordres distincts, permettant ainsi la modulation en temps et en amplitude des impulsions laser. Le faisceau d'ordre 1 est par la suite redirigé par un assemblage de miroirs en passant par un filtre spatial qui conditionne le faisceau. Le faisceau est finalement focalisé par une lentille sur un banc d'usinage. La figure 2.1 schématise le système laser. Un schéma complet des appareils utilisés et des branchements est présenté à l'annexe A.

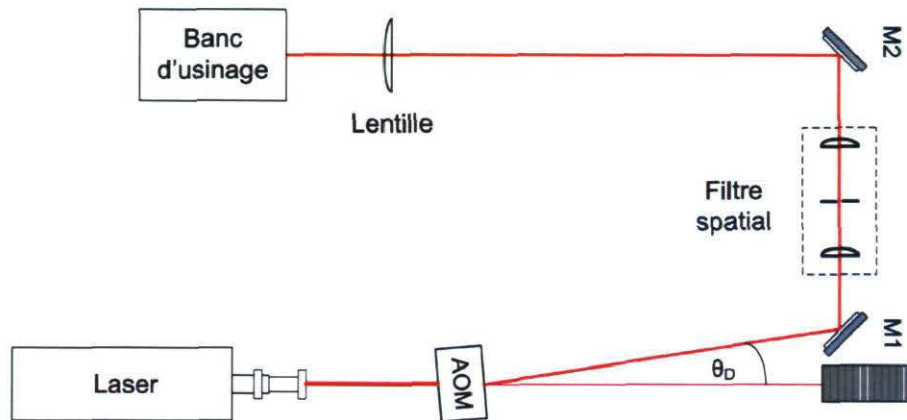


Figure 2.1 – Schéma du système laser

2.1.1 Laser CO₂

Le DiamondTM G-150 de Coherent est un laser CO₂ du type « slab », opéré en régime impulsionnel autour de $10,6\mu m$, dont la puissance moyenne peut atteindre plus de $150W$. La durée des impulsions et le taux de répétition sont tous deux modulables. L'excitation du milieu de gain s'effectue au moyen d'une décharge électrique qui origine d'un générateur d'impulsions (SRS DG535). Un système de refroidissement hydraulique est intégré au laser pour le stabiliser en température. Un dispositif optique à la sortie du laser permet d'agrandir et d'arrondir le faisceau. Le faisceau de sortie est polarisé linéairement. Le tableau 2.1 énumère les performances nominales du laser [23]. L'annexe B fournit quant à elle une brève vulgarisation de la dynamique moléculaire du laser CO₂.

Tableau 2.1 – Synthèse des performances nominales du laser Diamond G-150

M ² du laser	<1,5
Puissance crête maximale	375W
Énergie par impulsion	5 - 300mJ
Durée des impulsions	3 - 1000μs
Taux de répétition max.	100kHz
Stabilité en puissance	< ±10%
Taille du faisceau W ₀	2,2±0,6mm
Asymétrie du faisceau	<1,2 :1
Temps des montée et de repos	<60μs
Duty cycle max.	0,6
Longueur d'onde	10,3 - 10,8μm

2.1.2 Modulateur acousto-optique

Étant donné que le laser CO₂ n'offre pas une grande malléabilité au niveau du contrôle des impulsions, un modulateur acousto-optique est intégré au montage. Le modulateur acousto-optique exerce une double fonction. D'abord, il admet l'échantillonnage temporel des impulsions émises par le laser. Ceci s'avère notamment utile pour éliminer les temps de montée et de descente de chaque impulsion, ce qui améliore l'efficacité ablative. L'autre avantage relié à l'usage d'un tel appareil est la capacité de moduler en amplitude la puissance des impulsions laser. Le façonnage impulsif induit par l'AOM origine de la diffraction du faisceau dans deux ordres distincts (0 et 1). À l'intérieur du modulateur, un transducteur piézoélectrique génère une onde sonore qui se propage dans un cristal de germanium, transparent à la longueur d'onde du laser. L'onde acoustique a pour effet de modifier périodiquement la densité du milieu ce qui se traduit par une modulation spatiale de l'indice de réfraction du cristal. Le pas du réseau de diffraction résultant (Λ) est fonction de la vitesse (v_s) et de la fréquence (f_s) de l'onde sonore [24].

$$\Lambda = \frac{v_s}{f_s} \quad (2.1)$$

L'angle de diffraction du faisceau correspond à l'angle qui répond aux conditions d'interférences constructives donné par :

$$\sin(\theta) = \pm \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad (2.2)$$

Le profil temporel résultant est le fruit de la modulation en amplitude et en temps de l'onde sonore émise par le générateur. La figure 2.2 explicite ce principe de modulation.

L'atténuation optique induite par l'AOM est d'environ 10% alors que son efficacité diffractive est supérieure à 80%. Le temps de réponse de l'appareil employé est de $1\mu s$.

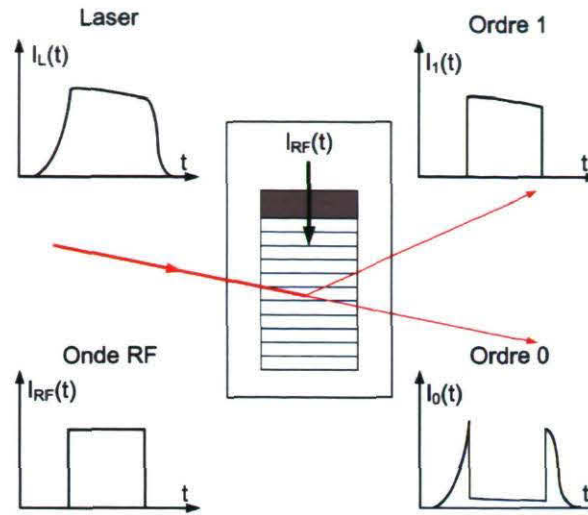


Figure 2.2 – Schématisation de l'effet discriminatoire du modulateur acousto-optique

2.1.3 Composants optiques utilisés

La plupart des verres transparents dans le visible absorbent le rayonnement dans l'infrarouge lointain. Les lentilles utilisées pour focaliser un faisceau à $10,6\mu m$ sont généralement faites de germanium ou de zinc-sélénide [25]. Certaines lentilles de sel (KCL, NaCl, NaI, etc.) sont aussi fréquemment employées en raison de leur moindre coût [26]. Toutefois, les lentilles de sel sont plus fragiles et moins durables en raison de solubilité en milieu humide. En ce qui a trait aux surfaces réfléchives, l'or et le cuivre sont les métaux les plus couramment employés. L'argent s'avère aussi très réfléchissant autour de $10\mu m$. Parce que le faisceau n'est pas visible, l'alignement du faisceau laser à travers les divers éléments optiques est accompli avec du papier thermique ou du papier à cristaux liquides.

2.2 Théorie du faisceau laser propagé

Pour être en mesure de caractériser en détail le faisceau laser incident sur le banc d'usinage, il faut connaître les paramètres z_0 et W_0 , qui représentent respectivement la

distance de Rayleigh et la taille focale. De plus, le facteur de qualité M^2 est généralement calculé pour avoir un aperçu du caractère gaussien du faisceau.

2.2.1 Faisceau gaussien

Pour un mode TEM₀₀ idéal, la variation d'amplitude transverse du faisceau, fonction de la distance de propagation z , est donnée par [27] :

$$U(x, y, z) = \frac{A_0}{q(z)} e^{-jk(x^2+y^2)/2q(z)} e^{-jkz} \quad (2.3)$$

où A_0 est l'amplitude maximale, k est la constante de propagation et $q(z)$ est le rayon de courbure complexe défini comme :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{j\lambda}{\pi W(z)^2} \quad (2.4)$$

Deux termes suffisent ainsi pour décrire analytiquement un faisceau gaussien, soient le rayon de courbure ($R(z)$) et la taille ($W(z)$), calculée typiquement à $1/e$ de l'amplitude A_0 ou à $1/e^2$ de l'intensité I_0 .

$$R(z) = z - z_0 + \frac{z_R^2}{z - z_0} \quad (2.5)$$

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \frac{(z - z_0)^2}{z_R^2}} \quad (2.6)$$

avec W_0 correspondant à la taille du faisceau à l'étranglement et z_R ¹, la distance de Rayleigh pour laquelle l'intensité sur l'axe de propagation est de $I_0/2$. Cette distance correspond aussi à la position pour laquelle la divergence s'accroît pour tendre vers un angle constant [30]. L'expression analytique de la distance de Rayleigh est :

$$z_R = \frac{\pi W_0^2}{\lambda} \quad (2.7)$$

Il s'avère aussi utile d'exprimer $W(z)$ en fonction de la position du plan d'étranglement, qui est plus facilement mesurable.

$$W^2(z) = W_0^2 + \left(\frac{\lambda}{\pi W_0} \right)^2 z^2 \quad (2.8)$$

1. La notation de *Siegman* [28] est préférée à celle de *Saleh et Teich* [29], de sorte que z_R correspond à la distance de Rayleigh et z_0 représente la position du plan d'étranglement.

Une propriété du faisceau gaussien est que la puissance est conservée lors de la propagation. La puissance totale déterminée à partir de W_0 est :

$$P_{tot} = \frac{I_0}{2} \pi W_0^2 \quad (2.9)$$

En pratique, la mesure expérimentale de W_0 peut s'avérer périlleuse de sorte qu'il est avantageux de s'intéresser à la divergence (θ_0).

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi W_0} \quad (2.10)$$

À partir des équations (2.8) et (2.10), une expression analytique dont les paramètres sont quantifiables expérimentalement est obtenue :

$$W^2(z) = \left(\frac{\lambda}{\pi \theta_0} \right)^2 + \theta_0^2 (z - z_0)^2 \quad (2.11)$$

La figure 2.3 schématise la signification physique des divers paramètres du faisceau gaussien.

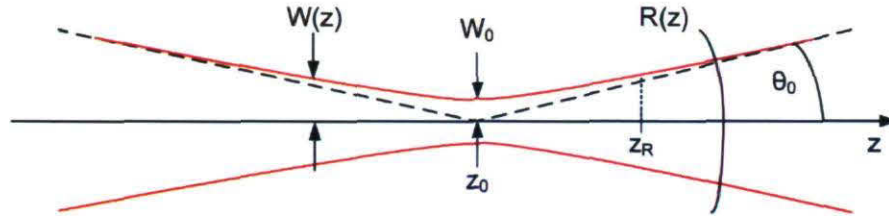


Figure 2.3 – Schématisation des paramètres caractéristiques du faisceau gaussien

2.2.2 Moment du second ordre et M^2

En réalité, un faisceau laser est rarement purement gaussien. La dégradation des composants optiques du laser et leurs désalignements intra et extra-cavité engendrent une perturbation du mode gaussien fondamental. Pour tenir compte des distortions spatiales du profil d'intensité, il est généralement admis de caractériser la taille du faisceau à partir de sa variance plutôt qu'à partir de sa largeur à $1/e^2$ [31]. Dans ces circonstances, l'évaluation du moment du second ordre permet de calculer le facteur M^2 , qui témoigne du caractère gaussien du faisceau. Plus le profil d'intensité s'apparente à une gaussienne, plus le M^2 tend vers une valeur unitaire. La variance d'un faisceau laser (σ^2) est donnée par :

$$\sigma_x^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (x - x_0)^2 I(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) dx dy} \quad (2.12)$$

où x_0 correspond au centre de gravité du faisceau selon l'axe des x . Par convention, les variances σ_x^2 et σ_y^2 définissent la taille d'un faisceau réel potentiellement non-gaussien [31].

$$W_x \equiv 2\sigma_x \quad \text{et} \quad W_y \equiv 2\sigma_y \quad (2.13)$$

D'un point de vue physique, le facteur M^2 se définit en fonction de la longueur d'onde par la taille minimale du faisceau multipliée par sa divergence.

$$M^2 = \frac{\pi\theta_0 W_0}{\lambda} \quad (2.14)$$

La variation de la taille d'un faisceau quelconque en fonction de la distance de propagation est obtenue par l'ajout du facteur M^2 dans l'équation de propagation du faisceau gaussien (équation 2.11). Le M^2 témoigne de combien de fois le faisceau est limité en diffraction en comparaison avec un faisceau gaussien idéal.

$$W_x^2(z) = \left(\frac{\lambda}{\pi\theta_0} \right)^2 + M_x^4 \theta_0^2 (z - z_0)^2 \quad (2.15)$$

et

$$W_y^2(z) = \left(\frac{\lambda}{\pi\theta_0} \right)^2 + M_y^4 \theta_0^2 (z - z_0)^2 \quad (2.16)$$

2.2.3 Focalisation d'un faisceau laser

Pour réaliser une quelconque forme de micro-usinage laser, le faisceau doit préalablement être plus ou moins focalisé afin d'augmenter la densité de puissance², c'est-à-dire la puissance déposée par unité de surface. De plus, il est généralement souhaitable de travailler avec une grande profondeur de champ ($2z_R$) pour minimiser les effets de la divergence. Dans son état le plus fondamental, un système de focalisation se compose d'une simple lentille convergente. La figure 2.4 illustre l'effet d'une lentille convergente. La taille minimale de faisceau (W_0) pouvant être focalisée par une lentille est fonction de la longueur focale de la lentille, de la longueur d'onde du laser ainsi que de la taille du faisceau à l'entrée de la lentille ($W(f)$).

$$W_0 = \frac{f\lambda}{\pi W(f)} \quad (2.17)$$

2. La fluence, c'est-à-dire l'énergie déposée par unité de surface, est une mesure souvent employée pour définir les conditions d'usinage. Dans le cadre de ce mémoire, le paramètre densité de puissance est préféré étant donné que ce sont des puissances qui sont mesurées expérimentalement. La fluence correspond à l'intégrale temporelle de la densité de puissance.

Pour une position $z < f$ sur l'axe de propagation, la taille du faisceau focalisé est :

$$W_z = \frac{W_f(f - z)}{f} + W_0 \quad (2.18)$$

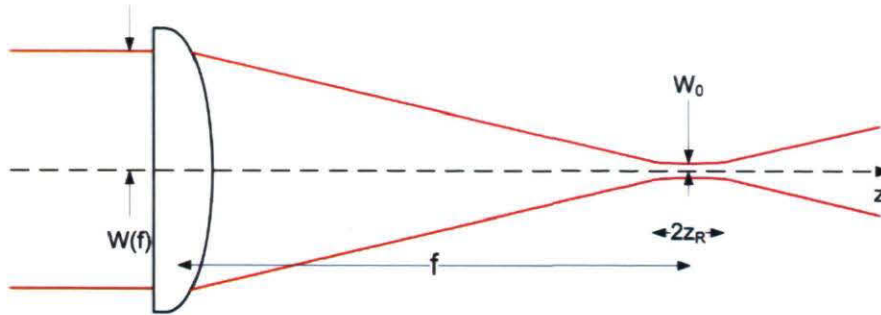


Figure 2.4 – Schématisation de la focalisation d'un faisceau gaussien

2.2.4 Conditionnement spatial du faisceau

Lorsque la forme du faisceau ne s'apparente pas suffisamment au profil gaussien désiré, un filtrage spatial peut être appliqué pour discriminer des fréquences indésirables. Selon les fondements de l'optique de Fourier, une lentille convergente génère la transformée de Fourier spatiale d'une onde électromagnétique en son plan focal, aussi appelé plan de Fourier. Dans de telles conditions, la diffraction de Fraunhofer fait en sorte que les basses fréquences (mode gaussien fondamental) se situent près de l'axe de propagation alors que les hautes fréquences s'en éloignent [32]. Une ouverture circulaire positionnée dans le plan de Fourier permet ainsi de filtrer les hautes fréquences spatiales. Pour une configuration adéquate du filtre, seul le mode fondamental du laser poursuivra son chemin. Le rayon théorique du sténopé qui maximise le filtrage correspond à la taille $(1/e^2)$ du faisceau focalisé. En pratique, il est admis de considérer une ouverture plus large qui enrobe plus de 99% de la puissance contenue dans le mode gaussien fondamental. Dans ces circonstances, l'expression analytique décrivant le rayon (R) du sténopé est [33] :

$$R = \frac{\lambda f}{2w} \quad (2.19)$$

où λ est la longueur d'onde du faisceau, f est la longueur focale de la lentille et w est la taille du faisceau à l'entrée de la lentille. La figure 2.5 schématise un système de filtrage spatial.

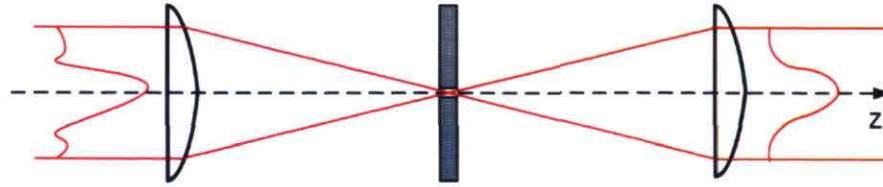


Figure 2.5 – Schématisation d'un filtre spatial avec ouverture circulaire

2.3 Caractérisation spatiale du faisceau laser

Concrètement, les paramètres théoriques témoignant de la qualité d'un faisceau ne sont pas directement mesurables. Toutefois, lorsque la forme du faisceau s'apparente à un mode gaussien, la mesure de la divergence et le calcul du facteur de qualité M^2 fournissent suffisamment d'information pour permettre une caractérisation spatiale adéquate. La détermination expérimentale de ces paramètres permet d'identifier trois types de défauts spatiaux, soient l'asymétrie de taille ($W_{0x} \neq W_{0y}$), l'asymétrie de divergence ($M_x^2/W_{0x} \neq M_y^2/W_{0y}$) et l'astigmatisme conventionnel ($z_{0x} \neq z_{0y}$) [34].

2.3.1 Profilage spatial par pixelisation thermique

Une méthode répandue pour caractériser le profil d'intensité d'un faisceau laser consiste à utiliser un capteur CCD. À chaque pixel est ainsi attribué une intensité, fonction de la puissance locale. Cependant, les caméras infrarouges ayant une plage opérationnelle autour de dix microns sont rares et très dispendieuses, c'est pourquoi une méthode alternative s'inspirant de ce concept a plutôt été utilisée. La démarche consiste à obstruer la cellule de détection d'un puissance-mètre pyroélectrique avec un sténopé. L'orifice fait en sorte qu'une fraction minime de la puissance totale du laser atteint le détecteur. Le profil d'intensité est reconstitué en balayant cartésienement le détecteur dans le plan transverse du faisceau. Les résultats présentés ont été réalisés avec une ouverture de 1mm alors que la taille du faisceau incident (W) était au minimum de 4mm . La relation analytique décrivant l'effet du diamètre de l'orifice (d) et de la finesse du maillage (Δ) pour un balayage de dimension $L_X \times L_Y$ ³ est défini par l'équation

3. L'axe X est défini comme étant parallèle à la table optique tandis que l'axe Y est perpendiculaire à celle-ci.

(2.20)⁴. La validité de la méthode est étudiée à l'annexe C.

$$I_{Mes}(X, Y) = \int_{X-d/2}^{X+d/2} \int_{Y-d/2}^{Y+d/2} I(x, y) dx dy \quad (2.20)$$

$$X = 0, \Delta, \dots, L_X/\Delta \quad \text{et} \quad Y = 0, \Delta, \dots, L_Y/\Delta \quad (2.21)$$

où $I(x, y)$ est la distribution d'intensité transverse réelle du faisceau.

La divergence est obtenue en calculant $W_x(z)$ et $W_y(z)$ (voir l'équation (2.13)) à partir des mesures réalisées à diverses positions le long de l'axe de propagation. Une fois l'angle θ_0 connu, la valeur virtuelle⁵ de z_0 est trouvée et les facteurs de qualité sont calculés selon les équations (2.15) et (2.16) (voir la figure 2.6).

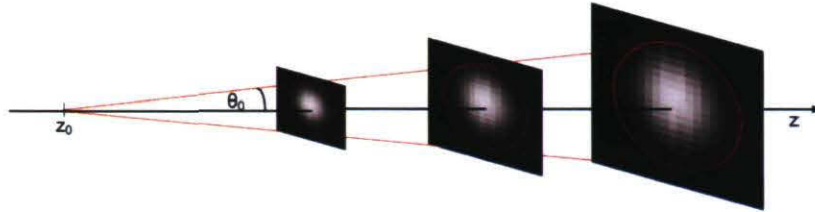


Figure 2.6 – Schématisation de la technique de mesure expérimentale de la divergence du faisceau laser

La distance de Rayleigh, calculée à partir de l'équation 2.7 et de la valeur nominale de W_0 , est de $1,43 \pm 0,87m$. Le calcul du facteur M^2 se base sur l'hypothèse que la divergence augmente linéairement avec la distance de propagation ($z > z_R$). Le modulateur acousto-optique et le filtre spatial étant près du laser (20cm et 140cm), cette condition n'est pas respectée. La précision des facteurs M^2 calculés doit donc être questionnée.

2.3.2 Caractérisation du faisceau émis par le laser

Le faisceau de sortie du laser présente un caractère fortement gaussien à l'exception d'une faible asymétrie dans l'axe X. Le lobe secondaire, qui contient moins de 2% de l'énergie totale, origine fort probablement d'un léger désalignement dans la cavité laser. La figure 2.7 montre un profil d'intensité mesuré par pixelisation thermique. L'angle de

4. Afin de demeurer en coordonnées cartésiennes, l'équation 2.20 suppose que le sténopé est carré plutôt que circulaire. Cette approximation n'a toutefois aucune incidence sur les résultats présentés ultérieurement puisqu'une normalisation des puissances mesurées est accomplie systématiquement.

5. Le système optique de mise en forme du faisceau installé à la sortie du laser constitue un système de focalisation complexe. La projection de z_0 n'est donc pas réelle mais demeure physiquement valide.

divergence total mesuré est de $4,1 \pm 0,5 \text{ mrad}$ alors que la divergence nominale du laser est inférieure à 5 mrad . Les facteurs de qualité mesurés sont $M_x^2 = 1,1 \pm 0,3$ et $M_y^2 = 1,2 \pm 0,3$ et concordent avec la valeur spécifiée par le fabricant de $M^2 < 1,5$.

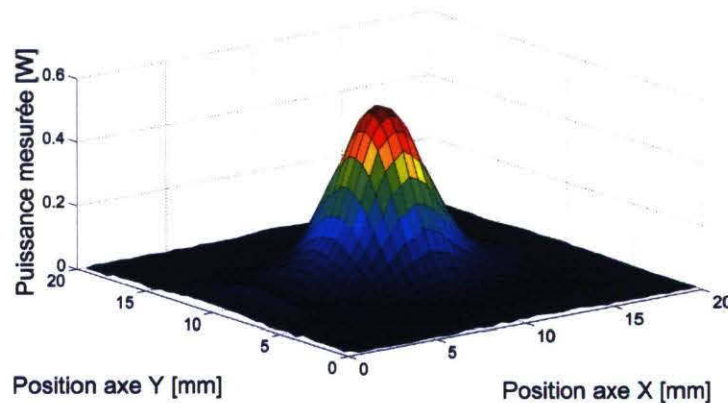


Figure 2.7 – Profil de puissance du faisceau mesuré à 60 cm de la sortie du laser [durée d'impulsion : $400 \mu\text{s}$, taux de répétition : 100 Hz]

2.3.3 Étude de l'influence de l'AOM sur la distribution d'intensité du faisceau

L'usage d'un AOM amène une grande versatilité en termes de micro-usinage, puisqu'il permet de façonner les impulsions laser selon l'application désirée. Spatialement, l'effet d'un tel modulateur est de générer un effet diffractif qui sépare le faisceau en deux ordres distincts (se référer à la figure 2.2). Il demeure important de vérifier si l'AOM engendre une distortion au niveau de la distribution d'intensité dans le plan du faisceau.

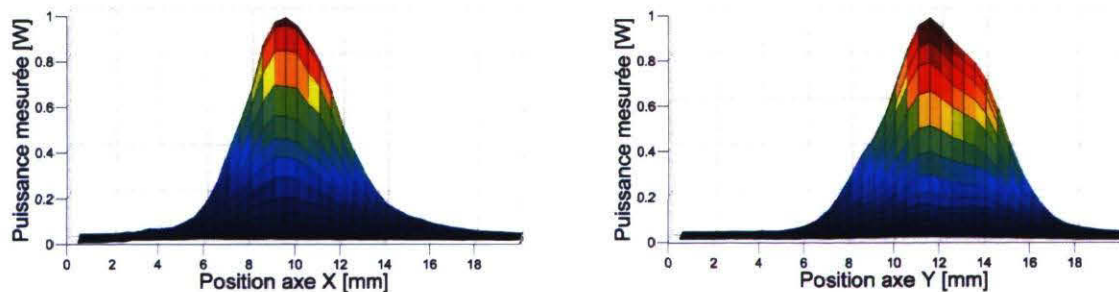


Figure 2.8 – Comparaison des profils de puissance mesurés 110 cm après le passage dans l'AOM dans l'axe X et dans l'axe Y [durée d'impulsion : $500 \mu\text{s}$, taux de répétition : 200 Hz , tension AOM : 9 V]

La figure 2.8 démontre que le modulateur acousto-optique induit une distortion spatiale du faisceau, particulièrement dans l'axe Y. Cet axe correspond à l'axe normal à la propagation de l'onde RF dans le cristal de germanium. Tout porte à croire que la déformation observée est un artéfact du phénomène de diffraction. Des tests ont permis de constater que le modulateur n'induisait aucune modification du profil d'intensité du faisceau lorsqu'il était éteint ($V_{AOM} = 0V$). Les facteurs de qualité décrivant le faisceau propagé après l'AOM sont $M_X^2 = 1,7 \pm 0,3$ et $M_Y^2 = 1,9 \pm 0,3$. Lorsque propagé sur une grande distance, le faisceau imagé à la figure précédente tend à se séparer en deux lobes prépondérants. Cet effet s'avère problématique, puisqu'il implique que deux points focaux sont générés lorsque le faisceau est focalisé.

2.3.4 Mesure de l'efficacité du conditionnement spatial

Afin d'éliminer la distortion introduite par l'AOM lors du processus de diffraction, un dispositif de filtrage spatial est inséré le long du parcours optique. Des lentilles de ZnSe avec des focales différentes sont utilisées afin d'agrandir le faisceau d'un facteur deux, ce qui permettra par la suite de le focaliser davantage (équation 2.18). La première lentille du système de filtrage spatial a une focale de $100mm$. Un sténopé de $255 \pm 5\mu m$, qui s'approche du diamètre optimal de $240\mu m$ calculé à partir de l'équation 2.19, est introduit dans le plan de Fourier de cette lentille. La seconde lentille servant à recollimer le faisceau à sa sortie du filtre possède une longueur focale de $200mm$. Le résultat du filtrage est présenté à la figure 2.9.

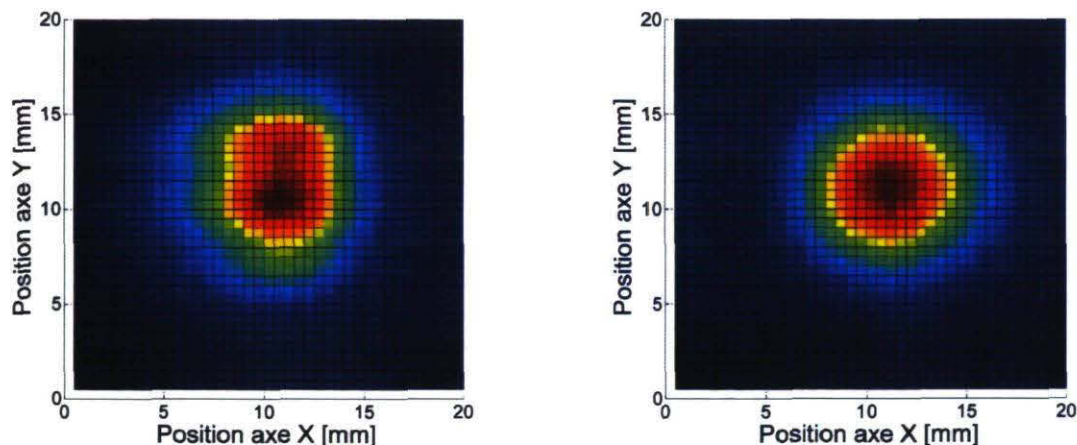


Figure 2.9 – Comparaison des profils de puissance mesurés $10cm$ avant (gauche) et $10cm$ après (droite) le filtrage spatial [durée d'impulsion : $400\mu s$, taux de répétition : $100Hz$, tension AOM : $8V$, focale : $100mm$, ouverture : $250\mu m$]

Dans sa configuration définitive, le filtre spatial atténue la puissance optique de $40 \pm 2\%$ alors que $M_X^2 = M_Y^2 = 1,1 \pm 0,3$, ce qui est satisfaisant compte tenu de la distribution d'intensité avant filtrage. Au total, $45 \pm 5\%$ de la puissance émise par le laser est disponible pour le micro-usinage. Cette mesure considère le pourcentage maximal de puissance diffractée dans l'ordre 1, la transmittivité des éléments optiques intégrés au montage et l'efficacité du filtre spatial. La puissance restante s'avère amplement suffisante pour accomplir le micro-usinage de fibres optiques. Étant donné l'efficacité du filtre spatial, le faisceau propagé peut être traité comme un faisceau purement gaussien lors du calcul des densités de puissance.

2.4 Caractérisation temporelle

La caractérisation dans le domaine temporel permet de prendre conscience de la variation d'énergie durant la période de l'impulsion. Elle permet aussi d'identifier l'origine des instabilités et de valider l'efficacité du modulateur acousto-optique. La connaissance de la forme temporelle des impulsions est essentielle à la compréhension des phénomènes thermiques impliqués lors du micro-usinage d'un matériau.

2.4.1 Mesure du profil temporel d'une impulsion laser

Pour mesurer la distribution de puissance d'une impulsion dans le domaine temporel avec justesse, un détecteur ayant un temps de réponse rapide doit être employé. Les résultats présentés sont obtenus avec un détecteur photovoltaïque infrarouge (VIGO PVM-10,6) dont la sensibilité est de $0,195V/W$. Afin d'homogénéiser l'irradiation, pour optimiser la précision des mesures, une sphère intrégrante précède le détecteur. La sphère intégrante agit aussi à titre d'atténuateur qui empêche la saturation de la cellule photovoltaïque. Le signal est enregistré à l'aide d'un oscilloscope.

Si, globalement, la forme temporelle de l'impulsion présente les caractéristiques attendues, trois phénomènes parasites, identifiés à la figure 2.10, s'avèrent dignes de mention. En premier lieu, une sous-impulsion de très forte intensité, dont la durée est d'environ $500ns$, précède l'impulsion. Connue sous le nom de pic d'amorce, traduction du terme anglophone «turn on gain spiking», ce phénomène physique correspond à une purge énergétique de la cavité laser. Ce pic initial est attribuable à la dynamique des molécules de CO_2 exclusivement. Le reste de l'impulsion est quant à lui le fruit de

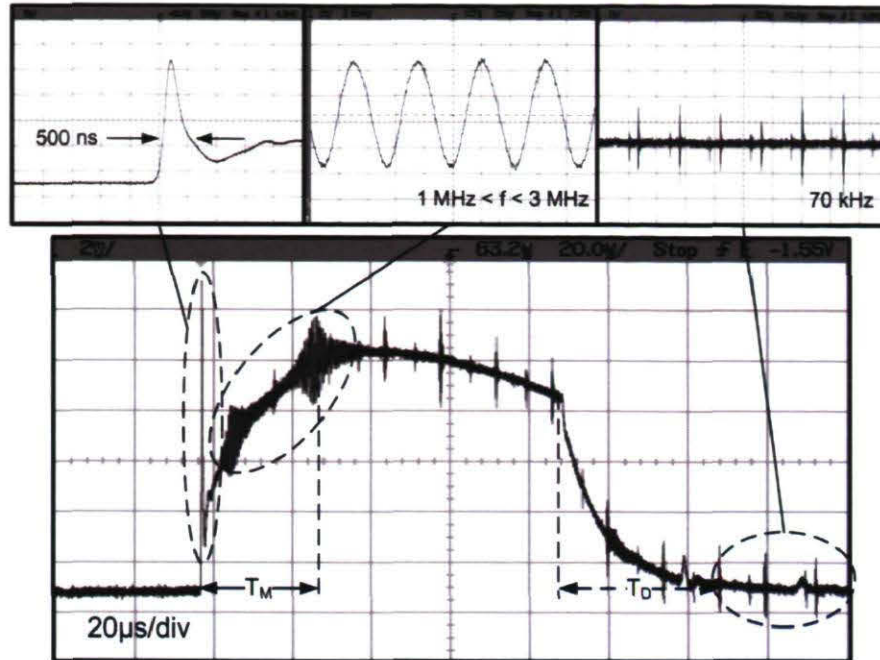


Figure 2.10 – Analyse d'une impulsion du laser CO₂ de 100µs mesurée avec un détecteur photovoltaïque rapide

l'interaction entre les molécules d'azote et de CO₂⁶[35]. Une oscillation apériodique, dont la fréquence se situe entre 1 et 3MHz et dont l'amplitude et la position varient entre chaque impulsion, est aussi observée. Deux hypothèses sont soulevées afin d'expliquer ce phénomène inattendu. D'abord, le générateur d'ondes RF, responsable de l'excitation du milieu de gain, est opéré à 81MHz. Les oscillations pourraient ainsi être dues au temps de réponse du système d'asservissement électronique du laser. Il est aussi envisageable qu'il s'agisse du résultat d'une instabilité thermique intra-cavité. En considérant la fréquence de ce bruit optique et sachant qu'il se moyenne temporellement, ce dernier est sans impact pour les applications envisagées. Finalement, un patron répétitif de sous-impulsions très brèves dont la fréquence est de 70kHz se juxtapose le long de l'impulsion laser. Cette forme de bruit affectant le détecteur est attribuable à l'électronique du laser et n'est pas propagée optiquement avec le reste de l'impulsion. En ce qui concerne les temps de stabilisation de l'impulsion, il s'avère que le temps de montée est inférieur au temps de descente avec des durées respectives de $35 \pm 5\mu s$ et de $55 \pm 5\mu s$. La figure 2.11 présente les profils temporels d'impulsions de 100µs, 200µs et 400µs.

6. Se référer à l'annexe B pour en apprendre davantage sur la dynamique moléculaire du laser CO₂.

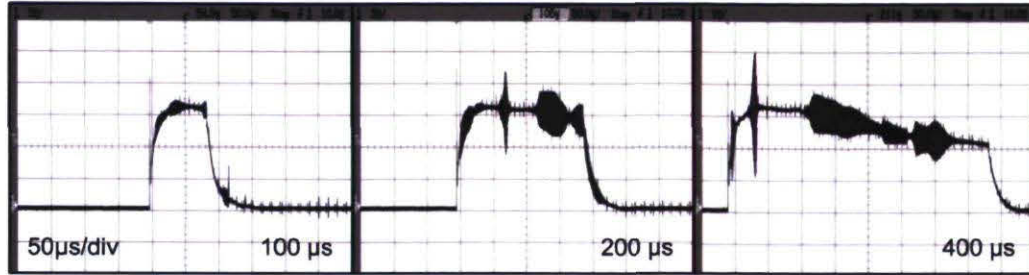


Figure 2.11 – Comparaison de la forme temporelle d’impulsions de différentes durées émises par le laser CO₂

2.4.2 Mise en forme temporelle de l’impulsion

L’analyse des impulsions qui résultent de la diffraction du modulateur acousto-optique dans les ordres 0 et 1 démontre le phénomène de filtrage temporel tel que schématisé à la figure 2.2. La figure 2.12 présente les résultats d’une modulation visant à éliminer les temps de montée et de descente de l’impulsion. En terme de micro-usinage, cette pratique permet d’abaisser le seuil d’ablation, puisque la puissance crête est atteinte dès le départ[10].



Figure 2.12 – Visualisation du phénomène de discrimination temporelle généré par l’AOM

La figure 2.13 démontre qu’il est aussi possible d’isoler le pic d’amorce en discriminant la queue azotée de l’impulsion. Ceci permet entre autres d’exploiter un régime impulsif nanoseconde pour lequel les effets thermiques sont limités par rapport au régime micro-seconde typique du laser CO₂. L’intensité crête de ces impulsions est approximativement de 200W.

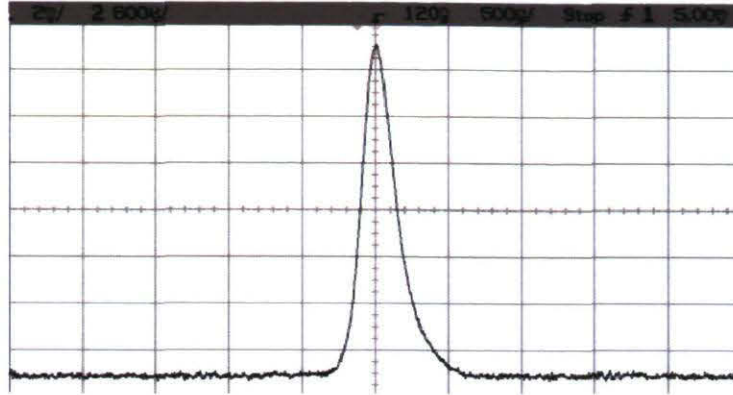


Figure 2.13 – Isolation du pic d’amorce par l’usage de l’AOM, FWHM : $300ns$, puissance crête : $\approx 200W$

2.5 Synthèse des résultats de la caractérisation spatio-temporelle du faisceau laser

La caractérisation présentée dans ce chapitre fait état de la polyvalence du système laser. D’abord, l’utilisation d’un modulateur acousto-optique amène un contrôle de l’intensité et de la durée des impulsions laser. Grâce au même dispositif, les temps de montée et de descente des impulsions peuvent être éliminés, ce qui maximise le phénomène d’ablation. De plus, l’isolation de la pré-impulsion alloue l’exploitation d’un régime impulsionnel nanoseconde pour lequel les effets thermiques sont moindres. La distortion spatiale du faisceau, introduite par l’usage de l’AOM, a quant à elle été corrigée par l’insertion d’un filtre spatial. Le faisceau, ultimement focalisé sur le banc d’usinage est défini par un facteur M^2 de $1,1 \pm 0,3$, ce qui permet de le traiter comme un faisceau gaussien. La qualité du faisceau et l’aptitude à moduler les impulsions laissent ainsi présager qu’une vaste étendue d’opérations de micro-usinage de fibres optiques pourront être réalisées.

Chapitre 3

Dégainage de fibres optiques

L'analyse des phénomènes physiques impliqués lors de l'irradiation de la silice par un laser CO₂ laisse présager que le micro-usinage d'une fibre optique est possible. De plus, la caractérisation spatio-temporelle du système laser a démontré la versatilité du système laser, ce qui ouvre la porte à de multiples applications. Curieusement, la première forme de micro-usinage étudiée dans le cadre de ce projet de recherche ne fait pas intervenir directement la fibre optique, mais plutôt son revêtement protecteur. Ainsi, l'élaboration d'une technique de dégainage laser sans contact a été accomplie. Celle-ci est comparée à d'autres méthodes de dégainage tant au niveau de la qualité de la découpe que de l'affaiblissement mécanique. Finalement, une méthode hybride, tirant avantage des bienfaits du dégainage laser et chimique, est identifiée comme étant le compromis optimal.

3.1 Motivation du dégainage laser

Une fibre optique se compose d'un coeur et d'une gaine qui, en raison de leur différence d'indice de réfraction, permettent le guidage optique par principe de réflexion totale interne.¹ Autour de la gaine, un épais recouvrement de polymère protège la surface de la fibre des effets abrasifs, en plus de lui donner davantage de résistance mécanique [36]. Dans certains cas, le revêtement intervient aussi dans le processus de guidage (fibres double gaines). Le terme dégainage fait référence à l'action de retirer ce manteau protecteur qui enrobe la fibre optique. La principale motivation justifiant le dégainage est que la variance du diamètre du manteau est de beaucoup supérieure à celle de la gaine de verre, ce qui empêche le couplage entre fibres.² La faible température de fusion, la dureté et l'opacité du polymère sont aussi des facteurs justifiant cette opération.

Diverses méthodes permettent un dégainage efficace de la fibre optique. Les méthodes mécaniques [38], thermo-mécaniques et chimiques [39, 40] sont les plus couramment employées. La vaporisation par jet d'air [41, 42] et l'ablation laser [43, 44, 45] sont des techniques alternatives pouvant s'avérer avantageuses dans certaines circonstances. En ce qui a trait au dégainage laser, l'ultraviolet et l'infrarouge sont les plages de longueurs d'onde à privilégier en raison du spectre d'absorption des polymères employés [46]. Un avantage du dégainage laser par rapport aux autres techniques connues est le contrôle précis de la longueur de fibre dégainée. De plus, le profil abrupt et régulier des transitions obtenues aux limites du dégainage facilite le processus de recouvrement des réseaux de Bragg. Toutefois, la fragilisation mécanique ainsi que la possible densification de la fibre optique doivent être étudiées pour confirmer l'efficacité de la méthode. Bien qu'il fut démontré que plusieurs sortes de polymères tel le polymide [47] peuvent être dégainés par un laser CO₂, l'étude présentée dans ce chapitre se limite aux revêtements dont la composition est un dérivé de l'acrylate.

1. Une description détaillée des principes physiques responsables du guidage de la lumière dans une fibre optique est fournie à l'annexe D.

2. Dans le cas de la SMF-28, une fibre monomode commerciale de référence, la tolérance sur l'épaisseur du revêtement d'acrylate est de $\pm 5\mu\text{m}$, tandis que la variation de diamètre de gaine est typiquement de $\pm 0,7\mu\text{m}$. De plus, la concentricité du manteau par rapport au reste de la fibre peut atteindre jusqu'à 12 microns d'écart [37].

3.2 Description du procédé de dégainage laser

La figure 3.1 confirme que le laser CO₂ à 10,6μm n'est pas la source la plus efficace pour accomplir le dégainage [48]. En effet, l'absorption est très faible à cette longueur d'onde en comparaison au laser CO₂ à 9,2μm et aux sources UV [45]. L'intérêt justifiant l'élaboration d'un procédé de dégainage à 10,6μm est de combiner cette opération au polissage et au clivage laser pour lesquels cette longueur d'onde est tout-à-fait indiquée.

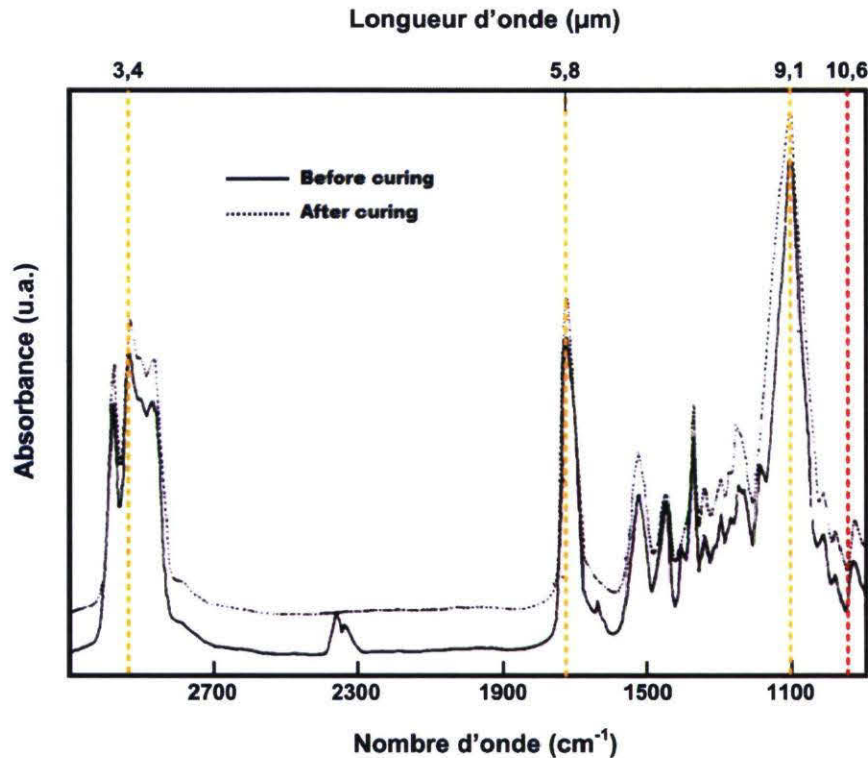


Figure 3.1 – Spectre d'absorption du polyuréthane-acrylate[49]

Pour assurer que l'irradiation laser n'endommage pas la fibre optique, la température du revêtement (T_r^o) ne doit pas atteindre le point de fusion de la fibre optique (T_f^o). De plus, les paramètres d'usinage doivent être ajustés pour que la température du revêtement soit supérieure à la température requise pour réaliser l'ablation (T_v^o).

$$T_v^o < T_r^o < T_f^o \quad (3.1)$$

Dans le cas de l'uréthane acrylate, la température de vaporisation est approximativement de 250°C tandis que la température de fusion de la fibre optique de silice est de 1600°C. La valeur de T_r^o peut quant à elle être approchée à partir de divers paramètres physiques [43].

$$T_r^o = \frac{2F(1-R)}{K} \sqrt{\frac{2\kappa T}{\pi^3}} \quad (3.2)$$

Avec F , la densité d'énergie ; R , la réflectivité du revêtement ; K , la conductivité thermique ; κ , la diffusivité thermique et T , la durée d'impulsion.

Deux techniques expérimentales ont été employées pour réaliser le dégainage laser de fibres optiques. La première consiste à juxtaposer deux lentilles cylindriques dont les axes sont perpendiculaires. Le profil d'intensité résultant, dans le plan focal, correspond à une ligne verticale de $100\mu m$ par $2mm$. Une succession de translations et de rotations de la fibre optique permettent d'irradier la totalité de la région à dégainer. La figure 3.2 illustre le principe de fonctionnement de ce système. Cette méthode est à privilégier pour dégainer une grande section de fibre optique. La deuxième méthode a été développée pour dégainer le bout d'une fibre sur quelques millimètres. Elle utilise le montage de clivage laser présenté au chapitre 4. Afin de réaliser ultérieurement le clivage de la fibre dégainée, l'utilisation d'un galvanomètre est privilégiée en raison du degré de liberté additionnel qu'il apporte au montage (voir la figure 4.2).

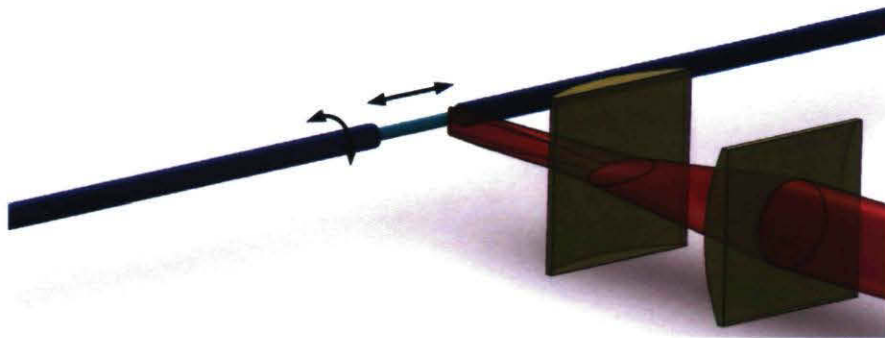


Figure 3.2 – Schématisation du principe expérimental de dégainage laser

Deux degrés de dégainage sont identifiés soient avec ou sans contact. Le dégainage avec contact consiste à vaporiser rapidement l'essentiel du polymère. Le revêtement résiduel demeurant sur la fibre est par la suite retiré en nettoyant la fibre avec un tissu imbibé de solvant. Cette façon de faire est très rapide, mais les transitions sont de mauvaise qualité en raison de la présence d'agglomérats de revêtement fusionné. Le dégainage sans contact consiste pour sa part à vaporiser la totalité du polymère en accomplissant plusieurs allers-retours et rotations. Le procédé est beaucoup plus lent, mais aucun nettoyage ultérieur n'est requis et les zones transitoires sont finement découpées.

3.3 Dégainage de fibres de silice

Malgré la faible absorptivité de l'acrylate à $10,6\mu\text{m}$, il s'avère possible de dégainer efficacement une fibre de silice en raison du grand écart entre la température de vaporisation du polymère et la température de fusion de la fibre optique. Cependant, l'absorptivité de la silice complique l'opération. En effet, une grande portion de l'énergie incidente passe à travers le revêtement pour être ensuite absorbé par la fibre optique. Comme la fibre devient chaude au voisinage de l'irradiation, l'acrylate prend une forme liquide qui s'avère beaucoup plus dure à ablater. Plus le volume de polymère irradié est grand, plus la goutte résultante est volumineuse. Lorsque le laser atteint la limite de la zone à dégainer, la phase liquide vient recouvrir le revêtement, créant ainsi un renflement prononcé de la transition. Pour les applications requérant le recouvrement ultérieur de la section dégainée (réseaux de Bragg), ceci s'avère problématique. La figure 3.3 illustre ce phénomène. Dans un même ordre d'idées, si l'irradiation laser est encore plus puissante, la combustion du revêtement sera observée. Ce phénomène est à tout prix à éviter puisqu'il laisse des résidus de polymère carbonisés à la surface de la fibre optique.



Figure 3.3 – Visualisation de la phase liquide inhérente au dégainage d'une fibre de silice

Afin de minimiser l'accumulation de chaleur dans la fibre optique, le taux de répétition du laser est abaissée. Comme la densité de puissance diminue considérablement, le temps requis pour dégainer la fibre augmente. Plusieurs minutes peuvent être requises afin d'obtenir le dégainage désiré, ce qui rend la méthode moins attrayante. Un compromis entre la qualité de la zone transitoire et la vitesse de dégainage est donc nécessaire. La figure 3.4 présente le résultat d'un dégainage à basse fréquence. Les paramètres expérimentaux sont énumérés au tableau 3.1.

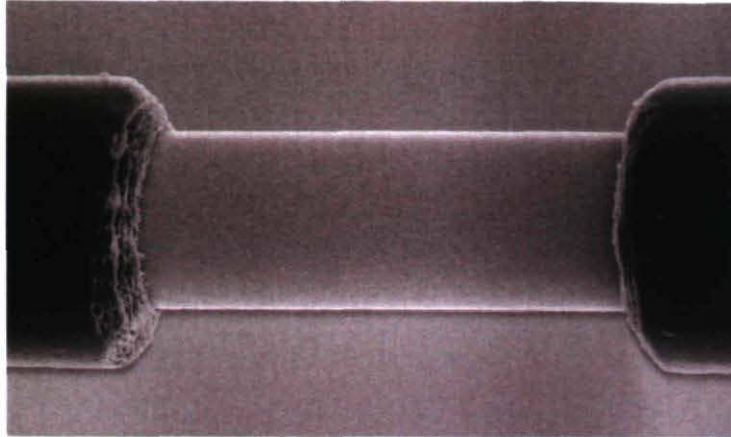


Figure 3.4 – Vue au microscope à balayage électronique d’une fibre de silice dégainée sur $500\mu m$

Tableau 3.1 – Paramètres laser menant au dégainage d’une fibre de silice

Durée des impulsions	$500\mu s$
Taux de répétition	$30Hz$
Délai initial à l’AOM	$0\mu s$
Tension à l’AOM	$4,4V$
Vitesse de translation	$0,35mm/s$
Densité de puissance moyenne	$0,04\pm 0,02MW/cm^2$

3.3.1 Analyse de la région transitoire

L’esthétique des régions transitoires n’est généralement pas un critère de grande importance lorsque vient le temps de juger de la qualité du dégainage d’une fibre optique. Toutefois, certaines applications, comme le dégainage de fenêtres pour l’écriture de réseaux de Bragg, requièrent que les transitions soient découpées avec davantage de précision. Or, la qualité de finition de la zone transitoire est fortement influencée par la technique de dégainage employée. Dans le cas du dégainage mécanique, le revêtement protecteur est fracturé lors du mouvement de traction longitudinale exercé par les pinces. Plus souvent qu’autrement, la transition résultante est discontinue et peu esthétique (figure 3.5a)). En ce qui a trait au dégainage chimique, la zone de découpe du manteau protecteur est généralement plus abrupte. Toutefois, le produit chimique a tendance à s’infiltrer sous le revêtement, ce qui crée un interstice d’air entre la fibre et le revêtement, rendant le regainage inefficace (figure 3.5b))³. Finalement, le dégainage

3. Une pâte de dichlorométhane a été utilisée pour réaliser le dégainage chimique des fibres optiques.

laser engendre inévitablement une phase liquide qui peut prendre de l'ampleur selon la puissance incidente sur la fibre optique. Aux abords de la transition, la phase fusionnée recouvre le revêtement, ce qui augmente le diamètre de la fibre optique (figure 3.5c)).

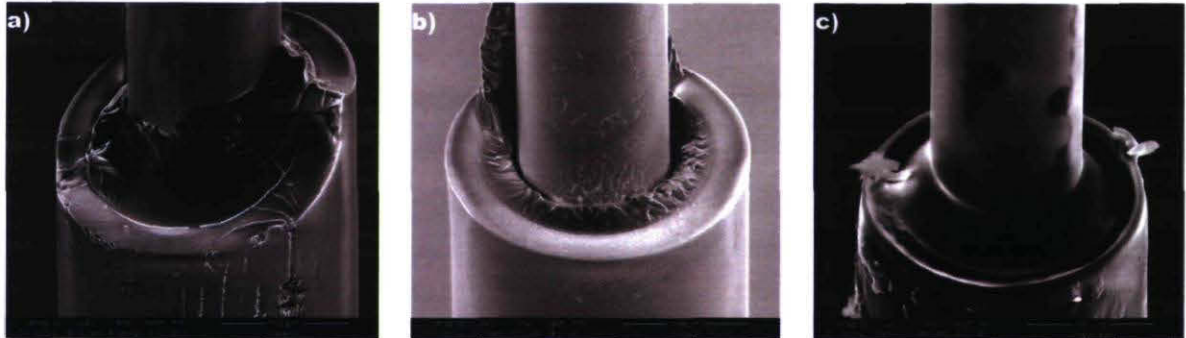


Figure 3.5 – Comparaison des défauts de transition selon le type de dégainage accompli : a) mécanique, b) chimique et c) laser CO₂

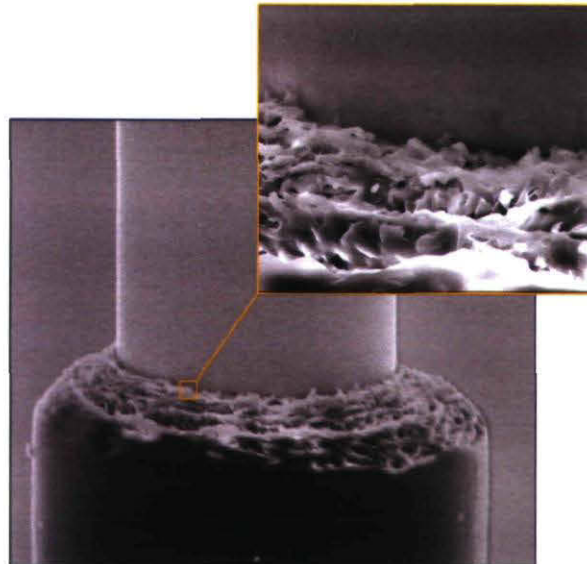


Figure 3.6 – Vue au microscope à balayage électronique d'une zone transitoire dégainée à faible puissance laser

Les effets thermiques générés lors du dégainage laser peuvent être contrôlés de sorte qu'une transition abrupte est obtenue. Dans les bonnes conditions expérimentales, la phase liquide est minimisée afin que le polymère fusionné ne recouvre pas la région non-irradiée. L'analyse au microscope à balayage électronique de la zone transitoire met en évidence la formation d'une matrice de micro-gouttelettes resolidifiées (figure 3.6). Cette rugosité est potentiellement avantageuse puisqu'une augmentation de la surface de contact est susceptible d'améliorer l'adhésion du revêtement lors du regainage. Contrairement au dégainage chimique, le revêtement reste en contact avec la gaine de la fibre optique aux abords de la transition. En ce qui concerne la répétabilité du

procédé, celle-ci s'avère excellente dans la mesure où la stabilité optique et mécanique du montage est maintenue.

3.3.2 Étude de la résistance en traction des fibres dégainées

En retirant sa gaine protectrice, la fibre se fragilise mécaniquement. Une méthode répandue pour caractériser l'efficacité mécanique d'une technique de dégainage consiste à étudier la résistance en traction des fibres optiques. Une fibre de silice de $125\mu m$ de gaine recouverte d'un revêtement d'uréthane-acrylate en parfait état devrait supporter une tension longitudinale de $57N$ ou $5,5GPa$ [50]. L'étude réalisée permet de comparer les méthodes de dégainage mécanique, chimique et laser. Pour chaque échantillon, une section de fibre longue de $2,0 \pm 0,2cm$ est dégainée. La fibre utilisée est la SMF-28 de Corning [37]. La précision du système dynamométrique est de $\pm 1,25N$. La figure 3.7 schématise le montage expérimental employé pour déterminer la tension de rupture. Les résultats obtenus sont présentés sous forme de probabilité de rupture à la figure 3.8.

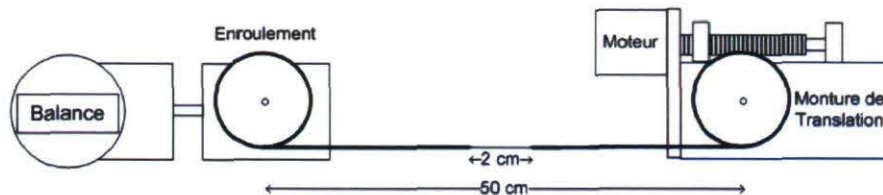


Figure 3.7 – Schématisation du montage expérimental mesurant la résistance en traction d'une fibre dégainée

La comparaison des techniques étudiées permet de conclure que le dégainage chimique procure à la fibre une meilleure résistance en traction avec une moyenne de $43N$ et un écart type de $3,5N$. Tel qu'anticipé, le dégainage mécanique fragilise davantage la fibre en raison des dommages induits en surfaces de la gaine ($\bar{\mu} : 21N, \sigma : 3N$). Finalement, les performances mécaniques inhérentes au dégainage laser ($\bar{\mu} : 26N, \sigma : 2,4N$) sont bonnes, mais demeurent inférieures à celles relevant du dégainage chimique. Bien qu'aucune perte en transmission ne fut discernée suite à l'irradiation de la fibre, la création d'un changement de densité local peut être envisagée pour expliquer cet affaiblissement. Tel qu'indiqué à la section 1.6, l'irradiation dans l'infrarouge lointain cause un relâchement des stress intrinsèques de la fibre optique. Lorsque comparée avec des résultats publiés concernant le dégainage à $9,2\mu m$ et à $248nm$ [45], l'ablation du revêtement à $10,6\mu m$ s'avère légèrement avantageuse. L'absorption du polymère étant, en comparaison, très faible à $10,6\mu m$, ce résultat semble surprenant, d'autant plus que l'absorptivité de la silice, quant à elle, est maximale à cette longueur d'onde.

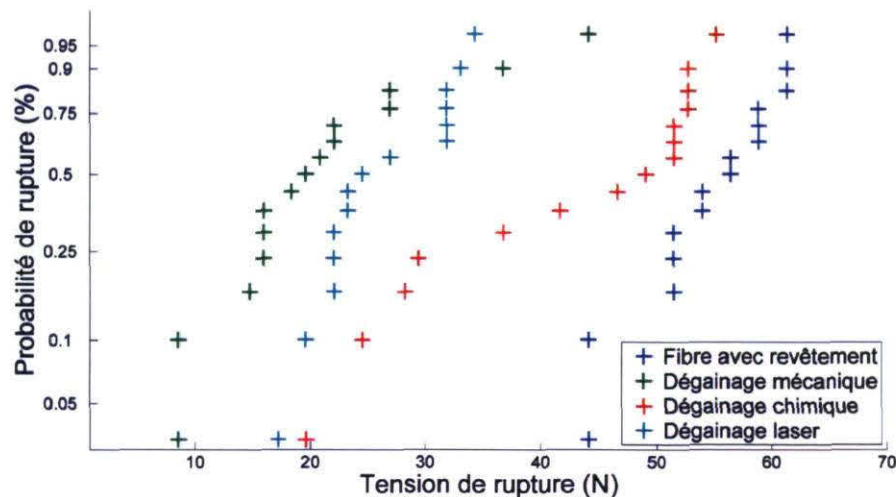


Figure 3.8 – Distribution de Weibull représentant l'affaiblissement statistique des fibres optiques de silice selon la technique de dégainage

3.3.3 Élaboration d'une technique de dégainage hybride

À la lumière des analyses réalisées aux sections 3.3.1 et 3.3.2, une méthode de dégainage hybride tirant avantage des bienfaits du dégainage chimique et laser peut être mise sur pied. La qualité du découpage engendré par le dégainage laser est supérieure lorsqu'elle est comparée aux autres techniques. D'un autre côté, le dégainage chimique se veut plus attirant lorsque l'affaiblissement mécanique de la fibre est considéré. En dégainant initialement la fibre avec une pâte chimique puis en venant façonner les zones transitoires avec un laser CO_2 , un dégainage idéal est obtenu. Dans ces conditions, la fibre supporte une grande tension longitudinale puisque la zone irradiée par le laser est réduite. De plus, lors du découpage des zones transitoires, le faible volume de polymère à ablater fait en sorte que la phase liquide créée est minimale. Cette technique est donc toute indiquée pour le dégainage rapide de longs bouts de fibres optiques.

3.4 Dégainage de fibres exotiques

Les fibres de ZBLAN et de chalcogénure ne se dégainent pas mécaniquement en raison de leur fragilité. Le dégainage de ces fibres est généralement fait chimiquement. Comme pour les fibres de silice, la mauvaise qualité des zones transitoires est problématique lorsque de grandes puissances optiques sont transmises. Un autre obs-

tacle s'ajoute quand il est question de dégainier ces fibres à l'aide d'un laser CO_2 . Contrairement à la silice (1700°C), le point de fusion du ZBLAN ($\approx 350^\circ\text{C}$) et des verres de chalcogénures ($\approx 300^\circ\text{C}$) est beaucoup plus faible, ce qui rend la condition thermique de dégainage, exprimée à l'équation (3.1), difficilement atteignable.

3.4.1 Dégainage de fibres de ZBLAN

En contrôlant précisément l'énergie du faisceau laser, il est possible de dégainier une fibre de verre fluoré. L'absorption du ZBLAN est très grande à $10,6\mu\text{m}$, de sorte que le phénomène de goutte, observé lors du dégainage d'une fibre de silice, est aussi présent. Étant donné la faible température de fusion de ce verre, l'accumulation de chaleur dans la fibre optique doit impérativement être minimisée. Ceci est réalisé par la réduction du taux de répétition. En contrepartie, le processus est extrêmement lent. La figure 3.9 montre une fibre optique de ZBLAN double gaine dopée à l'erbium qui a été dégainée au laser CO_2 . Les paramètres laser menant au dégainage de fibres de ZBLAN sont présentés au tableau 3.2.

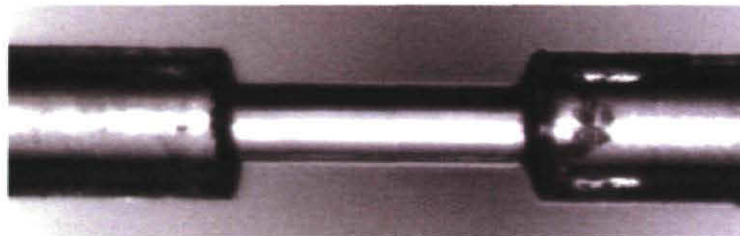


Figure 3.9 – Fibre de ZBLAN dopée à l'erbium dégainée avec un laser CO_2

Tableau 3.2 – Paramètres laser menant au dégainage d'une fibre de ZBLAN

Durée des impulsions	$200\mu\text{s}$
Taux de répétition	10Hz
Délai initial à l'AOM	$60\mu\text{s}$
Tension à l'AOM	5V
Vitesse de translation	$0,5\text{mm/s}$
Défocalisation	0mm
Densité de puissance moyenne	$0,03\pm 0,02\text{MW/cm}^2$

La durée d'exposition laser étant grande, la fibre est probablement fragilisée durant l'opération de dégainage. De plus, les fibres de ZBLAN sont généralement recouvertes de deux polymères. Pour optimiser le guidage, un polymère de bas indice, qui fait quelques microns d'épaisseur est inséré entre la gaine et le revêtement d'uréthane standard. Ce

revêtement, qui adhère fortement à la fibre, est très difficile à éliminer avec le laser. Dans ces circonstances, la méthode hybride présentée à la section 3.3.3 est encore une fois à favoriser.

3.4.2 Dégainage de fibres d'AsSe

Contrairement au ZBLAN et à la silice, certaines fibres de chalcogénure, particulièrement celles faites d'AsSe, transmettent l'infrarouge lointain. La fibre testée possède une atténuation mesurée de $10,5\text{dB}/m$ à $10,6\mu\text{m}$. En théorie, ceci constitue un avantage puisque la fibre devrait moins absorber l'énergie et donc accumuler moins de chaleur. Cependant, il a été impossible de dégainier ce type de fibres optiques puisque la température de fusion était trop près de la température de vaporisation du polymère. La fonte de la fibre optique a ainsi été observée lors de l'ablation du revêtement. À la lumière des tests menés, il semble donc impossible de dégainier ce genre de fibres optiques.

3.5 Synthèse des résultats du dégainage laser

Malgré des perspectives défavorables, le dégainage laser de fibres optiques de silice et de ZBLAN a été accompli avec succès. L'étude de la qualité de la découpe résultante favorise entre autres cette technique. Toutefois, un affaiblissement considérable de la fibre optique est attribuable au dégainage laser, du moins, à l'intérieur de la gamme de paramètres testés. La durée du procédé est aussi un obstacle non négligeable. Devant ces faits, la combinaison du dégainage chimique et laser est perçue comme étant un meilleur gage de réussite.

Chapitre 4

Clivage de fibres optiques

Le chapitre précédent a permis de constater l'aptitude du laser CO₂ à dénuder la fibre optique via l'ablation du recouvrement protecteur. Or, pour faire un usage adéquat d'une fibre optique, une seconde étape de préparation est nécessaire : le clivage. La quête d'une technique de préparation sans contact des fibres optiques, qui constitue le mandat principal de ce projet de maîtrise, passe ainsi par le clivage laser. Une séquence automatisée accomplissant à la fois le dégainage et le clivage des fibres optiques de silice a donc été conçue. Les essais effectués ont mis en évidence la capacité de contrôler avec précision l'angle de clivage. L'analyse des effets thermiques qui surviennent lors du procédé est aussi effectuée. Une comparaison entre le clivage laser et mécanique se fondant sur l'étude du fini de surface et des performances optiques est réalisée. En définitive, des géométries particulières ont été usinées à même les fibres optiques.

4.1 Motivation du clivage laser

La qualité des interfaces influence directement l'efficacité d'une connexion de fibres optiques. En effet, une surface plane garantit que le front d'onde ne sera pas déformé à sa sortie de la fibre. Traditionnellement, le clivage d'une fibre optique est accompli mécaniquement. Une lame frôle d'abord le côté de la fibre optique pour induire une amorce. L'application d'une traction cause la propagation de la fissure qui mène au clivage. Étant donné le caractère amorphe des verres de silice, la surface clivée possède généralement un fini miroir idéal pour la propagation du signal [50]. Bien que très efficace, le clivage mécanique a ses limites. Parmi celles-ci, la répétabilité des angles de clivage obtenus laisse souvent à désirer, surtout lorsqu'il est question de clivage angulaire. Le clivage de la fibre optique aux abords de la région non-dégainée ou à l'interface d'un connecteur constitue une autre problématique. Pour ces raisons, le clivage laser est de plus en plus utilisé dans l'industrie des télécommunications optiques[51]. Un autre avantage de taille qui accompagne l'usage du laser CO_2 est qu'il nettoie instantanément la fibre optique. Les poussières et résidus d'acrylate ayant une température de vaporisation bien en-dessous du seuil d'ablation de la fibre optique, ceux-ci sont vaporisés lorsque la fibre est irradiée à haute puissance.

4.2 Description du procédé de clivage laser

La littérature fait état de deux techniques étudiées dans le but d'aboutir au clivage laser de fibres optiques. La première méthode s'inspire du clivage mécanique et fait appel à l'ablation athermique[52]. Un laser ultraviolet¹ est focalisé à la surface de la fibre pour y usiner une délicate amorce qui sera propagée par l'application d'une force externe. La seconde méthode connue, qui fait l'objet de ce chapitre, consiste à ablater en totalité la section de fibre optique à l'aide d'un laser CO_2 [53]. Tel qu'exprimé au chapitre 1, l'ablation générée par le laser CO_2 est accompagnée d'effets thermiques. En tirant profit de la création d'une phase liquide au voisinage de la région ablatée, un clivage présentant un excellent fini de surface peut être obtenu.

Le clivage laser est plus complexe que le dégainage laser. En effet, le caractère gaussien du faisceau laser fait obstacle à l'obtention d'une surface clivée qui est plane. Afin de contrer l'impact des ailes de la gaussienne, diverses astuces ont été élaborées au fil du temps. Par exemple, l'usage d'un masque dur, placé près de la fibre, permet de discriminer une partie du faisceau pour n'en garder que la partie la plus énergétique. Une

1. L'usage d'un laser ultrabref pourrait aussi être considéré.

autre façon de faire consiste à désaligner latéralement le faisceau à travers la lentille de focalisation pour le rendre asymétrique et ainsi estomper l'ailette de la gaussienne[54]. La méthode étudiée dans le cadre de ce projet consiste plutôt à faire varier l'angle d'incidente du faisceau laser par rapport à la fibre optique. La figure 4.1 schématise ce procédé.

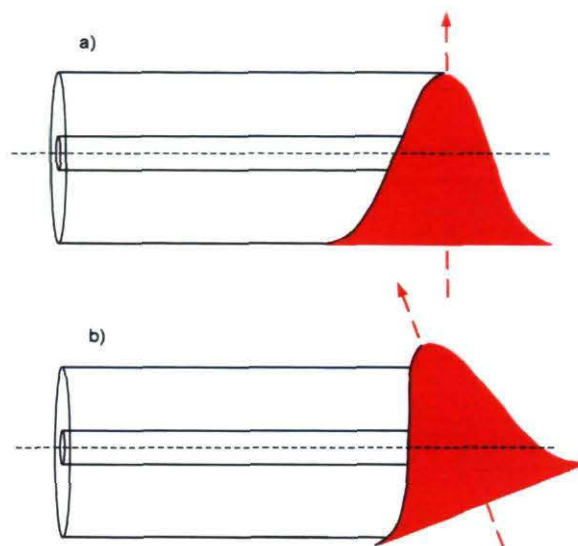


Figure 4.1 – Schématisation de l'impact de l'angle d'incidence du faisceau laser lors du processus de clivage : a) incidence normale, b) incidence angulaire

La monture de clivage possède plusieurs degrés de liberté. La fibre optique peut en fait être déplacée dans trois axes différents. Le premier axe de liberté permet de positionner angulairement la fibre par rapport à l'axe de propagation du faisceau. Le second déplacement sert à déplacer la fibre dans son axe longitudinal. Ce déplacement s'avère nécessaire pour dégainer préalablement le bout de la fibre. Finalement, la fibre optique est libre de tourner sur elle-même. Cette rotation est aussi requise pour le dégainage et ouvre la porte à de multiples formes de façonnage de fibres optiques. Pour faire pivoter la fibre de façon concentrique, un mandrin et un système de roulements, actionnés par une courroie, ont spécialement été conçus. L'excentricité de la rotation est inférieure à $5\mu m$ pour une fibre de $125\mu m$. Pour accommoder diverses tailles de fibres optiques, des férules de connecteurs FC/PC, percées au bon diamètre, sont installées sur le support à fibre. Tous les axes du système sont motorisés et contrôlés par le biais d'une interface Labview. Lors du clivage, l'alignement du faisceau laser est critique. Puisque la fibre pivote pour permettre le clivage à divers angles, le faisceau doit impérativement être focalisé vis-à-vis le centre de rotation de la fibre optique. La taille focale du faisceau laser est estimée à $50\mu m$. Pour exposer la totalité de la section de fibre à cliver, un galvanomètre est utilisé. Celui-ci balaie transversalement le faisceau à basse fréquence ($< 10Hz$). Le galvanomètre intervient aussi dans le processus de dégainage. La figure

4.2 résume les fonctionnalités du système de clivage.

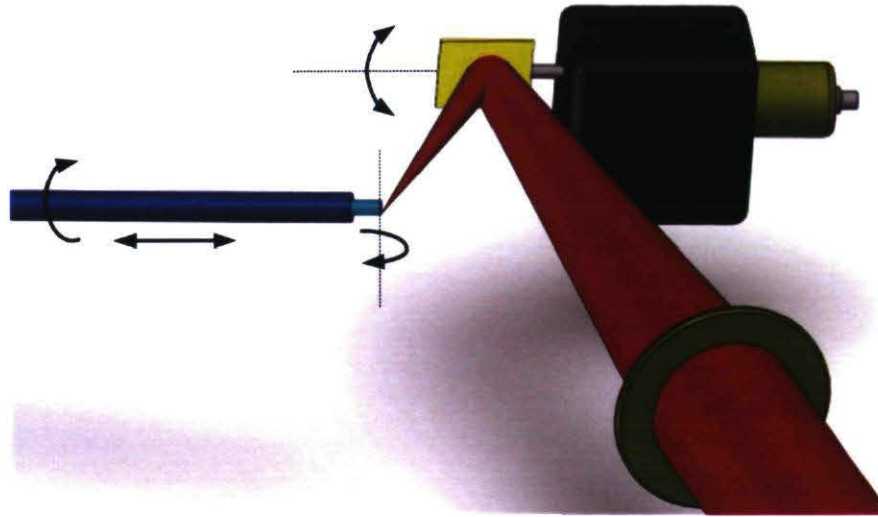


Figure 4.2 – Schématisation du principe expérimental de clivage laser

4.3 Clivage de fibres de silice à angle droit

Le clivage laser à angle droit est d'un intérêt particulier. En raison de la distribution d'intensité transverse du faisceau d'usinage, un arrondissement périphérique de la fibre optique est inévitable. Cependant, pour une fibre monomode, la taille du coeur fait en sorte que cet effet n'influence en rien les propriétés de guidage. En réalité, le lissage du rebord de la fibre peut être considéré comme étant bénéfique pour deux raisons. Comme le démontre l'annexe D, le couplage entre deux fibres optiques est optimal lorsque les fibres sont près l'une de l'autre. Or, en arrondissant la face clivée, la distance séparant les coeurs est amoindrie advenant un léger angle de clivage. Dans un autre ordre d'idées, il a été démontré que la principale cause de pertes d'insertion lors de la connexion mécanique de deux fibres optiques est la présence de saletés sur les faces clivées[55]. En arrondissant la fibre optique, les débris introduits par l'insertion de la fibre optique dans un connecteur sont moins enclin à recouvrir le coeur. Pour ces raisons, un mouvement de rotation selon l'axe longitudinal de la fibre est accompli lors du processus de clivage, ce qui a pour effet d'arrondir uniformément la fibre optique. La figure 4.3 illustre la géométrie d'une fibre optique clivée qui subit simultanément une rotation. Les paramètres de clivage sont présentés au tableau 4.1. En ce qui concerne la répétabilité, elle se compare à celle d'une bonne cliveuse mécanique ($< 0,5^\circ$).

Des fibres optiques de silice ayant un diamètre externe pouvant atteindre $400\mu m$ ont

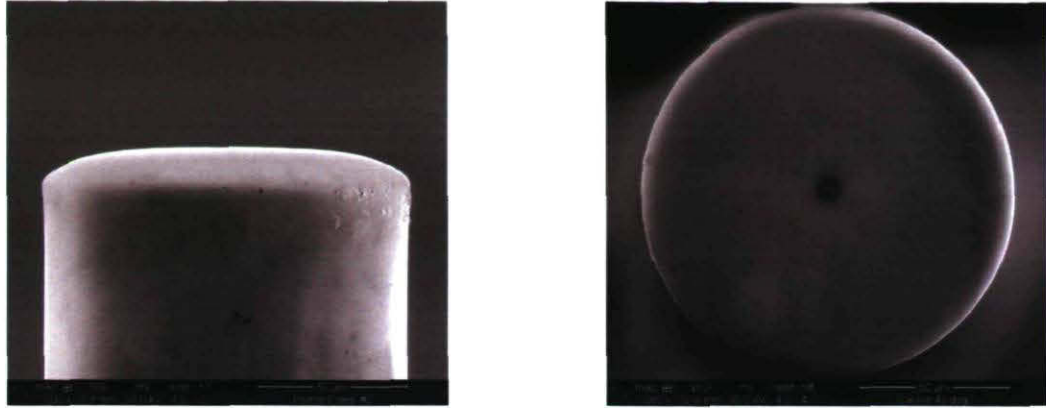


Figure 4.3 – Vue au microscope à balayage électronique d'une fibre optique de silice de $125\mu m$ (SMF – 28) clivée à angle droit en subissant une rotation

été clivées avec succès. Le principal obstacle à surmonter étant non pas l'ajustement des paramètres laser mais bien l'obtention du diamètre de férules adéquat qui guident la fibre optique. En effet, un écart de quelques microns entre le diamètre de la férule et de la fibre optique se manifeste par une asymétrie de révolution et donc du clivage subséquent. Un avantage du clivage laser par rapport au clivage mécanique est qu'il admet la découpe de la fibre optique tout près de la partie non-dégainée. La figure 4.4 montre une fibre dégainée sur $200\mu m$, puis clivée à angle droit.

Tableau 4.1 – Paramètres laser menant au clivage d'une fibre de silice

Durée des impulsions	$12 - 20\mu s$
Taux de répétition	$500 Hz$
Délai initial à l'AOM	$0\mu s$
Tension à l'AOM	$6V$
Fréquence du galvanomètre	$5 Hz$
Amplitude du galvanomètre	$1V$
Focale de la lentille	$13,5 \pm 0,5 mm$
Densité de puissance moyenne	$1,25 - 2,25 \pm 0,50 MW/cm^2$

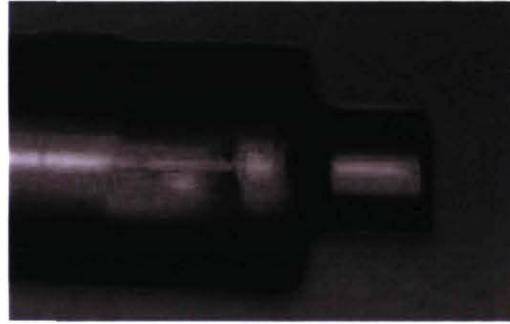


Figure 4.4 – Visualisation d'une fibre de silice dégainée sur $200\mu m$ et clivée à angle droit

4.3.1 Visualisation des effets thermiques en jeu

L'ensemble des phénomènes thermiques qui accompagnent l'ablation d'un matériau diélectrique ont été décrits en détails. Dans le cadre des expériences menées sur le clivage laser, certains de ces effets thermiques ont été observés. L'ablation de la silice est inévitablement accompagnée par la formation d'une couche liquide. C'est grâce à cette phase liquide que le clivage par laser CO_2 est attrayant. À basse viscosité, la silice se distribue sur la face clivée en répondant aux tensions de surfaces. Les défauts de surface sont ainsi colmatés lors de la resolidification du verre. Toutefois, si la chaleur diffusée dans la fibre est en carence ou en excès, des phénomènes indésirables se produisent.

Seule la région centrale du faisceau gaussien engendre l'ablation laser. Les ailes du faisceau sont quant à elles responsables de la formation de la phase liquide et de l'expansion thermique du verre qui accompagnent inévitablement l'ablation (se référer à la figure 1.1). Lors de l'ablation du volume irradié, une déformation ondulatoire prend place sous l'effet de l'onde de choc créée par la percussion des impulsions. Advenant une durée d'interaction thermique trop rapide, la couche liquide, trop mince, ne suffit pas pour aplanir la surface. Ce phénomène est illustré à la figure 4.5.

À l'inverse, si la quantité d'énergie diffusée hors du volume d'absorption est trop grande, la phase liquide déborde sur le côté de la fibre optique. La figure 4.6 témoigne de ce phénomène. Le clivage laser requiert donc le juste compromis au niveau de la quantité d'énergie thermique absorbée par la fibre optique.

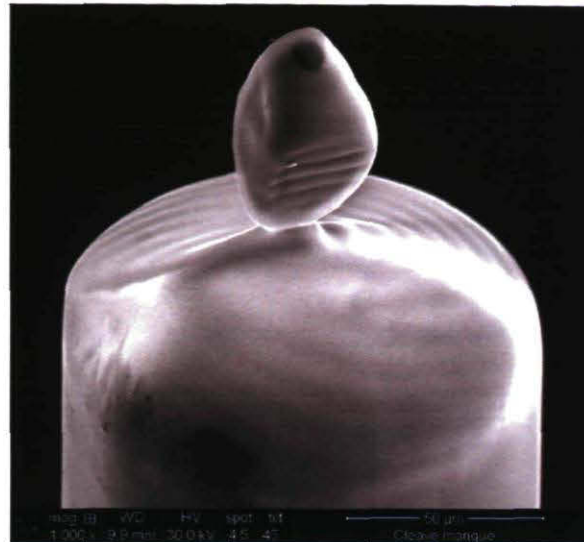


Figure 4.5 – Visualisation des effets d'une carence thermique sur une fibre optique clivée au laser

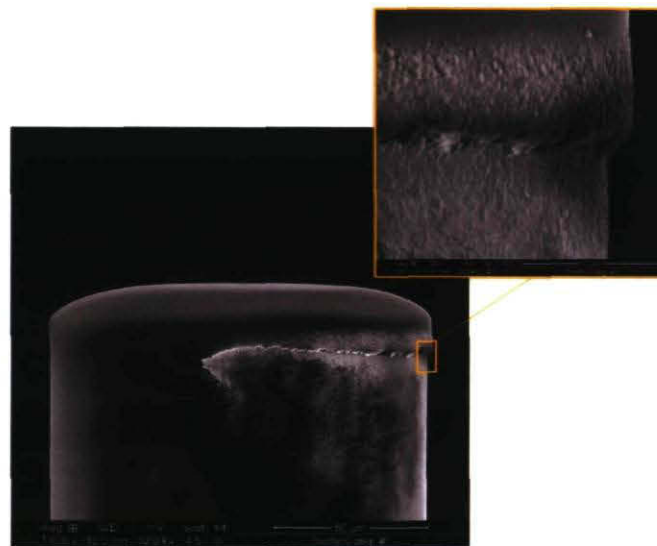


Figure 4.6 – Visualisation des effets d'un excès de chaleur sur une fibre optique clivée au laser

4.3.2 Analyse du fini de surface des fibres clivées

Dans la poursuite de la caractérisation de la qualité du clivage laser, l'analyse du fini de surface a été effectuée. Pour ce faire, la fibre optique est placée sous un microscope à force atomique (AFM), afin d'en mesurer la rugosité. La rugosité mesurée est de $3,5 \pm 1,0nm$ comparativement à $3,0 \pm 1,0nm$ pour un clivage mécanique. Bien qu'en général la qualité de surface soit excellente, un phénomène inattendu est observé dans

le voisinage du coeur de la fibre optique. Une modulation du relief de l'ordre d'une centaine de nanomètres sur le coeur de la fibre est perceptible. La figure 4.7 présente la trace prise à l'AFM.

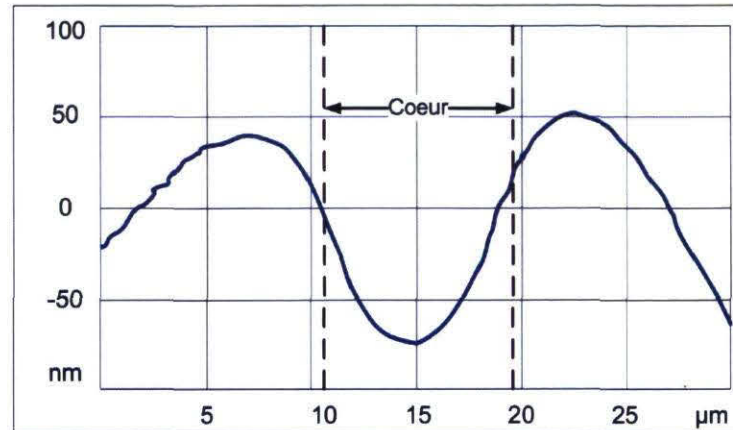


Figure 4.7 – Mesure à l'AFM de la variation du relief près du coeur d'une fibre clivée au laser CO₂

L'hypothèse la plus susceptible d'expliquer cette variation du relief est que le germanium présent dans le coeur influe sur l'absorption ou encore sur la viscosité du verre. Cette déformation correspond cependant à une épaisseur inférieure à $\lambda/10$, ce qui signifie que son impact au niveau de la déformation du front d'onde devrait être négligeable. Toutefois, le manque de planéité au niveau du coeur se traduira possiblement par l'incapacité à obtenir un contact optique entre les fibres, ce qui réduira potentiellement l'efficacité du couplage.

4.3.3 Couplage optique entre fibres clivées à angle droit

L'étude du clivage laser passe inévitablement par la caractérisation des performances optiques. La mesure des pertes d'insertion et de rétro réflexion entre deux fibres couplées mécaniquement permet d'analyser la qualité optique du clivage. La description des mécanismes de pertes optiques est fournie à l'annexe D. Pour avoir des mesures de pertes référencées, une épissure en alliage à mémoire de forme, produite par la société PhasOptx, est employée. Cette épissure mécanique a pour effet de centrer les gaines des fibres optiques[56]. Une description détaillée du produit et de la procédure de couplage est présentée à l'annexe E. La comparaison des performances optiques est établie entre le clivage laser et deux cliveuses mécaniques de qualité supérieure (FX-102 et Fitel S325A). Un réflectomètre optique temporel (OTDR) sert d'outil de mesure. Préalablement à la prise de mesures, le couplage entre les deux fibres optiques est optimisé à l'aide

d'une diode laser et d'un puissance-mètre. La longueur d'onde de mesure est de $1310nm$ et la fibre optique employée est la SMF-28. La même fêrulle est utilisée pour chaque connexion. La figure 4.11 fait état des résultats de cette étude statistique.

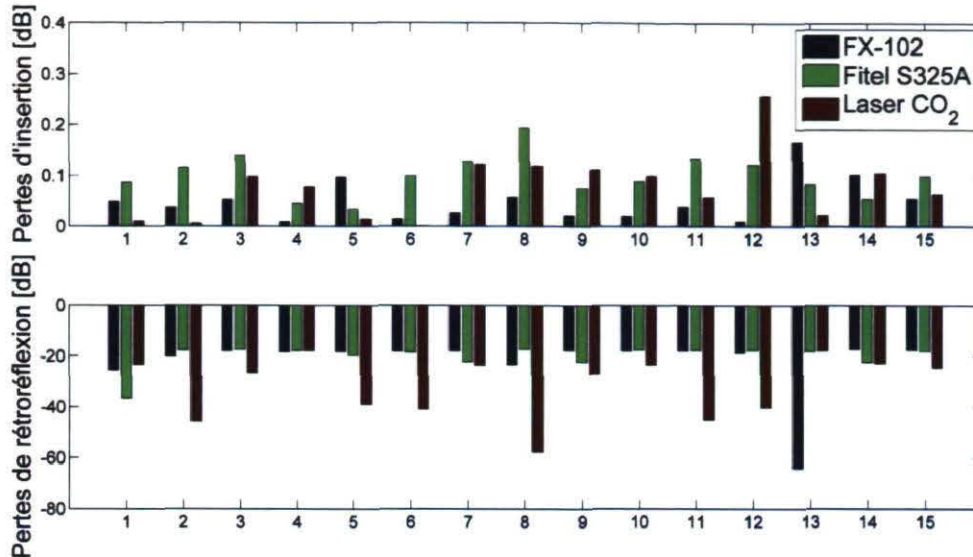


Figure 4.8 – Étude statistique comparative des performances optiques de fibres optiques clivées mécaniquement et au laser

En termes de pertes d'insertion, les fibres clivées au laser ($\bar{\mu} : 0,078dB$ et $\sigma : 0,067dB$) se comparent aux fibres clivées mécaniquement : FX-102 ($\bar{\mu} : 0,050dB$ et $\sigma : 0,043dB$) et Fitel S325A ($\bar{\mu} : 0,100dB$ et $\sigma : 0,0412dB$). Cette observation concorde avec des résultats publiés antérieurement par l'Institut nationale d'optique [57]. Pour ce qui est des pertes de rétro-réflexion, une amélioration moyenne de $10dB$ du clivage laser ($\bar{\mu} : -31,7dB$ et $\sigma : 12,1dB$) par rapport à la FX-102 ($\bar{\mu} : -22,0dB$ et $\sigma : 11,8dB$) et à la Fitel S325A ($\bar{\mu} : -20,1dB$ et $\sigma : 4,9dB$) est notée. La déformation du coeur, décrite à la section précédente, cause probablement la réduction des pertes de rétro-réflexion. En comparaison, une connexion à partir de connecteurs du type FC/PC occasionne des pertes de transmission inférieures à $0,3dB$, ainsi que des pertes de retour inférieures à $-40dB$. Il n'y a pas eu de contact optique entre les fibres clivées, tant au laser que mécaniquement.

4.4 Clivage de fibres de silice à angles variables

L'une des principales limites du clivage mécanique est le clivage à angle. Certains outils spécialement conçus accomplissent cette tâche en appliquant préalablement une tor-

sion à la fibre optique. La répétabilité des manipulations est cependant problématique. En ce qui concerne le clivage laser, seul l'angle d'incidence du laser doit être modifié pour cliver une fibre à un angle donné. Une légère augmentation de la puissance est aussi requise au fur et à mesure que l'angle de clivage s'accroît, puisque le volume de silice à ablater augmente par le fait même. Une série de fibres clivées à des angles différents est présentée à la figure 4.9. L'observation d'une fibre optique clivée à 25° au microscope à balayage électronique témoigne de la planéité de la surface clivée. Comme pour le clivage à angle droit, un léger arrondissement périphérique est apparent à la figure 4.10. La répétabilité de l'angle de clivage est d'environ $0,5^\circ$.



Figure 4.9 – Visualisation de fibres clivées au laser à différents angles



Figure 4.10 – Vue au microscope à balayage électronique d'une fibre optique de silice clivée à 25°

4.4.1 Couplage optique entre fibres clivées à 8°

La connexion mécanique de fibres optiques dont les faces sont clivées ou polies à 8° est très répandue (connecteurs APC). L'angle de clivage a une incidence directe sur la puissance rétro-réfléctée à travers la fibre optique². En suivant la même démarche que celle présentée à la section 4.3.3, la mesure du couplage entre des fibres clivées approximativement à 8° est accomplie. Les performances optiques sont comparées avec la cliveuse FX-102, qui permet le clivage angulaire. Ces manipulations requièrent la rotation d'une des deux fibres optiques pour mettre en contact les faces clivées. La répétabilité angulaire du clivage mécanique est de $\pm 1^\circ$ comparativement à $\pm 0,5^\circ$ pour le clivage laser.

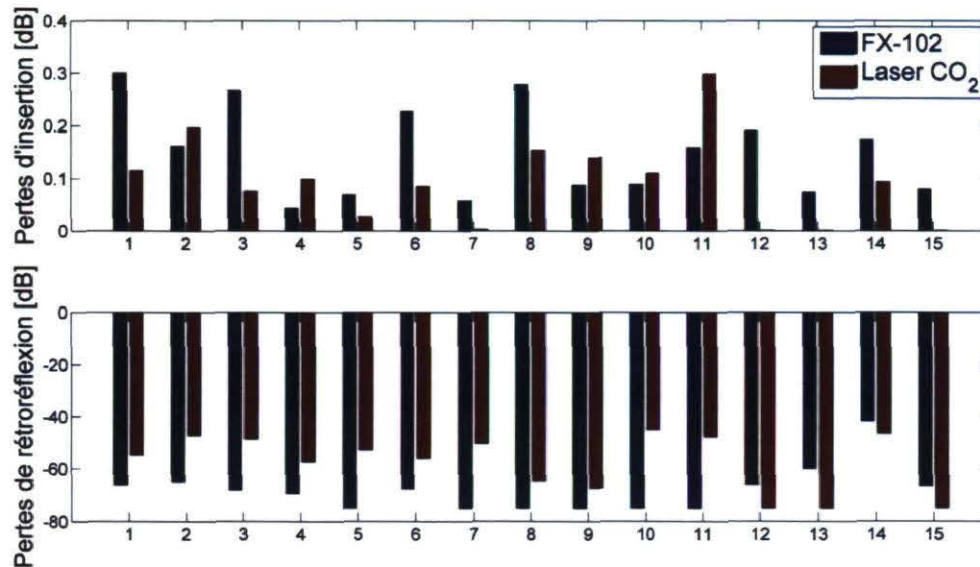


Figure 4.11 – Étude statistique comparative des performances optiques de fibres optiques clivées à 8° mécaniquement et au laser

Avec une moyenne de $0,09dB$ comparativement à $0,15dB$ pour le clivage mécanique, le laser CO_2 semble être tout aussi efficace en termes de pertes d'insertion générées. Dans le cas des deux distributions, la variance est de $0,09dB$. En ce qui a trait aux pertes de rétro-réflexion, le clivage mécanique ($\bar{\mu} : -68,0dB$ et $\sigma^2 : 8,7dB$) domine largement le clivage laser ($\bar{\mu} : -57,5dB$ et $\sigma^2 : 11,3dB$). Le clivage angulaire avec un laser CO_2 demeure prometteur. En effet, quatre des quinze mesures ont témoigné de pertes d'insertion indétectables à l'ODTR. Sur ce nombre, trois connexions présentaient des pertes de rétro-réflexion inférieures à $-75dB$. Il est donc permis de croire qu'une

2. L'annexe D.3 traite des origines des pertes de rétro-réflexion.

optimisation du procédé de micro-usinage pourrait mener à un couplage de meilleur qualité.

4.4.2 Fabrication de sondes pour la tomographie à cohérence optique

Pour un angle de clivage très prononcé, la lumière, passant de la fibre à l'air ambiant, subit une réflexion totale interne. Dans le cas d'une fibre de silice, ce phénomène se concrétise pour un angle de clivage supérieur à 43 degrés (équation D.1). Dans ces conditions, le faisceau sort et se propage par le côté de la fibre optique. Il subit aussi les effets d'une focalisation inhérente à la géométrie cylindrique de la fibre optique. La tomographie à cohérence optique, une technique d'imagerie particulièrement d'intérêt pour le domaine médical, tire profit de cette propriété[58, 59]. Un des modèles de sonde utilisé se compose d'une fibre optique monomode à $655nm$ à laquelle une fibre de silice sans coeur est fusionnée[60]. Le faisceau divergent est par la suite réfléchi sur la surface clivée à 45° et est focalisé elliptiquement à quelques microns sur le côté de la fibre. Un balayage angulaire et selon l'axe longitudinal de la fibre permet à la fois d'exciter le tissu cellulaire et d'en acquiesionner la réponse optique. La figure 4.12 schématise le principe de fonctionnement de cette technique d'imagerie. Traditionnellement, cette sonde est fabriquée par l'entremise d'un polissage manuel laborieux. L'usage d'un laser CO_2 peut donc en faciliter la fabrication. La figure 4.13 démontre la propagation latérale d'un mode relativement gaussien des suites du clivage à 45° .

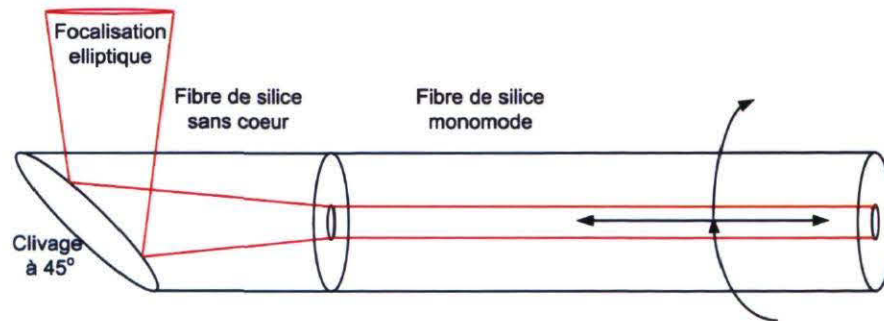


Figure 4.12 – Schématisation du principe de fonctionnement d'une sonde de tomographie à cohérence optique

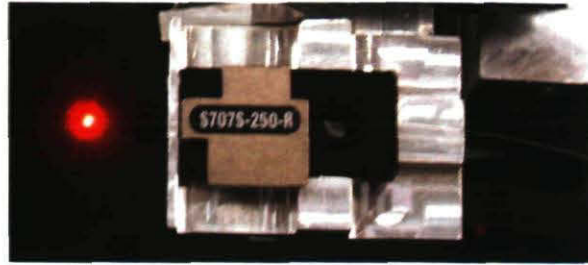


Figure 4.13 – Visualisation du faisceau propagé transversalement suite au clivage laser à 45°

4.5 Clivage de fibres micro-structurées

Les fibres micro-structurées (MOF), aussi connues sous le nom de fibres à cristaux photoniques (PCF), permettent le guidage d'une vaste étendue de longueurs d'onde en plus de soutenir de très fortes puissances optiques. L'usage de ces fibres est particulièrement répandu dans le domaine des lasers à fibre haute puissance [61, 62, 63, 64]. Les fibres micro-structurées sont toutefois assujetties à la contamination des trous d'air qui les composent. Le colmatage des extrémités de la fibre est la solution la plus couramment envisagée pour contrer cet inconvénient [65]. Un autre avantage relié au colmatage est que la région sans capillaire cause la divergence du faisceau, ce qui diminue la densité de puissance sur le bout de la fibre. Le seuil de dommage de la terminaison fibrée est donc plus grand. Or, contrairement au clivage mécanique, le clivage laser a pour effet de colmater en surface les capillaires qui entourent le centre de la fibre optique. La figure 4.14 établit la comparaison entre une fibre micro-structurée clivée mécaniquement et via l'usage d'un laser CO_2 . Les capillaires de la fibre clivée au laser sont bouchés sur environ $10\mu\text{m}$. Une méthode alternative qui permet le colmatage en profondeur est présentée à la section 5.7.

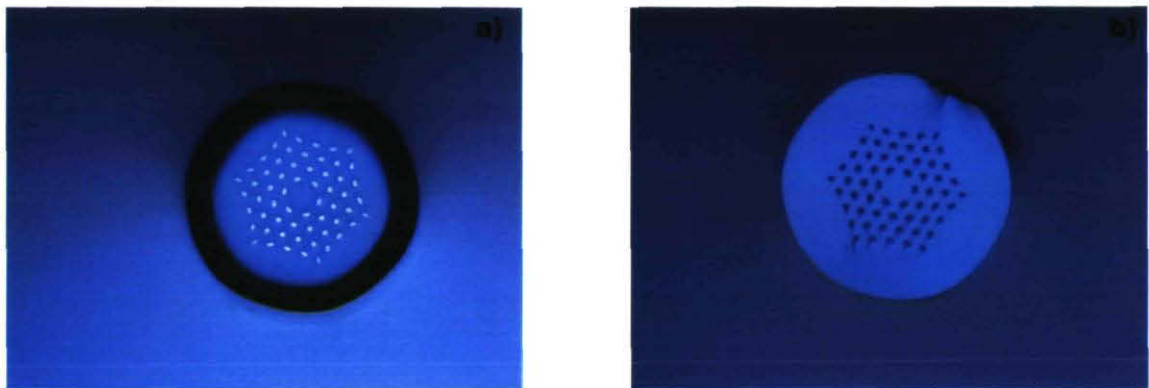


Figure 4.14 – Comparaison du clivage laser et mécanique de fibres micro-structurées : a) clivage laser, b) clivage mécanique

4.6 Micro-lentillage à faible rayon de courbure

La versatilité du système de clivage ouvre la porte à la fabrication de composants plus exotiques. Parmi ceux-ci, les micro-lentilles à faible rayon de courbure sont d'un intérêt particulier. Ces lentilles sont fabriquées en suivant le procédé de clivage angulaire tout en ajoutant un mouvement de rotation à la fibre optique. La figure 4.15 présente trois lentilles dont l'angle d'ablation diffère. En raison du manque de concentricité au

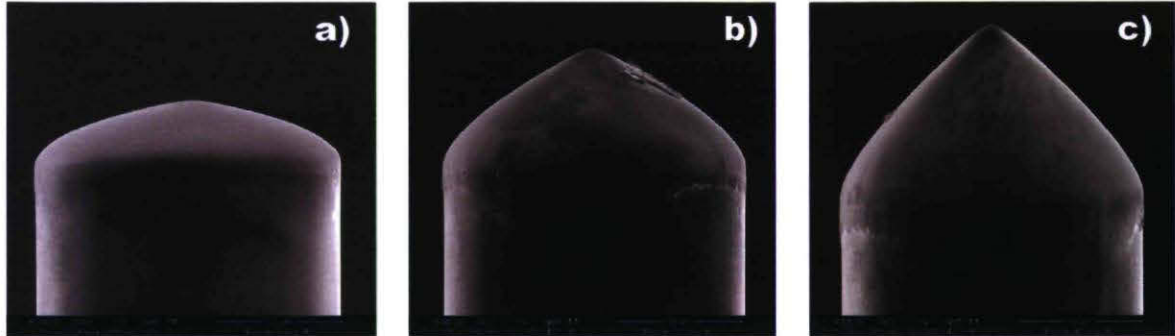


Figure 4.15 – Vues au microscope à balayage électronique de micro-lentilles à faibles rayons de courbure : a) 8° , b) 25° , c) 45°

niveau de la rotation de la fibre, la caractérisation de micro-lentilles n'a pas été réalisée. En effet, pour que la lentille soit centrée sur le cœur, la fibre doit tourner parfaitement dans l'axe. La littérature laisse toutefois entendre que le faisceau de sortie de la fibre optique peut être focalisé jusqu'à 5 fois plus petit que la taille du cœur avec un tel type de micro-lentilles[66]. Dans les bonnes conditions, la formation d'un axicon est à prévoir, ce qui signifie qu'un faisceau de Bessel serait propagé hors de la fibre. Les faisceaux de Bessel sont couramment utilisés en imagerie en raison de leur comportement unique en condition de focalisation.

4.7 Clivage multifaces

Lorsque la fibre optique est périodiquement tournée sur elle-même lors de l'ablation, plusieurs faces planes sont usinées. Ainsi, en la faisant pivoter de 180° , une lentille cylindrique est formée. Pour une rotation de 120° , trois faces distinctes seront usinées. La figure 4.16 illustre ces formes de micro-usinage.

Encore une fois, la légère excentricité fait en sorte que les fibres optiques sont plus ou moins caractérisables. Il fut tout de même observé chez une fibre ayant une apparence

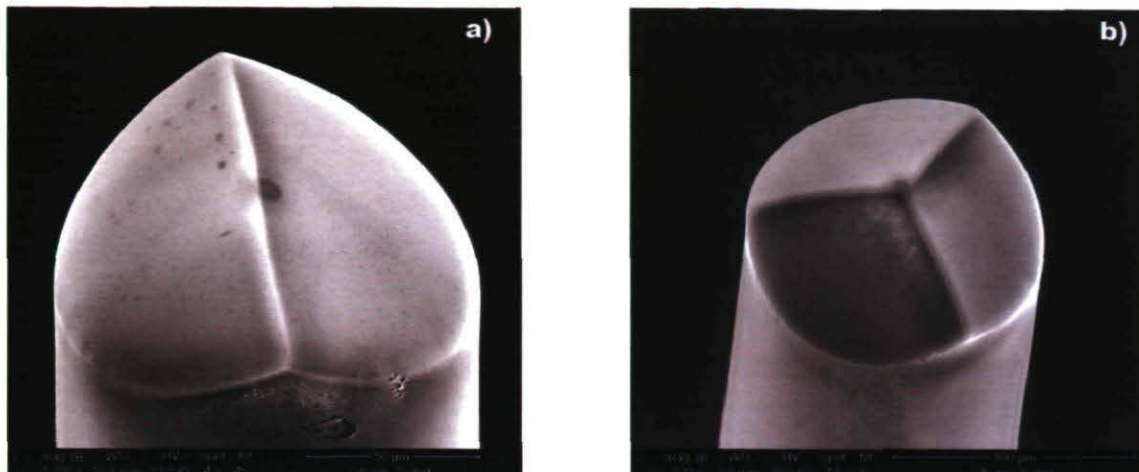


Figure 4.16 – Clivage multifaces : a) rotation 180° , b) rotation 120°

similaire à celle présentée à la figure 4.16 a) que le faisceau était séparé en deux modes se propageant dans des directions orthogonales. En supposant un usinage concentrique, cette technique ouvre la porte à un large éventail de mise en forme des faisceaux de sortie.

4.8 Clivage de fibres exotiques

Comme le chapitre 1 le laissait présager, le clivage laser de fibres exotiques est périlleux. La température de fusion étant basse, l'accumulation de chaleur est une problématique qui s'avère malheureusement insurmontable.

4.8.1 Clivage de fibres de ZBLAN

Le ZBLAN absorbe fortement le rayonnement émis par le laser CO_2 . Toutefois, sa température de fusion d'environ 350° le rend très capricieux envers l'accumulation de chaleur. Pour être en mesure d'observer les effets de l'ablation laser, la durée des impulsions laser a due être réduite à $4\mu\text{s}$. Cependant, l'éjection de liquide demeure un phénomène nuisible dominant. La figure 4.17 montre une série de cratères d'ablation, usinés le long d'une fibre de ZBLAN.

Dans l'espoir de réduire davantage les effets thermiques, le régime pré-impulsion a été exploité (figure 2.13). Malheureusement, la puissance crête de ces impulsions est

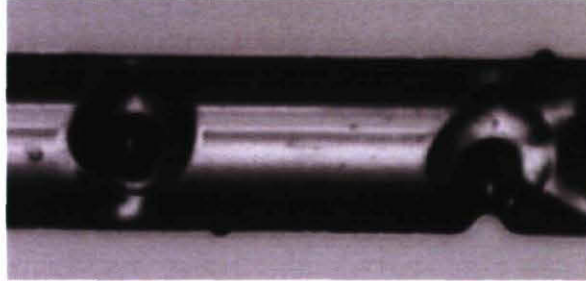


Figure 4.17 – Observation de cratères d’ablation usinés dans une fibre de ZBLAN

inférieure au seuil d’ablation, de sorte qu’aucun dommage n’a pu être créé. La figure 4.17 laisse tout de même présager que si une plus grande puissance optique était disponible, l’usinage de fibres à base de ZBLAN serait envisageable.

4.8.2 Clivage de fibres d’AsSe

La tentative de cliver des fibres d’AsSe s’est avérée très brève. L’atténuation de la fibre à $10,6\mu\text{m}$ étant de $10,5\text{dB}/\text{m}$, l’ablation laser n’a jamais pu être atteinte. Un régime d’absorption volumique a plutôt été observé, et ce peu importe les paramètres d’irradiation. Ce phénomène est en parfait accord avec les notions théoriques exprimées à la section 1.4. Le clivage laser d’une fibre d’AsSe implique donc vraisemblablement qu’une technique faisant appel à l’ablation froide devra être employée.

4.9 Synthèse des résultats du clivage laser

En somme, le laser CO_2 a prouvé sa versatilité. Des fibres optiques de silice ont été clivées et façonnées selon une multitude de géométries. La qualité optique du clivage laser s’est avérée comparable aux techniques éprouvées de clivage mécanique. Diverses applications sont susceptibles de tirer avantage du clivage laser. Parmi celles-ci se trouvent l’imagerie par tomographie à cohérence optique et les lasers à fibre employant des fibres microstructurées. Ni les fibres optiques de ZBLAN ni celles d’AsSe n’ont pu être clivées avec succès. Il est important de mentionner que le système de clivage pourrait bénéficier de quelques améliorations techniques. Plus particulièrement, l’intolérance envers les férules dont le diamètre est légèrement supérieur à celui de la fibre empêche la réalisation de plusieurs applications. La stabilisation mécanique du montage est aussi un enjeu à considérer afin d’améliorer la répétabilité des opérations de micro-usinage.

Chapitre 5

Polissage de fibres optiques

Le dégainage et le clivage laser de fibres optiques font tous deux intervenir le phénomène d'ablation. D'autres formes de micro-usinage de fibres optiques tirent plutôt profit de la variation locale de la viscosité du verre, générée par l'absorption du rayonnement du laser CO_2 . C'est le cas du polissage de fibres optiques qui permet d'atténuer les défauts de surface et de fabriquer des micro-lentilles à grand rayon de courbure. Jusqu'à présent, l'étude du polissage laser de fibres optiques se limitait aux verres de silice. Comme tend à le démontrer ce chapitre, le polissage optique s'applique aussi à des fibres de ZBLAN, malgré leur faible température de fusion. Le colmatage de fibres micro-structurées ainsi que l'encapsulage de fibres optiques figurent aussi parmi les applications qui font appel à des méthodes d'usinage non-ablatives.

5.1 Motivation du polissage laser

Le polissage est une méthode alternative au clivage qui améliore la planéité et le fini de surface d'une fibre optique. Typiquement, le polissage est accompli manuellement en utilisant un connecteur et un tapis abrasif. Cette technique éprouvée donne d'excellents résultats, mais s'avère souvent fastidieuse de par la difficulté à éliminer la totalité des stries présentes en surface. De plus, des résidus peuvent adhérer à la surface de la fibre lors du procédé. Ces débris absorbants abaissent le seuil de dommage de la fibre optique à haute puissance. Une méthode de polissage rapide et sans contact est ainsi souhaitable.

Le polissage de composants de silice avec un laser CO₂ est un phénomène qui fut démontré à maintes reprises [67, 68, 69, 70]. L'efficacité de cette méthode n'échappe pas aux fibres optiques. Des études antérieures ont mis en évidence l'efficacité du procédé tant au niveau de l'amélioration du fini de surface qu'au niveau de la minimisation des pertes de couplage optique [71, 72]. En plus de garantir de faibles pertes de transmission à l'interface, le polissage augmente la tenue en puissance des fibres optiques [73, 74]. Le phénomène de vaporisation des débris de surface décrit précédemment, s'applique aussi au polissage laser de sorte que la face polie de la fibre optique est nettoyée par le même procédé.

5.2 Description du procédé de polissage laser

L'irradiation dans l'axe longitudinal de la fibre optique alloue la fusion d'une mince couche de verre qui se repositionne en respectant le principe de tension surfacique avant de se refroidir [75]. La profondeur de verre affectée par le laser est définie par la loi de Beer :

$$F(z) = F_0(1 - R)e^{-\alpha z} \quad (5.1)$$

où $F(z)$ représente la densité d'énergie à une position donnée à travers la fibre, R est le coefficient de réflexion et α est le coefficient d'absorption. La profondeur d'interaction pour laquelle la viscosité du verre s'abaisse pour admettre un polissage en surface est de quelques dizaines de microns tout au plus pour la silice[76].

La figure 5.1 présente la méthode de polissage laser employée. L'utilisation de férules en acier inoxydable est préférée à celles faites de borosilicate ou de céramique étant donnée la grande absorption de ces matériaux dans l'infrarouge. De plus, les connecteurs métalliques peuvent être percés afin d'accommoder les fibres optiques de diamètres

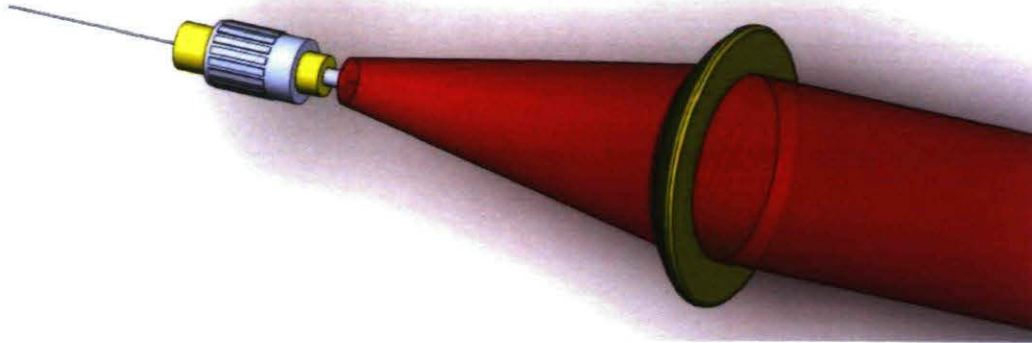


Figure 5.1 – Schématisation de la méthode de polissage laser employée

exotiques. Le plan focal de la lentille se situe derrière la fibre optique de sorte que la taille du faisceau ($W \geq 0,5mm$) est plus grande que la fibre optique.

Il est important de noter que le polissage optique requiert que la fibre soit préalablement clivée ou encore grossièrement polie pour garantir une certaine planéité initiale de la surface. Dans le cas présent, les échantillons ont été rapidement polis avec un tapis rugueux. Cette technique ne peut donc pas être considérée comme étant sans contact. Toutefois, puisque le polissage manuel initial ne dure que quelques secondes, la probabilité de contamination de la fibre optique est réduite.

5.3 Polissage de fibres de silice

L'irradiation dans le plan normal de la face pré-polie engendre la formation d'une phase liquide. Sous l'effet des forces de surface, la silice fondue se distribue à travers la section de fibre, colmatant sur son passage les stries présentes. En périphérie de la fibre optique, la contribution des effets conductifs est moindre de sorte que la fibre accumule davantage de chaleur, causant ainsi une déformation plus prononcée. Cette caractéristique est d'ailleurs mise à contribution pour micro-lentiller des fibres optiques (section 5.5). Le tableau 5.1 résume les paramètres de micro-usinage ayant donné lieu au polissage présenté à la figure 5.2. Les résidus observables sur cette photographie prise au microscope à balayage électronique sont inhérents à l'insertion ultérieure de la fibre dans un connecteur. Ils ne constituent pas un artéfact de l'opération de polissage laser. Leur présence demeure problématique en condition de couplage avec des connecteurs.

Des vues de face d'une fibre optique avant et après polissage laser, capturées au

microscope à balayage électronique, sont présentées à la figure 5.3. Des résidus d'acétone pouvant être confondus avec des défauts de surface sont observés sur l'image de droite. La démarcation du contraste au niveau du coeur de la fibre optique est typique d'une exposition à haute tension et n'est pas relié au polissage en soi.

Tableau 5.1 – Paramètres laser menant au polissage d'une fibre de silice

Durée des impulsions	500 μ s
Taux de répétition	80Hz
Délai initial à l'AOM	0 μ s
Tension à l'AOM	8V
Temps d'exposition	1s
Défocalisation	1,5mm
Densité de de puissance moyenne	0,11 \pm 0,05MW/cm ²

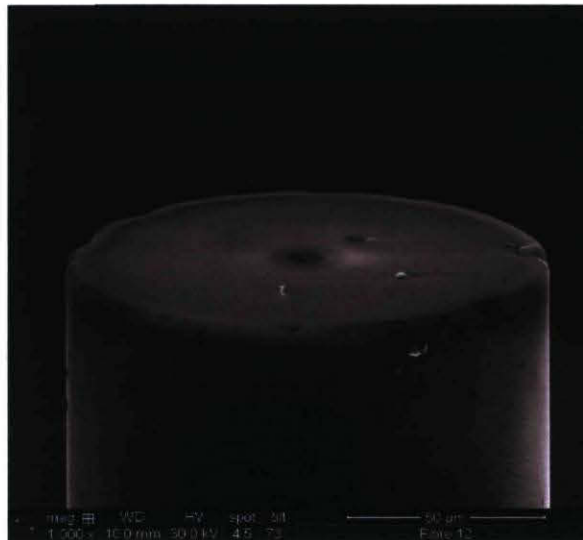


Figure 5.2 – Vue au microscope à balayage électronique d'une fibre de silice après polissage laser

5.3.1 Analyse de la rugosité de surface

Afin de valider la qualité du polissage laser, des mesures au microscope à force atomique ont été réalisées. Les résultats obtenus, illustrés à la figure 5.4, confirment une amélioration considérable de la rugosité, qui est attribuable à l'interaction entre le laser CO₂ et la silice. La fibre optique utilisée est la SMF-28 de Corning.

Un amalgame de défauts de surface, correspondant à des saletés qui se sont déposées sur la fibre, sont perceptibles à la figure 5.4b). Ceux-ci sont discriminés lors de l'analyse.

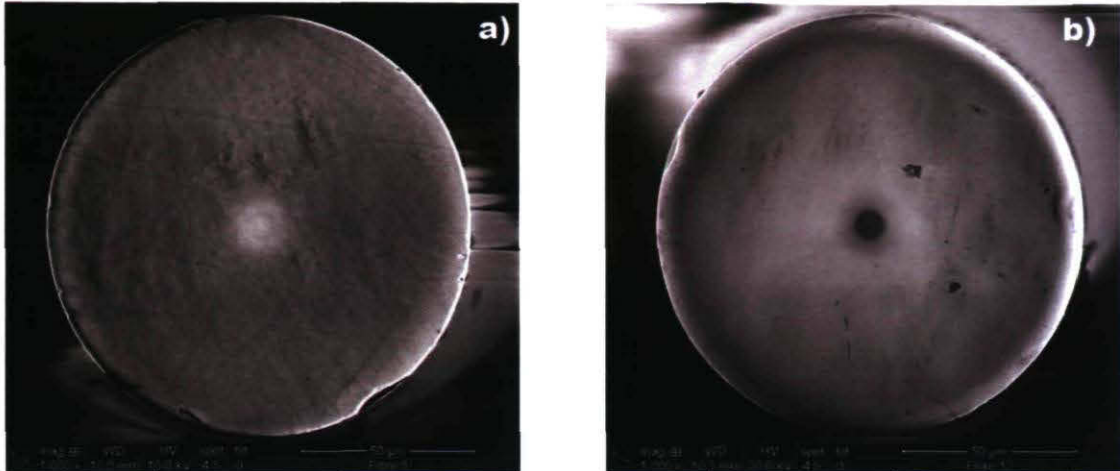


Figure 5.3 – Visualisation au microscope à balayage électronique des effets du polissage laser : a) avant polissage, b) après polissage

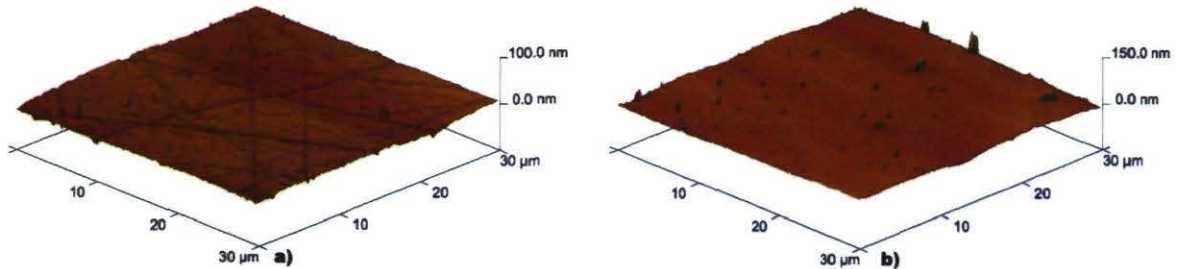


Figure 5.4 – Mesures de la rugosité au microscope à force atomique de fibres optiques de silice : a) polissage manuel, b) polissage laser

Ainsi, la rugosité moyenne mesurée sur une surface de $30\mu m$ par $30\mu m$ est de $1,7nm$ pour le polissage laser par rapport à $4,2nm$ pour une fibre polie manuellement. Une légère ondulation lente faisant environ $20nm$ d'amplitude est présente sur toutes les traces enregistrées. Elle origine probablement de l'instabilité des échantillons de fibres optiques qui doivent être maintenus à la verticale sous le microscope à force atomique. Lorsque comparée avec le clivage laser ($3,5nm$), la qualité du fini de surface des fibres polies s'avère meilleure.

5.3.2 Caractérisation du couplage optique entre fibres polies à angle droit

La validation de l'efficacité du polissage optique passe encore une fois par la caractérisation des performances optiques. La mesure des pertes d'insertion et des pertes

de rétro réflexion fut ainsi accomplie dans le cadre d'une étude comparative entre le polissage manuel et le polissage laser. L'usage d'un connecteur mécanique en alliage à mémoire de forme permet d'assurer la répétabilité des conditions de couplage (voir l'annexe E). Le polissage manuel des échantillons est effectué avec deux tapis de rugosités différentes. Les fibres polies avec le laser CO_2 subissent d'abord un bref polissage manuel pour rendre la surface plane. La méthodologie décrite à la section 4.3.3 est utilisée. La figure 5.5 résume les résultats obtenus.

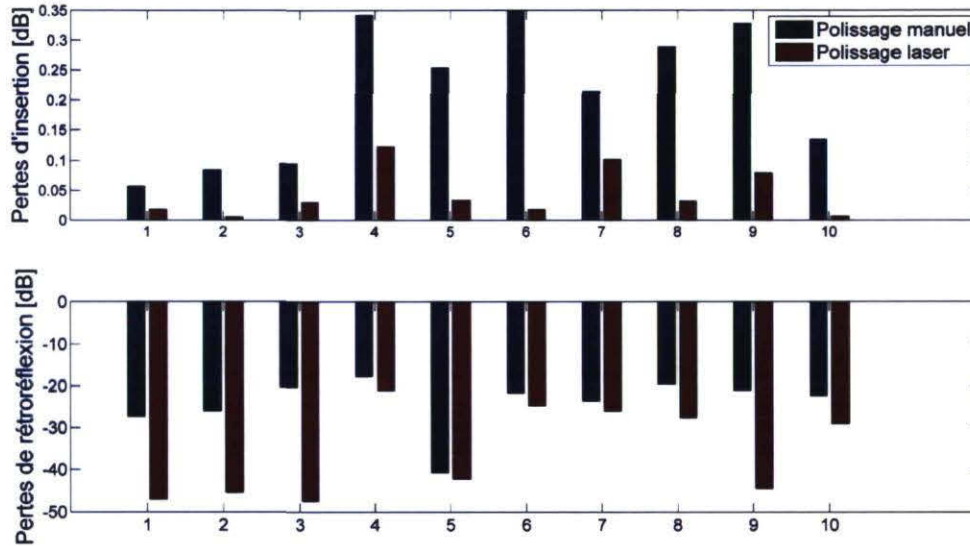


Figure 5.5 – Mesures des performances optiques

Les pertes moyennes de transmission mesurées pour le polissage optique sont de $0,045\text{dB}$ par rapport à $0,215\text{dB}$ pour le polissage manuel. À noter que l'usage de tapis plus fins, en pénurie durant la période de prise de mesures, aurait certainement eu un impact favorable sur la moyenne des pertes d'insertion inhérentes au polissage manuel. La taille des grins du tapis de polissage utilisé était de $0,3\mu\text{m}$. Ce résultat témoigne tout de même de l'efficacité du polissage laser. De plus, le faible écart type de $0,041\text{dB}$ permet de conclure que le polissage laser offre une grande répétabilité. En ce qui concerne les pertes de rétro réflexion, celles-ci sont aussi réduites par le polissage laser, avec une moyenne de $-35,5\text{dB}$ en comparaison aux $-24,1\text{dB}$ attribuables au polissage manuel. Le polissage laser surpasse ainsi le clivage laser tant pour les pertes d'insertion ($\bar{\mu} : 0,078\text{dB}$, $\sigma : 0,067\text{dB}$) qu'en termes de pertes de rétro réflexion ($\bar{\mu} : -31,7\text{dB}$, $\sigma : 12,1\text{dB}$).

L'amélioration des performances optiques constatée lors du polissage optique est attribuable à divers phénomènes. D'abord, la diminution de la rugosité de surface, démontrée à la figure 5.4, laisse présager une déformation minimale du front d'onde.

De plus, puisque le volume de silice fusionné se positionne concentriquement suivant les forces de surface avant sa solidification, une homogénéisation de la silice autour du coeur améliore les chances d'obtenir un contact physique. En condition de contact optique, l'interstice d'air entre les deux fibres devient négligeable, ce qui réduit grandement les pertes de rétro réflexion qui sont dues à la réflexion de Fresnel. Finalement, l'irradiation par le laser CO₂ a pour bienfait de vaporiser les débris pouvant se retrouver à la surface de la fibre optique.

5.4 Polissage de fibres de ZBLAN

La section 4.8.1 a mis en évidence l'incapacité du système laser à cliver les fibres de ZBLAN. En effet, la trop grande accumulation de chaleur s'est avérée insurmontable. Ces mêmes effets thermiques rendent toutefois possible le polissage laser. Plusieurs obstacles sont toutefois à contourner afin d'obtenir un polissage de qualité. En premier lieu, la faible température de fusion du ZBLAN fait en sorte que la plage de puissances menant à la fonte d'une mince couche en surface est très étroite. La répétabilité du positionnement de la fibre optique par rapport au faisceau laser devient donc un enjeu primordial. La présence de débris sur la face irradiée est aussi problématique. La température de fusion du ZBLAN étant très près de la température de vaporisation des saletés, celles-ci ont tendance à s'incorporer à la phase liquide lors du processus de polissage. Une dégradation ultérieure de la tenue en puissance est donc à prévoir dans l'éventualité où la fibre optique n'a pas été correctement nettoyée au départ. Finalement, il semble que le coeur a tendance à absorber davantage l'énergie fournie par le laser. En termes de fini de surface, cet effet se manifeste par le lentillage du coeur. En raison de ce phénomène et de la basse température de fusion, la fibre de ZBLAN est d'abord polie autour du coeur, puis vers l'extérieur. Cette dynamique fluide fait contraste avec le mécanisme observé pour la silice. La figure 5.6 illustre une fibre multimodes dont le coeur a été fortement lentillé alors que la gaine est restée intacte.

Malgré tout, le polissage de fibres de ZBLAN demeure possible lorsque les bonnes conditions expérimentales sont rassemblées. Le résultat du polissage laser de fibres de ZBLAN est mis en lumière à la figure 5.7. Le tableau 5.2 fait état des paramètres laser employés. La fibre optique utilisée est la FF-N-20-SS de FiberLabs.

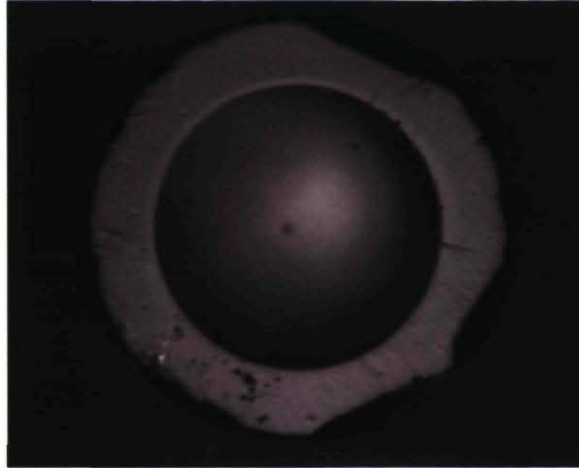


Figure 5.6 – Observation du lentillage du coeur d’une fibre de ZBLAN après polissage laser

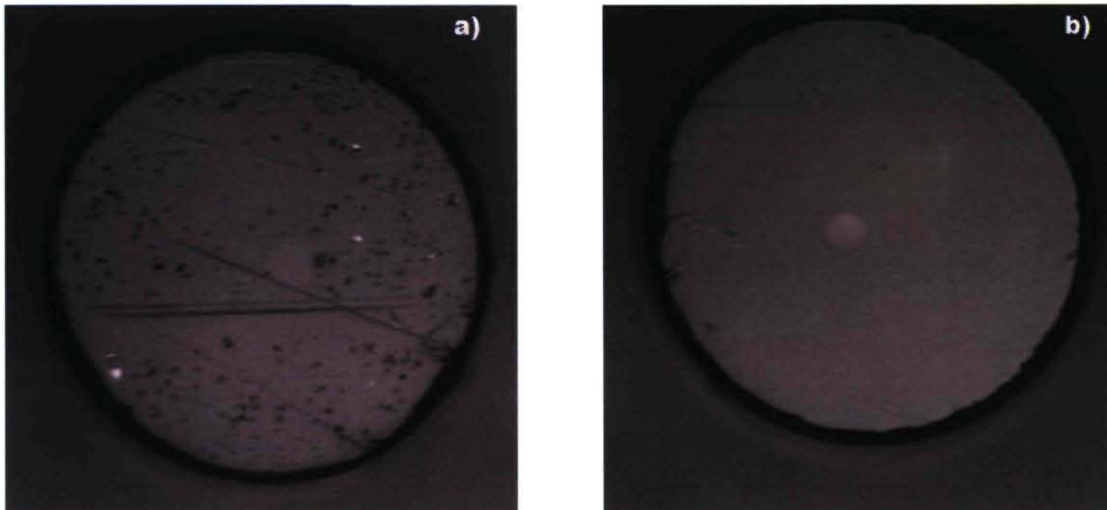


Figure 5.7 – Comparaison d’une fibre de ZBLAN a) avant et b) après polissage laser

Tableau 5.2 – Paramètres laser menant au polissage d’une fibre de ZBLAN

Durée des impulsions	$250\mu s$
Taux de répétition	$300Hz$
Délai initial à l’AOM	$0\mu s$
Tension à l’AOM	$5V$
Temps d’exposition	$3 + 3 + 3s$
Défocalisation	$50mm$
Densité de puissance moyenne	$0,07\pm 0,04MW/cm^2$

5.5 Micro-lentillage à grand rayon de courbure de fibres de silice

Diverses applications requièrent le micro-lentillage d'une fibre de silice. L'amélioration du coefficient de couplage entre une diode laser et une fibre et la nécessité d'obtenir un contact entre les coeurs en sont des exemples. En augmentant la densité d'énergie incidente sur la fibre optique, l'épaisseur de la phase fusionnée augmente, ce qui se traduit par l'arrondissement du bout de la fibre optique. Les tensions de surface limitent toutefois le rayon de courbure pouvant être obtenu à environ le rayon de la fibre optique. Lorsque le rayon de courbure induit est suffisamment prononcé, le faisceau, qui sort de la fibre, subit les effets d'une focalisation. Les essais réalisés ont de plus mis en évidence l'importance de l'alignement du faisceau par rapport au centre de la fibre optique. Une asymétrie du profilage est observable lors d'une irradiation excentrique. L'amplitude du micro-lentillage selon diverses durées d'expositions au laser peut être observée à la figure 5.8. Le tableau 5.3 témoigne quant à lui des paramètres expérimentaux employés.

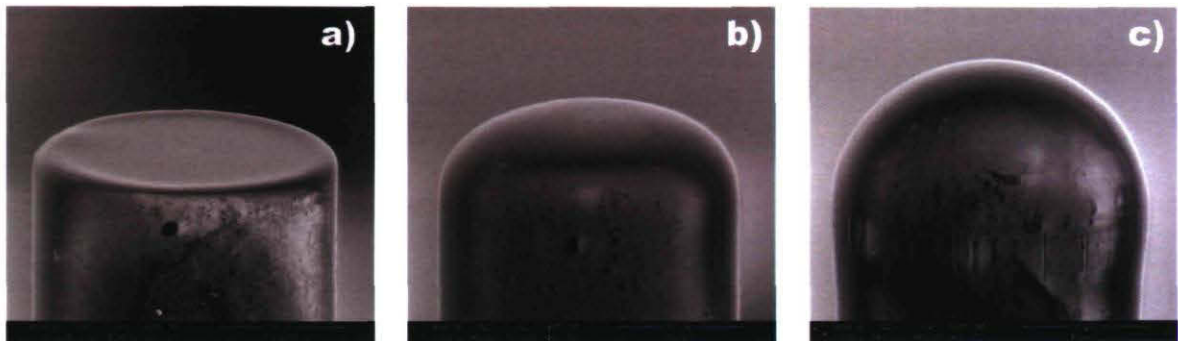


Figure 5.8 – Contrôle progressif du rayon de courbure des micro-lentilles :
a) $r_c \simeq \infty$, b) $r_c \simeq 300\mu m$, c) $r_c \simeq 70\mu m$

Tableau 5.3 – Paramètres laser menant au lentillage d'une fibre de silice

Durée des impulsions	$500\mu s$
Taux de répétition	$250Hz$
Délai initial à l'AOM	$0\mu s$
Tension à l'AOM	$8V$
Temps d'exposition	$1 < t(s) < 5$
Défocalisation	$1,5mm$
Densité de puissance moyenne	$0,13 \pm 0,06 MW/cm^2$

Un second régime de lentillage prend place lorsque le volume de verre fusionné devient trop important. En effet, à partir d'une certaine densité de puissance, les forces de surface ne suffisent plus pour retenir la phase liquide, qui se répand alors sur les côtés

de la fibre optique. La micro-lentille adopte alors une géométrie sphérique qui minimise les efforts de rétention. Il est alors question d'une balle de lentillage[77, 78, 79] plutôt que d'une microlentille. Optiquement, la balle de lentillage cause une divergence plus prononcée du faisceau. Les effets de focalisation sont ainsi accentués. Une balle de lentillage est observable à la figure 5.10 b).

Pour caractériser l'effet des micro-lentilles, le couplage entre deux fibres optiques ayant des coeurs de diamètres différents a été réalisé. Lorsque le signal passe d'une fibre à grande ouverture numérique¹ à une plus petite ouverture numérique, une perte de transmission est inévitablement mesurée. L'équation servant à estimer l'impact sur la transmission d'une différence d'ouverture numérique est [80] :

$$Pertes_{NA1>NA2}(dB) = -20 \log \left(\frac{NA_1}{NA_2} \right) \quad (5.2)$$

Deux méthodes permettent de compenser un écart d'ouverture numérique. La première consiste à étirer la fibre optique afin de diminuer le diamètre du coeur et ainsi réduire le diamètre du mode. Le principal inconvénient de cette technique est qu'elle implique inévitablement une diminution du diamètre de la gaine, ce qui complexifie l'alignement des fibres optiques. La seconde alternative consiste à micro-lentiller l'une des deux fibres optiques de sorte que le mode est focalisé dans le plus petit des deux coeurs. La figure 5.9 illustre ces deux procédés.

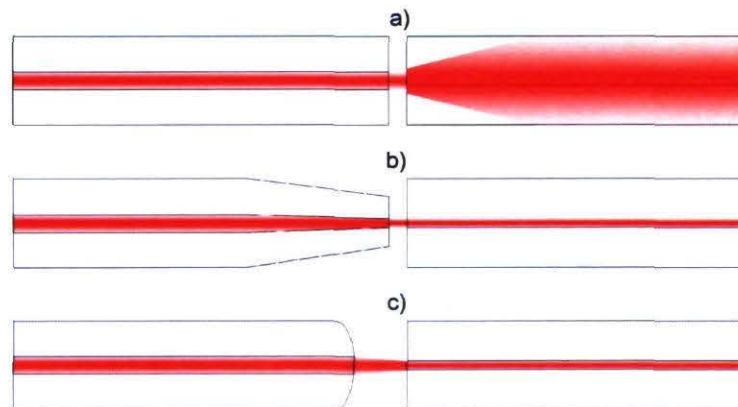


Figure 5.9 – Schématisation des procédés permettant la compensation d'ouverture numérique : a) impact d'une différence de NA, b) fibre effilée, c) fibre lentillée

Afin de caractériser les micro-lentilles, une SMF-28 (NA=0,14) est micro-lentillée, puis couplée mécaniquement à une fibre de silice monomode dont l'ouverture numérique est de 0,3. Encore une fois, le connecteur en alliage à mémoire de forme, OptimendTM,

1. L'ouverture numérique (NA) représentant le cône d'acceptance angulaire de la lumière incidente est définie en détails à l'annexe D.

a été mis à contribution pour aligner les fibres optiques. Selon la littérature, le micro-lentillage de fibres optiques peut permettre de diminuer la taille du mode d'un facteur 5[66]. Pour un rayon de courbure adéquat, il est donc envisageable de coupler la quasi-totalité du signal à travers ces deux types de fibres. Expérimentalement, une amélioration de 34% du couplage optique a été mesurée pour une lentille ayant un rayon de courbure de $75 \pm 5 \mu\text{m}$. L'amplitude du rayon de courbure pouvant être obtenue avec cette technique de lentillage limite donc la taille du faisceau focalisé. La technique de micro-lentillage décrite à la section 4.6 est toutefois susceptible de focaliser davantage le faisceau en raison des plus petits rayons de courbure résultants.

5.6 Micro-lentillage de fibres de ZBLAN

Le procédé de micro-lentillage précédemment décrit s'applique aussi aux fibres de ZBLAN. Il est intéressant de noter que malgré la grande quantité d'énergie thermique absorbée dans la fibre, aucune forme de cristallisation n'a été observée. Le ZBLAN est pourtant reconnu pour sa susceptibilité à se cristalliser[81, 82]. La cristallisation est reliée au réalignement moléculaire du verre suite au relâchement des contraintes thermiques. L'absence de ce phénomène est probablement explicable par le fait que la convection refroidit très rapidement la fibre optique de sorte que le réalignement n'a pas le temps de prendre place. La formation d'une balle de lentillage est aussi envisageable. Une micro-lentille et une balle de lentillage de ZBLAN sont illustrées à la figure 5.10.

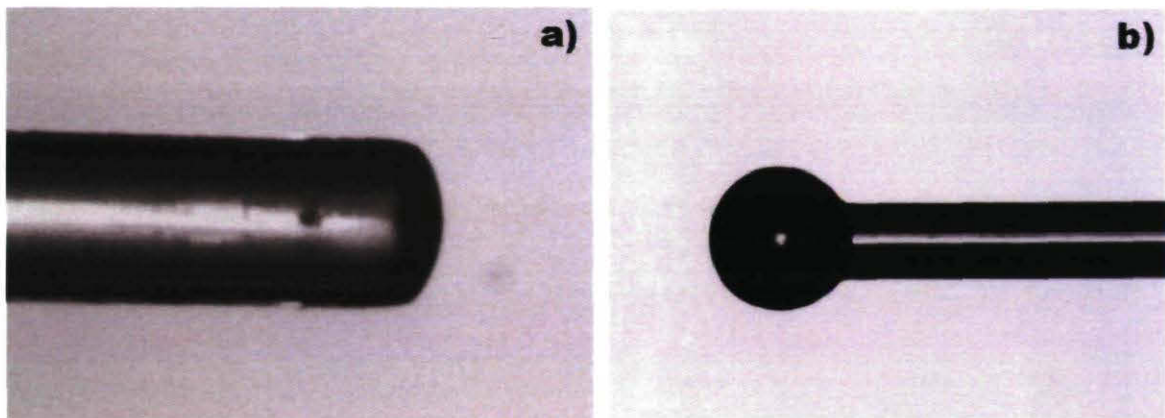


Figure 5.10 – Observation du phénomène de lentillage d'une fibre de ZBLAN : a) micro-lentille , b) balle de lentillage

5.7 Colmatage de fibres micro-structurées

Les orifices des fibres micro-structurées peuvent être obstrués en apposant une mince lamelle de verre à l'interface de la fibre [83] ou par le clivage laser (section 4.14). La technique de polissage décrite dans ce chapitre permet aussi cette opération. La figure 5.11 montre le résultat d'un colmatage laser accompli sur une fibre optique de silice possédant une structure trouée sur quatre niveaux et dont le diamètre externe est de $125\mu m$. Préalablement, une étape de nettoyage laser a été réalisée afin de vaporiser les débris introduits lors du passage de la fibre optique dans le connecteur servant au polissage laser. Les paramètres d'usinage employés sont identiques à ceux présentés au tableau 5.1, à l'exception du temps d'irradiation, qui varie selon la profondeur de colmatage désirée.

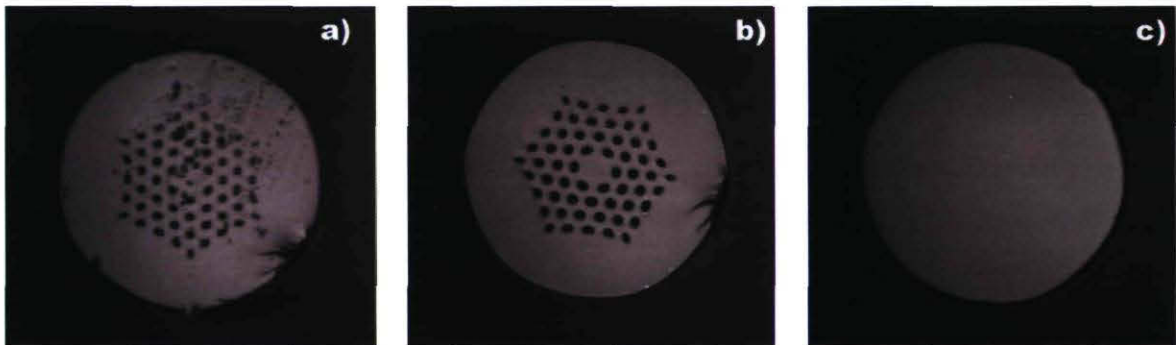


Figure 5.11 – Nettoyage et colmatage d'une fibre micro-structurée par l'entremise d'un laser CO_2 : a) fibre micro-structurée clivée mécaniquement, b) fibre micro-structurée nettoyée au laser, c) fibre micro-structurée colmatée

Plusieurs étapes sont nécessaires afin d'obtenir le résultat présenté à la figure 5.11. La fibre est d'abord clivée mécaniquement puis nettoyée en l'irradiant à très faible puissance. La puissance incidente est ensuite augmentée pour réaliser le polissage laser. La géométrie de la fibre optique fait en sorte qu'une partie de la silice en fusion pénètre dans les alvéoles. La profondeur d'obstruction varie avec le volume de verre sous phase liquide. L'observation en temps réel de la rétro-réflexion issue d'une exposition lumineuse perpendiculaire à la fibre a permis de constater que, dans le cas présenté à la figure 5.11, les capillaires sont bouchés sur une profondeur supérieure à $150\mu m$. Suite à cette procédure, la fibre optique est fortement lentillée. Un polissage manuel est effectuée pour rétablir la planéité du bout de la fibre optique. Finalement, la fibre est polie optiquement pour en améliorer le fini de surface.

5.8 Encapsulage de fibres optiques

L'encapsulage de fibres optiques est un autre exemple d'application qui tire avantage de l'abaissement de viscosité engendré par l'irradiation du laser CO_2 . Certaines jonctions de fibres optiques requièrent un scellage hermétique afin d'empêcher une dégradation due à l'humidité ou à la présence de contaminants dans l'air. Or, l'encapsulage de fibres optiques peut être réalisé avec un laser CO_2 [84]. Pour ce faire, un micro-capillaire de borosilicate dont la température de fusion (650°C) est beaucoup plus faible que pour la silice est utilisé. Le diamètre interne du micro-capillaire doit être légèrement supérieur à celui de la gaine. L'irradiation laser des extrémités du manchon de borosilicate amène une diminution locale de la viscosité qui force le verre à se colmater hermétiquement autour des fibres optiques. Bien que l'expérience n'a pas été tentée, il est possible de concevoir que cette opération puisse s'effectuer dans un environnement d'Argon, afin que le gaz, isolé à l'intérieur du dispositif, soit neutre. Le principal intérêt de cette technique est qu'elle ne fait pas appel à un adhésif susceptible d'émettre des gaz en séchant. Une schématisation du principe d'encapsulage laser d'une connexion de fibres optiques est montrée à la figure 5.12. La figure 5.13 illustre quant à elle le résultat du colmatage d'un micro-capillaire de $140\mu\text{m}$ de diamètre interne sur une fibre optique de $125\mu\text{m}$. Les paramètres laser utilisés sont énumérés au tableau 5.4.

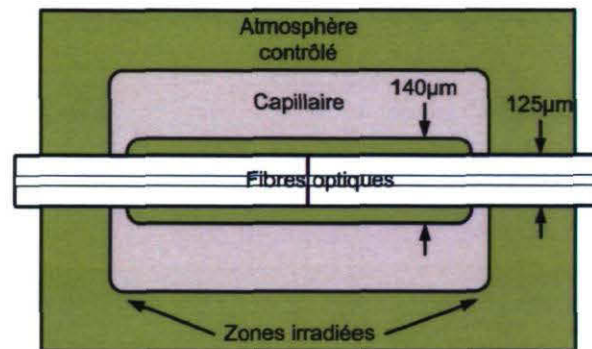


Figure 5.12 – Schématisation du principe d'encapsulage laser de fibres optiques

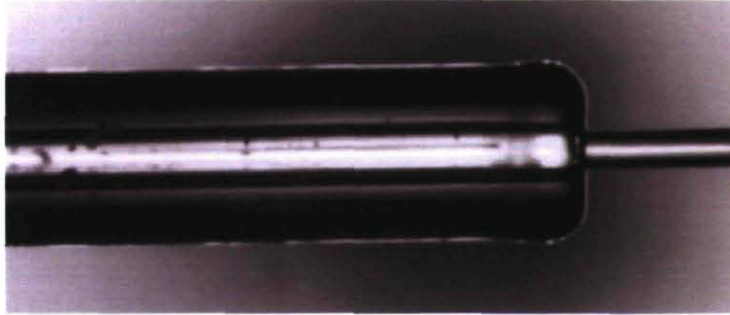


Figure 5.13 – Encapsulation d'une fibre optique de silice

Tableau 5.4 – Paramètres laser menant à l'encapsulation de fibres de silice

Durée des impulsions	$20\mu s$
Taux de répétition	$1100Hz$
Délai initial à l'AOM	$8\mu s$
Tension à l'AOM	$8V$
Temps d'exposition	$10s$
Fréquence du galvanomètre	$5Hz$
Amplitude du galvanomètre	$2V$
Focale	$13,5 \pm 0,5mm$
Densité de puissance moyenne	$0,08 \pm 0,04 MW/cm^2$

5.9 Synthèse des résultats du polissage laser

Le polissage laser de fibres optiques est une méthode alternative au clivage laser. L'analyse des performances optiques résultantes indique d'ailleurs que le couplage est optimal suite au polissage laser. Le polissage de fibres de ZBLAN amène quant à lui la possibilité d'avoir un procédé de préparation rapide et répétable qui minimise la probabilité de contamination. Le micro-lentillage à grand rayon de courbure, tant pour la silice que pour le ZBLAN, se veut une avenue intéressante pour focaliser le faisceau à la sortie de la fibre. Cependant, la possible asymétrie de la lentille et la plage de rayon de courbure admise par le procédé limitent la taille focale obtenue. Le colmatage de fibres microstructurées et l'encapsulation d'une connexion mécanique de fibres optiques sont d'autres applications tirant avantage de l'apparition d'une phase liquide suite à l'irradiation par un laser CO_2 .

Chapitre 6

Applications associées aux réseaux de Bragg

Les formes de micro-usinage décrites dans les chapitres précédents ont pour particularité d'altérer la géométrie de la fibre optique. Bien que plus subtil, l'effet du laser CO_2 sur l'indice de réfraction de la fibre optique est à l'origine de plusieurs applications, notamment avec les réseaux de Bragg. D'abord, l'inscription de sauts de phase avec un laser CO_2 offre une alternative aux techniques conventionnelles. Le contrôle de l'amplitude et du nombre de sauts de phase sont tous deux abordés. Puis, l'étude de l'efficacité du vieillissement laser de réseaux de Bragg est présentée.

6.1 Théorie du réseau de Bragg

Un réseau de Bragg (FBG) est un filtre spectral réfléchissant inscrit à l'intérieur d'une fibre optique. Dans sa configuration la plus élémentaire, le réseau de Bragg est constitué d'une modulation périodique de l'indice de réfraction du cœur sur une courte longueur de fibre optique (typiquement quelques centimètres). L'utilisation de tels composants fibrés est très répandue dans l'industrie des télécommunications optiques et des lasers à fibre. Une schématisation de l'effet spectral du réseau de Bragg est illustrée à la figure 6.1.

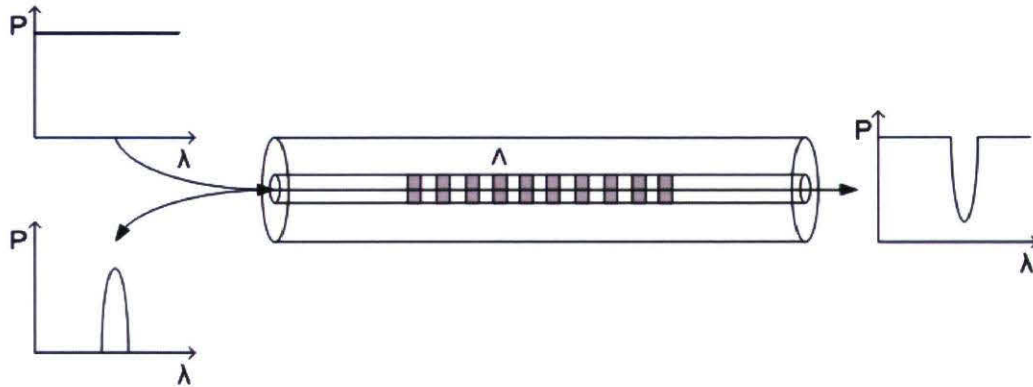


Figure 6.1 – Effet optique du réseau de Bragg

La longueur d'onde de Bragg (λ_B), aussi appelée longueur d'onde de design, est définie par la condition de synchronisation de phase [85] :

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (6.1)$$

où n_{eff} et Λ correspondent respectivement à l'indice effectif de la fibre optique et à la période du FBG résultant. La valeur de l'indice de réfraction modulé ($n(z)$) est donnée par l'expression analytique suivante :

$$n(z) = n_1 + \delta n(1 + \nu \cos(2\pi z/\Lambda)) \quad (6.2)$$

avec δn représentant l'amplitude de la partie photo-induite de l'indice de réfraction et ν , la visibilité des franges de la modulation d'indice. La réflexion résultante est le fruit d'un accord de phase entre le réseau et une courte plage de longueurs d'onde qui génère un couplage modal dans la direction de propagation opposée. La réflectivité maximale (R) varie avec la force (κ) et la longueur (L) du réseau.

$$R = \tanh^2(\kappa L) \quad (6.3)$$

La force du réseau et la longueur d'onde de réflexion maximale (λ_{max}) dépendent tous deux du changement d'indice effectif (δn_{eff}).

$$\kappa = \frac{\pi v \delta n_{eff}}{\lambda} \quad (6.4)$$

où v est la visibilité du réseau

$$\lambda_{max} = \left(1 + \frac{\delta n_{eff}}{n_{eff}}\right) \lambda_B \quad (6.5)$$

Les réseaux de Bragg présentés dans ce chapitre ont la particularité d'être apodisés, c'est-à-dire que l'amplitude de la modulation périodique de l'indice du coeur varie en fonction de z . Un autre type de réseau couramment employé est le réseau «chirpé» qui se caractérise par une modulation aperiodique de l'indice de réfraction. La figure 6.2 montre les différents spectres de transmission obtenus selon le type de réseau de Bragg.

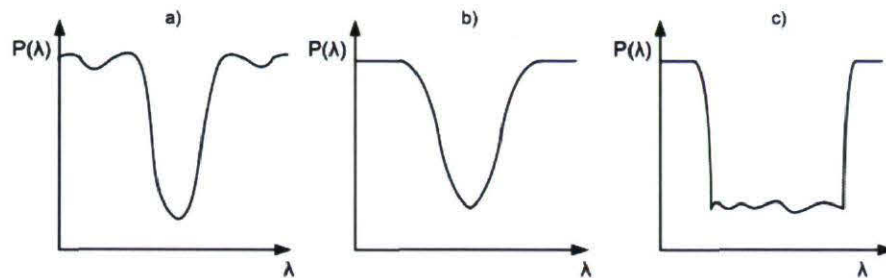


Figure 6.2 – Comparaison des divers types de réseaux de Bragg : a) réseau périodique, b) réseau apodisé, c) réseau chirpé

6.2 Inscription de sauts de phase par irradiation laser

Un réseau de Bragg présentant un saut de phase localisé (PSFBG) peut agir à titre de filtre passe-bande. Plusieurs systèmes de télécommunication [86, 87] en font usage. Les PSFBG sont aussi à l'origine d'une variété de lasers à fibre : les lasers à rétroaction distribuée (DFB) [88], dont la particularité est d'émettre un contenu fréquentiel très étroit. Traditionnellement, le saut de phase est induit dans le réseau au moment de son écriture par le laser UV [89, 90]. Des techniques alternatives basées sur l'application d'un stress mécanique [22, 91] ou thermique [92] ont aussi été investiguées. Ces techniques externes présentent la particularité d'induire un saut de phase modulable et temporaire. Récemment, il fut démontré que le laser CO₂ permettait aussi l'inscription de sauts de

phase dans la fibre optique [93]. Tel qu'abordé à la section 1.6, l'effet du laser CO_2 sur la fibre optique est d'amener une relaxation des contraintes mécanique résiduelles intrinsèques. De plus, un phénomène d'élongation de la fibre est introduit en raison du caractère thermique inhérent à l'irradiation dans l'infrarouge lointain. La somme des contributions de ces deux phénomènes ayant un effet opposé sur le déphasage définit les caractéristiques du saut de phase résultant.

Pour accomplir l'inscription de sauts de phase avec le laser CO_2 , le montage de dégainage est mis à contribution (se référer au chapitre 3). Afin de ne pas générer d'effets ablatifs, la fibre optique est positionnée devant le plan focal de la lentille de sorte que la largeur du faisceau atteignant la fibre est d'environ 1mm . Le réseau de Bragg est déplacé par rapport au faisceau laser par l'entremise d'une monture de translation motorisée. Le saut de phase est caractérisé rétroactivement avec un analyseur optique vectoriel (OVA) tout au long du procédé. La figure 6.3 schématise le montage expérimental employé. Les réseaux de Bragg ayant servi à l'étude présentée dans cette section ont une apodisation gaussienne. Le pas de ces réseaux est de 1070nm et leur longueur est de $4,8\text{cm}$. La fibre utilisée est la SMF-28. Son indice effectif nominal est de $1,448$.

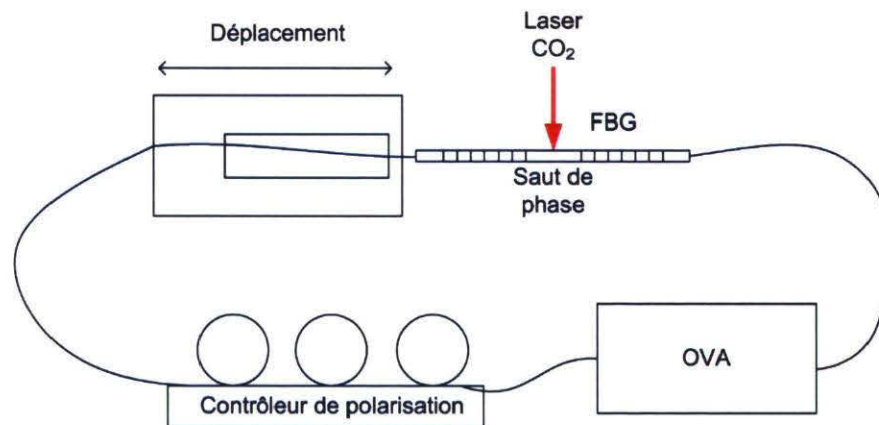


Figure 6.3 – Schéma du montage expérimental d'écriture de PSFBG

6.2.1 Filtre passe-bande simple

Deux types de sauts de phase reliés à des phénomènes physiques distincts peuvent être fabriqués à partir d'un laser CO_2 . Si une faible puissance laser frappe la fibre optique, un saut de phase temporaire prend place dans le réseau. Lorsque le laser est éteint, le saut de phase disparaît sans laisser de trace. Ce phénomène physique est attribuable à l'élongation thermique de la fibre optique sous l'effet du laser CO_2 (figure 6.4 b)). Cette hypothèse est supportée par l'observation d'un glissement en fréquence de

la bande de réflexion vers le rouge (voir la figure 6.5), caractéristique d'un allongement de la fibre [20]. La capacité d'introduire un saut de phase temporaire permet entre autres de positionner le faisceau laser sur le centre du réseau puisque, c'est à cette position que l'amplitude du lobe de transmission est maximale.

Pour une irradiation considérablement plus intense, le saut de phase devient permanent. Il se déplace progressivement à partir de la droite et traverse la totalité du puis de transmission du réseau de Bragg au fur et à mesure que le temps d'exposition et la fluence augmentent. Lorsque le pic de transmission se situe vis-à-vis λ_{max} , le saut de phase est de $-\pi$. L'expérience présentée a permis de conclure qu'un saut de phase maximal de -2π pouvait être inscrit dans la fibre optique. Au-delà de cette valeur, la densité de puissance requise dépasse le seuil de fusion et la fibre s'étire. Le tableau 6.1 fait état des paramètres laser employés. La figure 6.5 présente quant à elle le spectre en transmission de trois sauts de phase permanents, modulés à différentes amplitudes. Contrairement au saut de phase temporaire, c'est l'effet de relaxation des contraintes mécaniques intrinsèques à la fibre optique, décrit au chapitre 1, qui est à l'origine du saut de phase permanent [93]. En effet, la dérive du saut de phase vers les basses longueurs d'onde témoigne d'un affaiblissement de l'indice de réfraction (figure 6.4 c)). C'est donc dire que la lumière est accélérée plutôt que retardée lors de son passage dans la région irradiée.

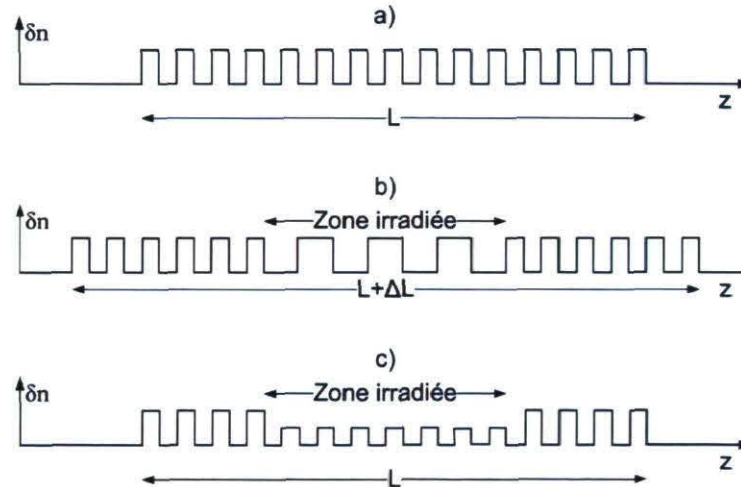


Figure 6.4 – Schématisation des effets de l'irradiation laser sur la modulation de l'indice de réfraction : a) réseau de Bragg non-irradié, b) effet de l'élongation thermique, c) effet de la relaxation des contraintes intrinsèques

Afin d'optimiser la transmission du saut de phase, l'irradiation doit se faire en plein centre du réseau de Bragg. Plus l'incidence laser s'éloigne du centre, plus l'atténuation du saut de phase augmente. L'amplitude du saut de phase, exprimée en termes de longueurs d'onde, est uniquement fonction de la puissance. Le positionnement de la

fibres n'a donc aucune incidence sur ce paramètre comme en témoigne la figure 6.6. De plus, l'inscription d'un saut de phase élargit spectralement le réseau de Bragg en plus de l'affaiblir. Ceci s'explique par le fait que deux réseaux distincts, qui sont plus courts et par conséquent moins réfléchifs, sont formés.

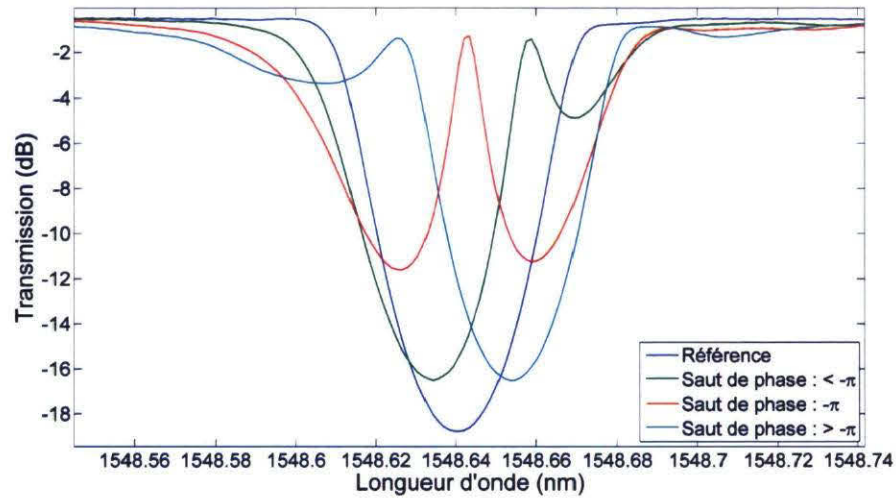


Figure 6.5 – Contrôle actif du saut de phase induit dans le réseau de Bragg

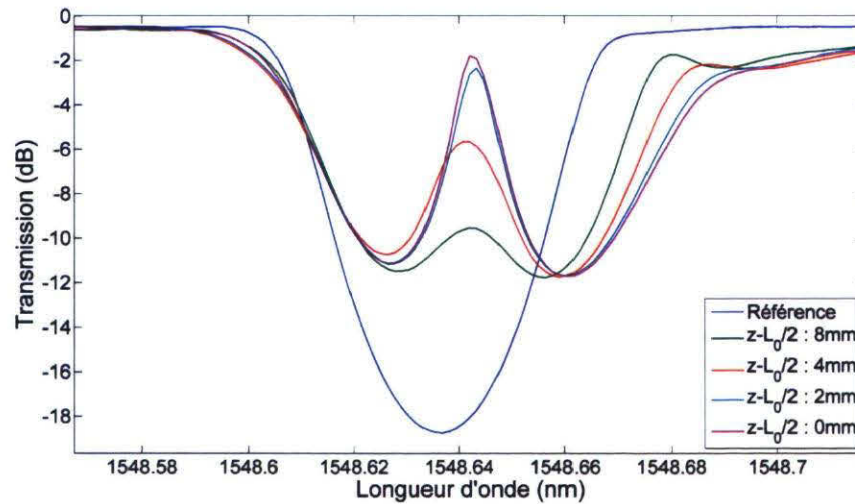


Figure 6.6 – Impact du positionnement du faisceau laser incident sur le saut de phase induit

Tableau 6.1 – Paramètres laser menant à l'inscription de sauts de phase

Durée des impulsions	$100\mu s$
Taux de répétition	$500Hz$
Délai initial à l'AOM	$0\mu s$
Tension à l'AOM	$5 < V < 6$
Temps d'exposition	$2 < t(s) < 40$
Densité de puissance moyenne	$0,10\pm 0,05 MW/cm^2$

6.2.2 Filtre passe-bande multiple

Le procédé menant à la fabrication d'un filtre passe-bande multiple est identique à celui décrit précédemment, à l'exception du fait que plusieurs sauts de phase sont inscrits. Pour obtenir un filtre comportant x pics de transmission, il faut inscrire x sauts de phase à x positions différentes. Si un espacement spectral équidistant est désiré, le positionnement des points d'irradiation devra en être de même. La figure 6.7 fait état d'un filtre passe-bande triple réalisé à partir des paramètres d'usinage présentés au tableau 6.1. Les sauts de phases sont inscrits au centre du réseau et à $5mm$ de chaque côté. La fluence et la durée d'irradiation demeurent les mêmes pour chacun des sauts de phase.

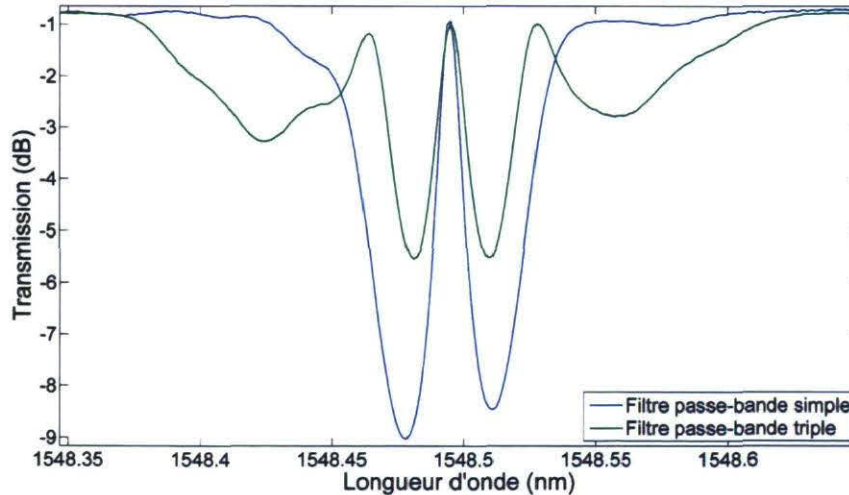


Figure 6.7 – Filtre passe-bande triple réalisé par irradiation avec un laser CO_2

Deux paramètres limitent le nombre de filtres passes-bandes pouvant être inscrits dans un réseau de Bragg : la force et la largeur spectrale. Comme en témoigne la figure

6.7, la transmission et la largeur spectrale du réseau augmentent avec le nombre de filtres. À chaque fois qu'un saut de phase s'ajoute, ce dernier subdivise le réseau en deux réseaux de Bragg plus courts et plus faibles. Pour qu'un grand nombre de filtres passes-bandes puissent être inscrits dans le même réseau, il faut donc que ce dernier soit très fort et étroit en longueur d'onde.

Contrairement aux méthodes employant un laser ultraviolet et un masque de phase, la technique décrite dans ce chapitre a pour avantage d'admettre une modulation active et progressive du saut de phase. Le caractère rémanent du saut de phase est aussi un enjeu à considérer. L'étude des éléments de la matrice de Jones, mesurés à l'OVA a démontré que les sauts de phases induit par le laser CO₂ ne sont pas biréfringents contrairement à la plupart des méthodes externes.

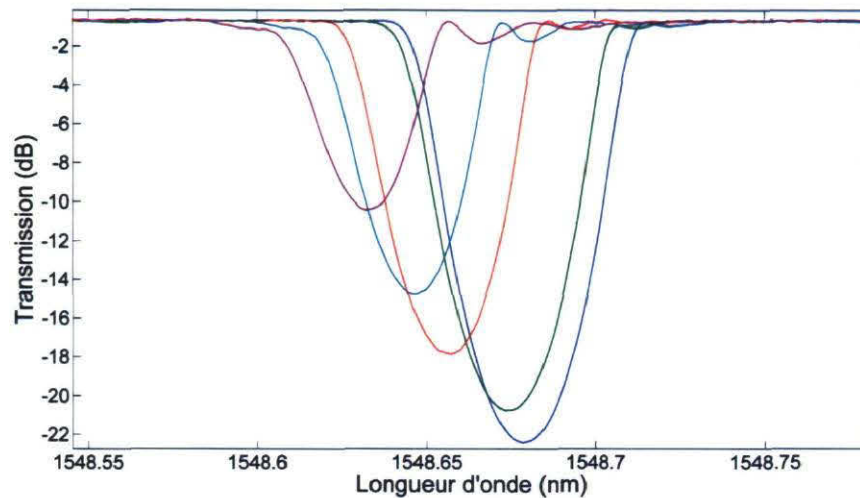
6.3 Vieillessement de réseaux de Bragg par irradiation laser

Lors de l'écriture de réseaux de Bragg, le contrôle minutieux de la force s'avère ardu. En général, il est préférable de les surexposer à la source laser de sorte que leur réflectivité excède celle recherchée. La force des réseaux peut par la suite être abaissée en leur faisant subir un traitement thermique. La méthode la plus couramment employée pour faire vieillir un réseau de Bragg consiste à le faire chauffer dans un four [94, 95]. En vertu des propriétés thermiques de son rayonnement, le laser CO₂ permet aussi d'accomplir cette tâche et ce, plus efficacement. Dans les deux cas, l'effet de relaxation des contraintes mécaniques internes de la fibre est à l'origine du vieillissement des réseaux de Bragg. Pour que la technique laser soit efficace, le réseau de Bragg doit être déplacé à vitesse constante sous le faisceau laser sur toute la longueur de la modulation d'indice. Ceci garantit une exposition uniforme. La configuration laser utilisée correspond à celle décrite à la section précédente. Le tableau 6.2 et la figure A.1 témoignent des résultats expérimentaux obtenus à partir de réseaux inscrits par irradiation dans l'ultraviolet.

Tel qu'énoncé précédemment, le laser CO₂ induit une variation négative de l'indice de réfraction de la fibre. En irradiant le réseau de Bragg, la contribution positive à l'indice de réfraction exercée par l'irradiation UV est compensée. La variation maximale d'indice de réfraction causée par le laser CO₂, calculée à partir de l'équation (6.5), est de $-4,5 \cdot 10^{-5}$, dans le cas illustré à la figure 6.8. Le déplacement d'environ 100pm de λ_{max} vers les longueurs d'onde inférieures corrobore l'équation (6.5), qui prédit qu'une

Tableau 6.2 – Paramètres laser menant à l'inscription de sauts de phase

Durée des impulsions	$100\mu s$
Taux de répétition	$100 < f(Hz) < 600$
Délai initial à l'AOM	$0\mu s$
Tension à l'AOM	$5V$
Vitesse de translation	$1mm/s$
Temps d'exposition	$40 < t(s) < 800$
Défocalisation	$5mm$
Densité de puissance moyenne	$0,03-0,18\pm 0,03MW/cm^2$

**Figure 6.8** – Contrôle actif du vieillissement d'un réseau de Bragg inscrit par irradiation UV

diminution de δn_{eff} cause un glissement de λ_{max} vers le bleu. Cette technique d'affaiblissement a aussi été appliquée avec succès à des réseaux inscrits avec un laser femtoseconde. Des réseaux destinés à la fabrication de lasers à fibre haute puissance dont la force était supérieure à $100dB$ ont été vieillis progressivement jusqu'à ce qu'ils soient effacés complètement. Dans ce cas, le traitement thermique des réseaux a démontré un autre effet bénéfique. Lorsqu'ils sont chauffés à une température suffisamment élevée, les pertes inhérentes au photonoirissement de la fibre optique sont éliminées. Ainsi, les lasers à fibres mis sur pied à partir de ces réseaux sont plus stables et permettent l'émission d'une plus forte puissance optique.

Parmi les avantages reliés à cette technique figure le contrôle actif et minutieux de la force du réseau. De plus, l'opération est très rapide. En effet, il fut démontré qu'aucun effet cumulatif n'était en jeu. L'exposition répétée à une même puissance laser et donc

à une même température du réseau, ne produit aucun effet additionnel. Pour effacer progressivement le réseau de Bragg, la puissance laser doit être augmentée à chaque passage. Finalement, puisqu'il s'agit d'un chauffage localisé ($W < 1mm$), le revêtement protecteur avoisinant le réseau n'est pas endommagé, ce qui n'est pas le cas lorsqu'un four est mis à contribution. Ceci s'avère être un avantage majeur pour le vieillissement de certains types de fibres comme les fibres double gaine, où le revêtement joue un rôle capital dans le processus de guidage optique. Le point faible de cette méthode est son intolérance envers les débris pouvant se déposer sur la fibre. L'irradiation d'un débris absorbant à la surface de la fibre optique génère un point de chaleur qui engendre des pertes dans le réseau. Un nettoyage en bonne et due forme de la fibre optique est donc incontournable.

6.4 Synthèse des applications associées aux réseaux de Bragg

En résumé, le laser CO₂ ouvre la porte à plusieurs applications reliées aux réseaux de Bragg. L'inscription de sauts de phase dans ces réseaux permet la fabrication de filtres passes-bandes simples ou multiples susceptibles d'intervenir tant en télécommunication que dans les lasers DFB. Le procédé a pour principal avantage d'être activement modulable en amplitude et en réflectivité. De plus, l'exploitation d'un régime temporaire permet de positionner le saut de phase avec une précision chirurgicale. En ce qui concerne le vieillissement de réseaux de Bragg, le laser CO₂ s'avère beaucoup plus efficace que le four conventionnel. La durée du procédé tout comme la capacité à chauffer localement le réseau en font foi. L'élimination des pertes dues au photonoircissement a de plus été démontrée. Un laser de 65W a été mis sur pied en collaboration avec la compagnie Coractive. Ce dernier emploie deux réseaux de Bragg inscrits dans une fibre de silice monomode qui sont soumis au vieillissement laser.

Conclusion

Au cours de ce projet de maîtrise, plusieurs formes de micro-usinage de fibres optiques ont été explorées. D'abord, le dégainage laser s'est avéré efficace au niveau de la qualité de découpe des zones transitoires. La fragilisation mécanique de la fibre optique rend toutefois cette méthode plus dommageable que le dégainage chimique. Une méthode hybride est donc été décrite afin d'obtenir un dégainage de qualité supérieure. Le clivage de fibres optiques a quant à lui permis de mettre en évidence la capacité de contrôler avec précision les effets thermiques inhérents à l'ablation de la silice. L'usage de la technologie OptimendTM a permis de démontrer la qualité optique du clivage laser. Le contrôle minutieux de l'angle de clivage et la possibilité de sculpter l'extrémité de la fibre sont deux autres facteurs jouant en faveur du clivage laser. Dans un même ordre d'idées, l'étude portant sur le polissage laser a aussi été concluante. Les excellentes performances optiques mesurées témoignant entre autres de la qualité du fini de surface. La fabrication de micro-lentilles a aussi été abordée. Des solutions concrètes aux problèmes de contamination des fibres microstructurées et à l'encapsulation de fibres optiques sont de plus présentées. Finalement, une étude portant sur l'interaction entre le laser CO₂ et les réseaux de Bragg a été menée. L'inscription de sauts de phase tout comme le vieillissement de ces réseaux sont deux applications qui ont été démontrées.

Opération	Silice	ZBLAN	AsSe
Dégainage	X	X	-
Clivage	X	-	-
Polissage	X	X	-
Micro-lentillage	X	X	-

Si la silice s'est avérée être un matériau facilement usinable, plusieurs difficultés ont été rencontrées lors des essais tentés avec le ZBLAN et l'AsSe. En effet, la faible température de fusion de ces verres optiques fait en sorte que les effets thermiques qui accompagnent l'ablation laser sont très dommageables. De plus, la faible absorption à 10,6 μ m de l'AsSe empêche toute forme d'ablation. Le tableau ci-dessus récapitule les opérations qui ont été accomplies avec succès en fonction de la composition des fibres optiques.

Le système d'usinage laser utilisé demeure un dispositif onéreux et difficilement exportable. Toutefois, pour un centre de recherche universitaire comme le COPL, un laser CO₂ s'avère être un outil susceptible de rendre de précieux services. La micro-fabrication de fibres optiques à partir d'un laser CO₂ est étudiée depuis près de 40 ans. À cet effet, les thématiques traitées dans ce mémoire ne témoignent que d'un faible nombre d'applications connues où le laser CO₂ est mis à contribution. La fusion de fibres exotiques, l'étirage et la fabrication de coupleurs fibrés sont des sujets qui n'ont pas été abordés mais qui sont aussi d'intérêt contemporain. Malgré l'âge vénérable du laser CO₂, l'ensemble des résultats présentés à travers ces pages témoigne qu'il est difficile d'imaginer le jour où ce laser sera reléguer aux oubliettes.

Références bibliographiques

- [1] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, 1999.
- [2] J.F. Ready. *Effect of High Power Radiation*, chapter 3. Academic Press, 1971.
- [3] P. Bado, W. Clark, and A. Said. *Introduction to micromachining*. Clark-MXR, 2007.
- [4] V. Tokarev. Different regimes of viscous melt flow in laser ablation. In *Proceedings of SPIE 6261 High-power laser ablation Conference*, 2006.
- [5] J. Sullivan, J. Zhao, and T.D. Bennett. Measurement of Thermally induced Changes in the Refractive Index of Glass caused by Laser Processing. *Applied Optics*, 44(33) :7173–7180, 2005.
- [6] J.H. Batteh. Effect of Surface Relaxation on Stress Failure in Laser-irradiated Glass. *Journal of Applied Physics*, 54(7) :3769–3776, 1983.
- [7] G. Allcock. Experimental Observations and Analysis of CO₂ Laser-induced Microcracking of Glass. 78(12) :7295–7303, 1995.
- [8] A. Salleo, R. Chinsio, J. H. Campbell, and F. Y. Génin. Crack Propagation in Fused Silica during UV and IR ns-Laser Illumination, 1998.
- [9] M. von Allmen and A. Blatter. *Laser-Beam Interactions with Materials*. Springer-Verlag, 1995.
- [10] Gavin A. J. Markillie, H. J. Baker, F. J. Villarreal, and D. R. Hall . Effect of Vaporization and Melt Ejection on Laser Machining of Silica Glass Micro-optical Components. *Applied Optics*, 41(27) :5660–5667, 2002.
- [11] P.R. Herman. Laser Shaping of Photonic Materials : Deep-ultraviolet and Ultra-fast Lasers. *Appl. Surf. Sci.*, 154(55) :577–586, 2000.
- [12] H.L. Schick. A Thermodynamic Analysis of the High-temperature Vaporization Properties of Silica. *Chem. Rev.*, 60(4) :331–362, 1960.
- [13] A. Méndez and T.F. Morse. *Specialty Optical Fibers Handbook*, chapter 13. Mid-IR and Infrared Fibers. Elsevier Inc., 2007.
- [14] J.A. Harrington. *Infrared Fibers and their Applications*. SPIE, 2004.

- [15] J.P. Carslaw. *Operational methods in applied mathematics, 2nd edition*, chapter 6. Oxford University Press, 1948.
- [16] A. Grellier. *Characterisation of Optical Fiber Tapering Using a CO₂ Laser*. PhD thesis, University of Kent, 2000.
- [17] G.E. Myers. *Analytical Methods in Conduction Heat Transfer*. Mc Graw-Hill, 1971.
- [18] A.J. Grellier. Heat transfer modeling in CO₂ laser processing of optical fibres. *Optics Communications*, 152(4-6), 1998.
- [19] U.C. Paek and C.R. Kurkjian. Calculation of Cooling Rate and Induced Stresses in Drawing of Optical Fibers. *Journal of American Ceramic Society*, 58(7-8) :330–335, 1975.
- [20] B. Kim, T-J. Ahn, D. Y. Kim, B. Ha Lee, and Y. Chung, U-C. Paek, and W-T. Han. Effect of CO₂ Laser Irradiation on the Refractive-Index Change in Optical Fibers. *Applied Optics*, 41(19) :3809–3815, 2002.
- [21] H. Aben and C. Guillemet. *Photoelasticity of Glass*, chapter 11. Springer-Verlag.
- [22] A. Fraser, M. Bernier, E Weynant, and R. Vallee. Tunable Birefringent Phase-Shift Induced in Fiber Bragg Grating by a Shape Memory Alloy Ferrule. In *ECOC 09*, pages 1–2, 2009.
- [23] Coherent, Inc. *DiamondTM G-100/150 Laser OEM Manual*, 2003. Rev.AA.
- [24] F. Träger. *Springer Handbook of Lasers and Optics*, chapter 8. Advanced Optical Components. Springer, 2007.
- [25] F. Träger. *Springer Handbook of Lasers and Optics*, chapter 5. Optical Materials and their Properties. Springer, 2007.
- [26] S. Musikant. *Optical Materials*. Dekker, 1985.
- [27] B.E.A. Saleh and M.C. Teich. *Fundamentals of photonics*, chapter 3. Beam Optics. John Wiley & Sons, Inc., 1991.
- [28] A. Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [29] K. Iizuka. *Elements of photonics Volume I*. John Wiley & Sons, Inc., 2002.
- [30] A. Siegman. *Lasers*, chapter 1. An introduction to lasers. University Science Books, 1986.
- [31] A. E. Siegman, G. Nemes, and J. Serna. How to Measure Laser Beam Quality. In *Optical Society of America Annual Meeting*, 1997.
- [32] K. Iizuka. *Elements of photonics Volume I*. John Wiley & Sons, inc., 2002.
- [33] A. April. *Contrôle des Aberrations dans un Spectromètre muni d'un Réseau Holographique Plan à Pas Variables*. Université Laval, 2006.

- [34] A. E. Siegman. Defining, measuring, and optimizing laser beam quality. In *Proceedings of SPIE Vol. 1868*, pages 1–12, 1993.
- [35] C. Cason, A. H. Werkheiser, W. F. Otto, and R. W. Jones. Gain Spiking and Mode Beating Control by Signal Injection in CO₂ Lasers. *Journal of Applied Physics*, 48(6) :2531–2536, 1977.
- [36] A. Méndez and T.F. Morse. *Specialty Optical Fibers Handbook*, chapter 4. Optical Fibers Coating. Elsevier Inc., 2007.
- [37] Corning. *Corning SMF-28 Optical Fiber Product Information*, 2002.
- [38] H. Nagata, N. Miyamoto, T. Saito, and R. Kaizu. Reliable Jacket Stripping of Optical Fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 12(5) :727–729, 1994.
- [39] V.V. Rondinella and M.J. Matthewson. Effect of Chemical Stripping on the Strength and Surface Morphology of Fused Silica Optical Fiber, 1994.
- [40] J. Matthewson, C. R. Kurkjian, and J. R. Hamblin . Acid Stripping of Fused Silica Optical Fibers without Strength Degradation. *Journal of Lightwave Technology*, 15(3) :490–497, 1997.
- [41] H. S. Park, S. Lee, C. S. Kim, J. H. Kim, U. C. Paek, and Y. Chung. A Novel Method of Removing Optical Fiber Coating with Hot Air Stream. *IEEE : Optical Fiber Communication Conference*, 2 :371–373, 1999.
- [42] H. Park, S. Lee, U.-C. Paek, and Y. Chung. Noncontact Optical Fiber Coating Removal Technique with Hot Air Stream. *Journal of Lightwave Technology*, 23(2) :551–557, 2005.
- [43] C. Zhou, X. Tong, D. Jiang, and R. Peng. Theoretical and Experimental Investigation of Optical Fiber Coatings Removal by Laser Irradiation. In *Optical Fabrication, Testing, and Metrology II, Vol. 5965*, page 59651, 2005.
- [44] H.V. Snelling, C.D. Walton, and D.J. Whitehead. Polymer Jacket Stripping of Optical Fibres by Laser Irradiation. *Applied Physics*, 79(4-6) :937–940, 2004.
- [45] F. Barnier, P.E. Dyer, P. Monk, H. V. Snelling, and H. Rourke. Fibre Optic Jacket Removal by Pulsed Laser Ablation. *Applied Physics*, 33(7) :757–759, 2000.
- [46] J.H. Brannon, A.C. Tam, and R.H. Kurth. Pulsed Laser Stripping of Polyurethane-coated Wires : A Comparison of KrF and CO₂ Lasers. *Applied Physics*, 70(7) :3881–3886, 1991.
- [47] J.H. Brannon and J.R. Lankard. Pulsed CO₂ Laser Etching of Polyimide. *Applied Physics*, 48(18) :1226–1228, 1986.
- [48] H.D. Kim S.G. Kang, and C.S. Ha. Properties of UV-Curable Polyurethane Acrylates for Primary Optical Fiber Coating. *Journal of Applied Polymer Science*, 46(8) :1339–1351, 1992.
- [49] E.D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, 1998.

- [50] A. Yablon. *Optical Fiber Fusion Splicing*. Springer, 2005.
- [51] J. Kilmer, D.C.Douglass, and D. Dinkel. Laser Cleaving of Optical Connectors. *Optical Society of America*, page 9, 2006.
- [52] Geert Van Steenberge, Peter Geerinck, Steven Van Put, Jan Watté, Heidi Otevaere, and Hugo Thienpont. Laser Cleaving of Glass Fibers and Glass Fiber Arrays. *Journal of Lighthwave Technology*, 23(2) :609–614, 2005.
- [53] M. Lévesque, A.Cournoyer, and .Lévesque. CO₂ Laser processing of Optical Fibers. In *Proceedings of ICALEO04*, 2004.
- [54] S. Jones, J. Kim, and Y. Lu. Laser Cleaving Method and Apparatus for Optical Fiber Cables, 2006.
- [55] T. Berdinskikh, A. Ho, and J. Garcia. Development of Cleanliness Specification for Single-Mode Connectors with 1.25 and 2.5 mm Ferrules. In *IEC meeting*, page JThB85, 2006.
- [56] D. Faucher, A. Fraser, P. Zivojinovic, X. P. Godmaire, É. Weynant, M. Bernier, and R. Vallée. High Power Handling Shape Memory Alloy Optical Fiber Connector. *Applied Optics*, 48(30) :5664–5667, 2009.
- [57] M. Lévesque, R. Beaulieu, E. Weynant, M. Bergeron, and N. Tovmasyan. CO₂ Laser and Mechanical Cleaving of Optical Fibers for Mechanical Splicing : A Comparative Study. In *Proceedings of the 9th International Symposium on Laser Precision Microfabrication - LPM*, 2008.
- [58] H. Li, B.A. Standish, A. Mariampillai, and N.R. Munce. Feasibility of Interstitial Doppler Optical Coherence Tomography for In Vivo Detection of Microvascular Changes During Photodynamic Therapy. *Lasers in Surgery and Medicine*, 38 :754–761, 2006.
- [59] Y. Mao, S. Chang, S. Sherif, and C. Flueraru. Fiber Probes Used in Optical Coherence Tomography. *Proc. of SPIE*, 7099 :A1–A9, 2008.
- [60] Y. Mao, S. Chang, S. Sherif, and C. Flueraru. Graded-index Fiber lens proposed for Ultrasmall Probes used in Biomedical Imaging. *Applied Optics*, 46(23) :5887–5894, 2007.
- [61] J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönninger, F. Salin, F. Röser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen. High-power Rod-type Photonic Crystal Fiber Laser. *Optics Express*, 2005.
- [62] J. Limpert, N. Deguil, S. Petit I.M. Honninger, F. Salin, P. Rigail, C. Honninger, and E. Mottay. High power Q-switched Yb-doped photonic crystal fiber laser producing sub-10 ns pulses. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 81(1) :19–21, 2005.

- [63] N. Groothoff, J. Canning, T. Ryan, K. Lyytikainen, and H. Inglis. Distributed feedback photonic crystal fibre (DFB-PCF) laser. *Optics Express*, 13(8) :2924–2930, 2005.
- [64] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, T. Tunnermann, R. Iliew, F. Lederer, and J. Broeng. High-power Air-clad Large-mode-area Photonic Crystal Fiber Laser. *Optics Express*, 11(7) :818–823, 2003.
- [65] K.P. Hansen and J. Broeng. High-Power Photonic Crystal Fiber Lasers. *Photonics Spectra*, 40(5) :82–90, 2006.
- [66] J. Dou, J. Li, P.R. Herman J.S. Aitchison, T. Fricke-Begemann, J. Ihlemann, and G. Marowsky. Laser Machining of Micro-lenses on the End Face of Single-mode Optical Fibers. *Applied Physics*, 91(4) :591–594, 2008.
- [67] P.A. Temple W.H. Lowdermilk, and D. Milam. Carbon Dioxide Laser Polishing of Fused Silica Surfaces for increased Laser-damage Resistance at 1064nm. *Applied Optics*, 21(18) :3249–3255, 1982.
- [68] K.M. Nowak. Pulsed Laser Machining and Polishing of Silica Micro-optical Components Using a CO₂ Laser and an Acousto-optic Modulator. pages 107–111, 2003.
- [69] K.M. Nowak, H.J. Baker, and D.R. Hall. Efficient Laser Polishing of Silica Micro-optical Components. *Applied Optics*, 45(1) :162–171, 2006.
- [70] C. Buerhop N. Lutz, R. Weismann, and G. Tomandl. Glass Surface Treatment with Excimer and CO₂ Lasers. *Applied Surface Science*, 46(1-4) :430–434, 1990.
- [71] G. Ibrahim. Fiber Optic Polishing by CO₂ Lasers. In *Sixth International Conference of the Balkan Physical Union, Vol. 899*, pages 794–794, 2007.
- [72] H. Orun, M. Undrea, and A. Alacakir. Polishing of Optical Fibers Using a CO₂ Laser. In *Sixth Symposium on Optoelectronics, Proceedings of SPIE, Vol. 4068*, pages 570–575, 2000.
- [73] D. Tracy and S. Pyke. Polishing of Fiberoptics in the Manufacturing Environment. In *Proceedings of SPIE : Symposium on Laser-Induced Damacie in Optical Materials, Vol. 3578*, pages 737–742, 1998.
- [74] R. E. Setchell, P. E. Klingsporn. Laser-induced Damage in Step-index, Multi-mode Fibers. In *Proceedings of SPIE : Laser-Induced Damage in Optical Materials, Vol. 1848*, pages 56–64, 1991.
- [75] F. Laguart, L. Ferran, N. B. Lupon, F Vega, and J. Armengol. Laser Application for Optical Glass Polishing. In *Proceedings of SPIE : Specification, Production, and Testing of Optical Components and Systems, Vol. 2775*, pages 603–610, 1996.
- [76] M. Udrea, R. Oruo, and A. Alsellki. Laser Polishing of Optical Fiber end Surface. *Opt. Eng.*, 40(9) :2026–2030, 2001.

- [77] H. Lv, B. Shi, J. Wu, L. Guo, and A. Liu. Fabrication of Gradient Refractive Index Ball Lenses. *Optics and Lasers in Engineering*, 46(3) :252–256, 2008.
- [78] R.P. Ratowsky, L. Yang, R.J. Deri, K.W. Chang, J.S. Kallman, and Gary Trott. Laser Diode to Single-mode Fiber Ball Lens Coupling Efficiency : Full-wave Calculation and Measurements. *Applied Optics*, 36(15) :3435–3438, 1997.
- [79] L. Yang, K. W. Chang, G. R. Trott, R.P. Ratowsky, R. J. Deri, and J. S. Kallman. Micro-Size Ball Lenses for Micro-Optics : Theory and Experiment, 1996.
- [80] D. Bailey and E. Wright. *Practical Fiber Optics*. Elsevier Inc., 2003.
- [81] S. Aasland and T. Grande. Crystallisation of ZBLAN Glass. *Communications of the American Ceramic Society*, 79(8) :2205–2206, 1996.
- [82] L.J. Moore, D.R. Macfarlane, and P.J. Newman. Surface Crystallization of ZBLAN Glasses. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 140 :159–165, 1992.
- [83] L. Busse, F. Kung, J. Sanghra, and I Aggarwal. Optical Fiber Clad-Protective Terminations, 2007.
- [84] T.R. Kyle. Glass Fibers Hermetic Seals using CO_2 Laser. *Applied Optics*, 14(6) :1342–1344, 1975.
- [85] Y. Shizhuo, P. Ruffin, and F. Yu. *Fiber Optics Sensors 2nd ed.* CRC Press.
- [86] I. Littler, M. Rochette, and B.A. Eggleton. Adjustable Bandwidth Dispersionless Bandpass FBG Optical Filter. *Optics Express*, 13(9).
- [87] G.P. Agrawal and S. Radic. Phase-shifted Fibre Bragg Gratings and their Application for Wavelength Demultiplexing. *IEEE Photonics Technology letters*, 6(8) :995–997, 1994.
- [88] S. Foster. Spatial Mode Structure of the Distributed Feedback Fiber Laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 40(7) :884–892, 2004.
- [89] R. Kashyap. UV Written Reflection Grating Structures in Photosensitive Optical Fibres using Phase Shifted Phase Masks. *Electronic Letters*, 30(23).
- [90] J. Canning and M.G. Sceats. Pi-phase Shifted Periodic Distributed Structures in Optical Fibers by UV Post-processing. *Electronic Letters*, 30(16) :1344–1345, 1994.
- [91] C. de Matos, P. Torres, L. C. G. Valente, W. Margulis, and R. Stubbe. Fiber Grattings Characterization and Shaping by Local Pressure. *Journal of Lighthwave Technologies*, 19(8) :1206–1211, 2001.
- [92] S. Gupta, T. Mizunami, and T. Shimomura. Computer Control of Fiber Bragg Gratings Spectral Characteristics using a Thermal Head. *Journal of Lighthwave Technologies*, 15(10) :1925–1928, 1997.
- [93] L. Xia, P. Shum, and C. Lu. Phase-shifted Bandpass Filter Fabrication through CO_2 Laser Irradiation. *Optics Express*, 13(15) :5878–5882, 2005.

- [94] S. Ishikawa, A. Inoue, M. Harumoto, T. Enomoto, and H. Kanamori. Adequate Aging Condition for Fiber Bragg Grating based on Simple Power Law Model. In *OFC 98*, pages 183–184, 1998.
- [95] T. Osuch, T. Kossek, K. Jedrzejewski, and L. Lewandowski. Thermal and Aging Tests of Fiber Bragg Gratings as Wavelength Standards. In *Proceedings of SPIE : Optical Fibers : Technology, Vol. 5951*, 2005.
- [96] E.J. Lerner. Carbon dioxide lasers deliver flexibility and power. *Laser Focus World*, 34(9) :131–138, 1998.
- [97] F. Träger. *Springer Handbook of Lasers and Optics*, chapter 11. Lasers and Coherent Light Sources. Springer, 2007.
- [98] J.K. Shaw. *Mathematical Principles of Optical Fiber Communications*. Society for Industrial and Applied Mathematics, 2004.
- [99] D.Gloge. In *Proceedings of IEEE 58*, 1970.
- [100] A.W. Snyder and P.A.V. Hall. *Nature*, 12, 1970.
- [101] D. Marcuse. Loss Analysis of Single Mode-fiber Splices. *The Bell System Technical Journal*, 56.
- [102] D.K. Cheng. *Field and Wave Electromagnetics*, chapter 8. Plane Electromagnetic Waves. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1921.
- [103] J. Crisp and B. Elliott. *Introduction to Fiber Optics 3rd ed.* Elsevier Inc., 2005.
- [104] Thorlabs. *V19 Tools of the Trade*, 2009.
- [105] T. W. Choon, A.S. Salleh, S. Jamian, and M.I. Ghazali. Phase Transformation Temperatures for Shape Memory Alloy Wire. *World Academy of Science, Engineering and Technology*, 25 :304–307, 2007.
- [106] K. Chastaing, A. Denquin, R. Portier, and P. Vermaut. High-temperature Shape Memory Alloys based on the RuNb System. *Materials Science and Engineering. A*, 481 :702–706, 2008.
- [107] E. Patoor and M. Berveiller. *Technologie des alliages à mémoire de forme*. Hermes, 1994.

Annexe A

Schéma des branchements du système laser

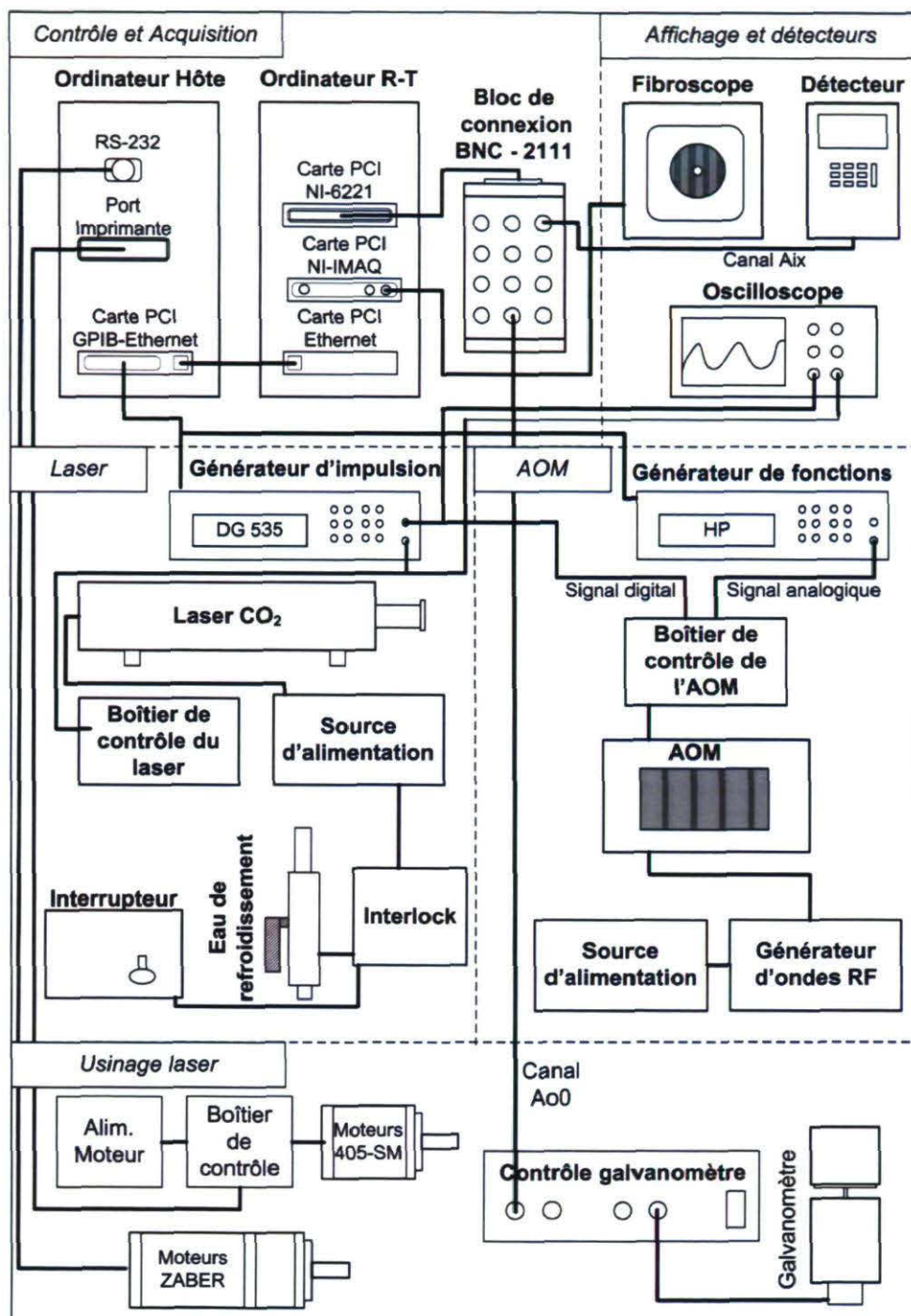


Figure A.1 – Schéma des branchements du système de micro-usinage laser

Annexe B

Dynamique du laser CO₂

Le principe de fonctionnement du laser CO₂ repose sur les transitions des modes vibrationnels des molécules de dioxyde de carbone présentes dans la cavité [96]. D'autres gaz, c'est-à-dire de l'hélium et de l'azote, sont aussi présents dans la cavité afin d'augmenter l'efficacité du laser.

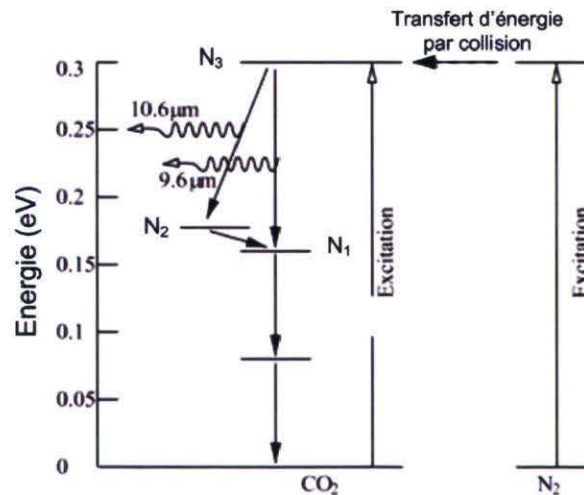


Figure B.1 – Schématisation des transitions laser impliquées dans un laser CO₂

Une décharge électrique de haute tension excite les molécules de CO₂ de sorte que l'excès d'énergie accumulé est libéré sous forme de vibrations (phonons) et d'une émission de photons entre les niveaux atomiques N₃ et N₂ (à 10,6 μm) et N₃ et N₁ (à 9,6 μm). L'azote, aussi excité par la décharge, transfère son énergie par collision aux molécules de CO₂ en favorisant la transition à 10,6 μm [16] (voir figure B.1). Le rôle de

l'hélium est d'accentuer la dépopulation des niveaux inférieurs tout en stabilisant thermiquement le mélange gazeux. L'efficacité énergétique de ce type de laser varie entre 5 et 20% [97].

Annexe C

Validation de la méthode de pixelisation thermique

Le premier paramètre à considérer pour valider la méthode de pixelisation thermique est la répétabilité des mesures. Si pour plusieurs balayages consécutifs les profils obtenus sont identiques, il est surtout intéressant de vérifier que la taille du faisceau $W(z)$, mesurée à des puissances différentes demeure constante à un z donné. La figure C.1

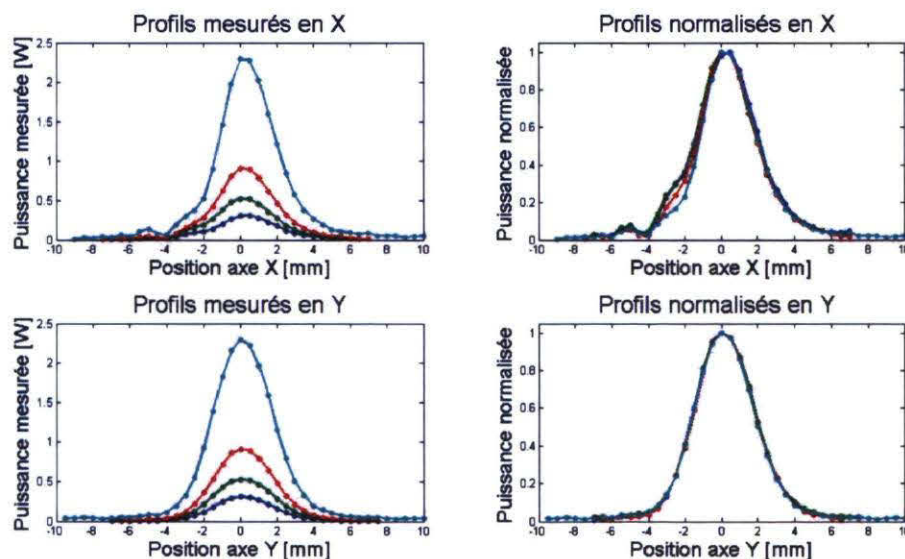


Figure C.1 – Comparaison des profils mesurés et normalisés à 20 cm de la sortie du laser

tend à démontrer que $W(z)$ est bel et bien indépendante de la puissance, et ce, dans les deux axes étudiés. Une légère variance est toutefois observée au niveau de la région

non-gaussienne dans l'axe des x , mais il serait surprenant que ce soit inhérent à la méthode de mesure puisque le reste des courbes se superposent.

La seconde problématique à étudier est l'impact de linéarisation sur la précision des mesures. Puisque l'ouverture utilisée pour filtrer l'énergie transmise au détecteur est de taille finie, la puissance enregistrée à chaque coordonnée représente une puissance moyenne et non pas une puissance purement locale. La figure C.2 schématise cette cause d'erreur. Les régions où la dérivée varie brusquement sont davantage assujetties à être

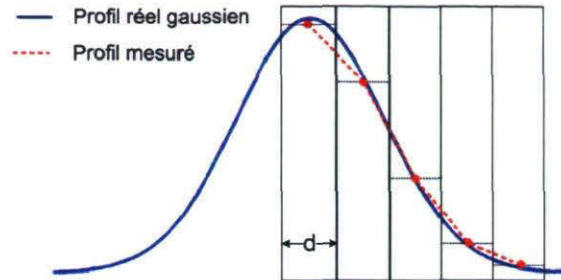


Figure C.2 – Schématisation de l'erreur engendrée par linéarisation d'une gaussienne

mal estimées par la linéarisation. Deux paramètres ont un impact décisif sur la vraisemblance des profils obtenus par pixelisation thermique : la taille de l'ouverture et la distance d'itération. Plus l'orifice aura un petit diamètre d , plus la tranche d'intégration sera fine et meilleure sera la corrélation entre les profils réels et mesurés. Par contre, plus l'orifice est petit, plus la puissance laser nécessaire est importante, ce qui risque de faire chauffer le détecteur. L'autre paramètre modulable à optimiser est la distance d'itération. Le pas d'incrémentation établit la définition de la matrice de pixel. Plus les coordonnées sont rapprochés, plus les résultats sont fidèles à la réalité. Le contre-coup associé à une haute définition est le temps requis pour réaliser les mesures.

En considérant une ouverture de 1mm et un pas d'itération de $500\mu\text{m}$, qui sont les paramètres expérimentaux, il est possible de calculer l'erreur relative introduite par cette méthode de caractérisation. Le profil obtenu par pixelisation thermique est donné par l'équation C.1.

$$I_{mes}(i) = \int_{i-0.5}^{i+0.5} I_0 \exp(-(2x^2/W(z)^2) dx \quad (\text{C.1})$$

avec $i = \pm 0, 1, 2, \dots$

Dans les conditions expérimentales et pour une taille de faisceau de 6mm , l'intensité maximale I_0 mesurée correspond à 96% de la valeur réelle. La comparaison des profils

d'intensités normalisées permet de constater un écart inférieur à 2% entre $W(z)_{reel}$ et $W(z)_{mes}$.

Le principale lacune de cette méthode de caractérisation se situe au niveau du temps requis pour réaliser l'acquisition des données. Le temps de stabilisation du détecteur thermique étant de 1,8 seconde, la vitesse à laquelle s'effectue le balayage est donc limitée. La durée de la pixelisation varie généralement entre 20 et 45 minutes. La stabilité du laser doit être considérée. La figure C.3 présente une étude de stabilité temporelle réalisée sur une période d'une heure. En considérant l'effet de la linéarisation, le bruit électronique du détecteur et la variation temporelle de puissance du laser, l'erreur relative totale demeure inférieure à 5%, ce qui démontre la validité de la méthode.

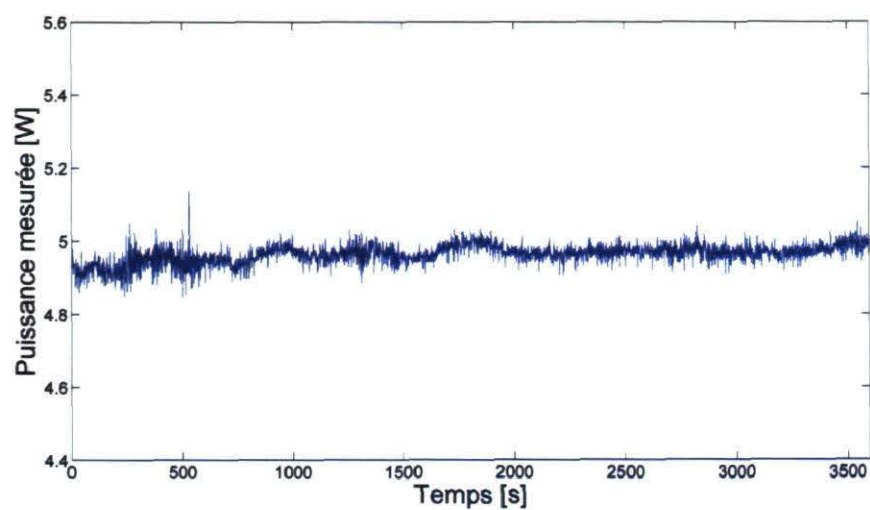


Figure C.3 – Étude de stabilité temporelle de la puissance de sortie du laser CO₂

Annexe D

Théorie associée à la fibre optique

La fibre optique étant la matière première de ce projet de recherche, la compréhension des phénomènes physiques menant au guidage de la lumière est essentielle. De plus, puisque la caractérisation des performances de couplage entre deux fibres optiques est utilisée à maintes reprises pour valider la qualité du micro-usinage, les principaux mécanismes de pertes de couplage doivent être définis.

D.1 Guidage modal dans une fibre optique

Une fibre optique est un guide d'onde qui transmet un signal lumineux sur une grande distance. Elle se compose traditionnellement d'un coeur et d'une gaine de verre dont les indices de réfraction respectifs sont légèrement différents. C'est par principe de réflexion totale interne que le signal optique est propagé. La loi de Snell-Descartes définit l'angle critique (θ_c) pour que la réflexion totale interne ait lieu :

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (\text{D.1})$$

où n_1 et n_2 représentent respectivement l'indice de réfraction du coeur et de la gaine. La réflexion totale interne impose que l'indice de réfraction de la gaine soit supérieur à celui du coeur.

L'ouverture numérique d'une fibre optique (NA) témoigne de l'angle du cône d'acceptance qui garantit que chaque rayon incident à la fibre optique sera par la suite guidé. L'ouverture numérique est aussi fonction des propriétés intrinsèques de la fibre

optique. La figure D.1 schématise le principe de guidage d'une fibre optique.

$$NA = \theta_A = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (\text{D.2})$$

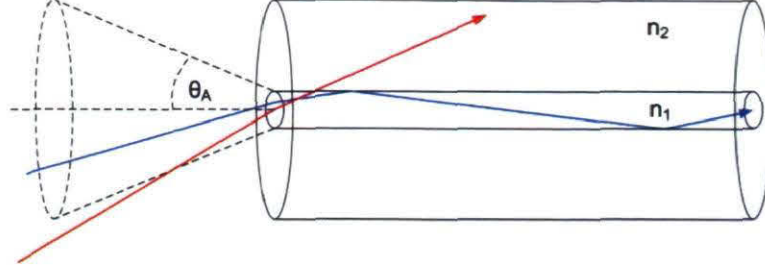


Figure D.1 – Principe de guidage d'une fibre optique

Le mode, c'est-à-dire la distribution spatiale d'intensité optique se propageant dans la fibre, est solution des équations de Maxwell dérivées pour un guide d'onde cylindrique [98]. Typiquement, dans une fibre optique, l'écart entre les indices de réfraction est très petit ($< 1\%$), c'est pourquoi le terme condition de faible guidage est employé. Tel que démontré par Gloge[99] et Snyder[100], ce type de guidage a pour particularité de donner lieu à des modes polarisés linéairement (modes LP_{lm}). Dans ces circonstances, la solution aux équations de Maxwell se simplifie en faisant appel au nombre de Bessel :

$$\frac{J_l(u)}{uJ_{l-1}(u)} = \frac{K_l(w)}{wK_{l-1}(w)} \quad (\text{D.3})$$

où u et w représentent les formes normalisées des paramètres transverses de modulation du coeur et de décroissance de la gaine.

$$u = \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta^2} a \quad (\text{D.4})$$

et

$$w = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_2^2} \quad (\text{D.5})$$

avec k_0 , le nombre d'onde, β , la constante de propagation et a , le rayon du coeur de la fibre optique. Les valeurs de u et w sont de plus régies par les propriétés intrinsèques de la fibre, exprimées sous forme de fréquence de coupure normalisée (V) :

$$V^2 = u^2 + w^2 \quad (\text{D.6})$$

La fréquence de coupure normalisée est fonction des indices de réfraction, de la taille du coeur et du nombre d'onde :

$$V = k_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2} a \quad (\text{D.7})$$

Finalement, la distribution radiale d'intensité d'un mode LP quelconque dans une fibre optique, résolue à partir des équation D.3 et D.7 est, dans le coeur :

$$E_{x|y} = E_0 \left(\frac{J_l(ur/a)}{J_l(u)} \right) \cos(l\varphi) \quad (\text{D.8})$$

et dans la gaine :

$$E_{x|y} = E_0 \left(\frac{K_l(wr/a)}{K_l(W)} \right) \cos(l\varphi) \quad (\text{D.9})$$

où φ est un terme de phase. Lorsque le mode sort de la fibre optique, il est admis de le considérer comme un faisceau gaussien subissant les effets de la divergence décrits au chapitre 2. Plusieurs effets optiques d'envergure tels que la dispersion et les effets linéaires sont à considérer lorsqu'il est question de fibre optique. Puisqu'ils n'interviennent pas dans les expériences réalisés, ceux-ci sont ne sont toutefois pas abordés dans cette annexe.

D.2 Pertes à une jonction mécanique

Pour obtenir l'expression analytique de la transmission, il suffit de calculer l'intégrale de recouvrement entre le champ qui atteint la seconde fibre optique et le mode de cette même fibre. L'intégrale de recouvrement, en coordonnées cylindriques, se définit comme suit :

$$\eta = \frac{1}{2P_0} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{+\infty} E_1 \wedge H_2 e_z r dr \quad (\text{D.10})$$

avec

$$P_0 = \frac{\pi E_0 H_0 W_0^2}{2} \quad (\text{D.11})$$

La transmission résultante est donnée par :

$$T = |\eta|^2 \quad (\text{D.12})$$

En supposant une distribution d'intensité transverse gaussienne dans la fibre, le champ incident à la sortie de la fibre ($E_{1(z=0)}$) et le champ d'entrée (H_2) sont :

$$E_{1(z=0)} = E e^{\frac{-r^2}{w_1}} \quad \text{et} \quad H_2 = H e^{\frac{-r^2}{w_2}} \quad (\text{D.13})$$

où E et H représentent les amplitudes respectives des champs et w_1 et w_2 sont les tailles des modes dans chacune des fibres optiques. Pour obtenir le champ E_1 propagé à l'interface de la seconde fibre optique, la divergence du faisceau gaussien doit être prise en considération de sorte que :

$$E_1(r, z) = \frac{E_0 w_0}{w(z)} e^{\frac{-r^2}{w(z)^2} - ikz - ik \frac{r^2}{2R(z)^2}} \quad (\text{D.14})$$

Tel que démontré par Marcuse[101], il est possible d'approximer analytiquement les pertes de transmission causées par un désalignement quelconque entre deux fibres optiques couplées à partir de l'équation D.10.

D.2.1 Désaccord modal

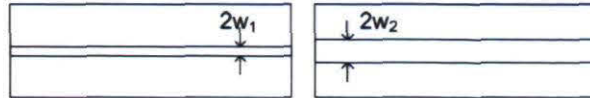


Figure D.2 – Désaccord modal

$$T = \left(\frac{2w_1 w_2}{w_1^2 + w_2^2} \right) \quad (\text{D.15})$$

D.2.2 Séparation longitudinale

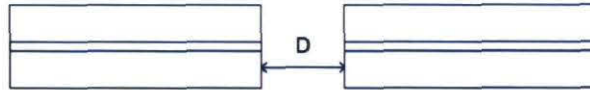


Figure D.3 – Séparation longitudinale

$$T = 4 \frac{4z^2 + \frac{w_1^2}{w_2^2}}{\left(4z^2 + \frac{w_1^2 + w_2^2}{w_2^2}\right)^2 + 4z^2 \frac{w_2^2}{w_1^2}} \quad (\text{D.16})$$

avec

$$z = \frac{D}{n^2 k_0 w_1 w_2} \quad (\text{D.17})$$

D.2.3 Séparation transversale

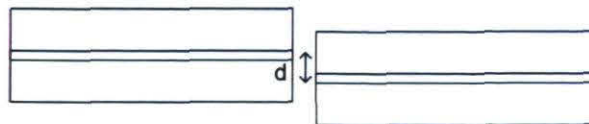


Figure D.4 – Séparation transversale

$$T = \left(\frac{2w_1w_2}{w_1^2 + w_2^2} \right)^2 \exp \left(\frac{-2d^2}{w_1^2 + w_2^2} \right) \quad (\text{D.18})$$

avec

$$d = \left(\frac{w_1^2 + w_2^2}{2} \right)^{1/2} \quad (\text{D.19})$$

D.2.4 Désaccord angulaire

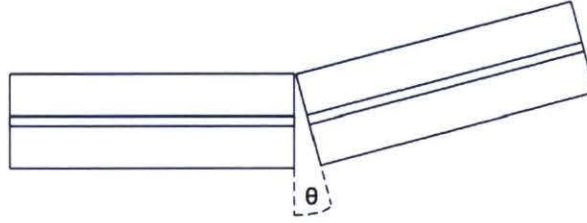


Figure D.5 – Désaccord angulaire

$$T = \left(\frac{2w_1w_2}{w_1^2 + w_2^2} \right)^2 \exp \left(\frac{-2(\pi n_2 w_1 w_2 \theta)^2}{(w_1^2 + w_2^2) \lambda^2} \right) \quad (\text{D.20})$$

avec

$$\theta = \left(\frac{w_1^2 + w_2^2}{2} \right)^{1/2} \frac{\lambda}{\pi n_2 w_1 w_2} \quad (\text{D.21})$$

D.3 Pertes de rétroréflexion

Les équations présentées à la section précédente ne tiennent pas compte des phénomènes de réflexion causés par la présence d'un interstice d'air entre les deux fibres optiques. En réalité, lorsque qu'une onde passe d'un milieu d'indice de réfraction n_1 à un milieu moins dense (n_2), une fraction de l'onde incidente est réfléchi. Dans ces conditions, le coefficient de réflexion est donné par [102] :

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (\text{D.22})$$

En appliquant l'équation ci-dessus au cas d'une onde passant d'une fibre optique ($n_2=1,5$) au vide ($n_1=1$), R tend vers 4% de la puissance totale incidente. Dans le cas du couplage entre deux fibres optiques, près de 8% de la lumière rebrousse chemin dans le coeur de la fibre optique (voir figure D.6) [103]. Ces pertes sont particulièrement nuisibles pour

les lasers à fibre où un retour de puissance vers la pompe est à proscrire. La minimisation des pertes de rétro-réflexion est aussi un enjeu de taille dans le domaine des télécommunications où une atténuation prématurée du signal est associée à une hausse des coûts des infrastructures.

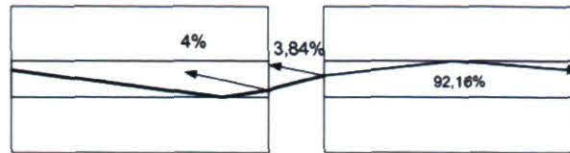


Figure D.6 – Schématisation du phénomène de pertes de rétro-réflexion

Trois techniques, schématisées à la figure D.7, sont couramment employées afin de diminuer le pourcentage de puissance réfléchi. Dans un premier temps, l'usage d'un gel dont l'indice de réfraction est identique à celui des fibres optiques permet d'éliminer les pertes de rétro-réflexion parce que l'onde ne perçoit plus de changement de milieu (figure D.7a)). Les gels d'indice sont toutefois peu durables en plus de ne pas avoir une bonne tenue en température et en puissance. Une autre alternative consiste à arrondir, par polissage, les extrémités des fibres optiques de sorte que les coeurs se touchent. Lorsque la distance séparant les deux coeurs est faible ($< \lambda$), une diminution du coefficient de réflexion est observée. Ce principe est à l'origine des connecteurs du type PC (physical contact). Dans cette configuration (figure D.7b)), les pertes de réflexion sont généralement de l'ordre de 40dB [104]. Finalement, la clive ou polissage à angle des fibres optiques fait en sorte la lumière réfléchi n'est pas réinjectée dans le coeur de la fibre. Cette technique très populaire requiert cependant un alignement en rotation des fibres optiques afin que les faces soient en contact. Les connecteurs APC (angled physical contact) exploitent le principe de contact physique et de polissage à angle. Les pertes de rétro-réflexion garanties par une connexion du type APC sont de 60dB.

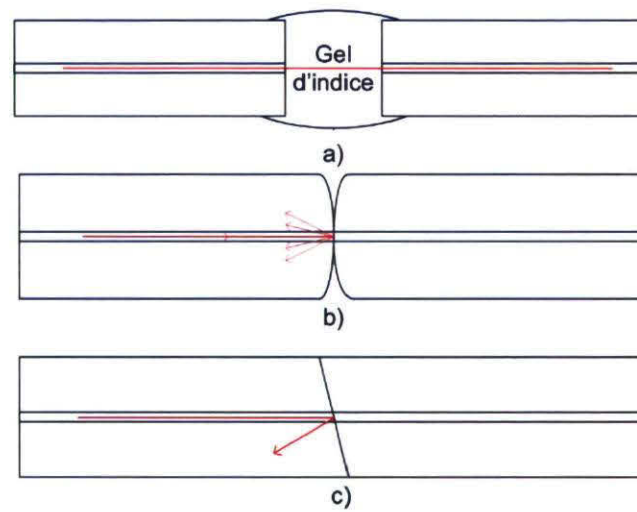


Figure D.7 – Schématisation des principes de minimisation des pertes de rétro-réflexion : a) gel d'indice, b) contact physique des coeurs, c) polissage ou clivage à angle

Annexe E

OptimendTM

OptimendTM est une épissure mécanique fabriquée à partir d'un alliage à mémoire de forme qui fut développé par la société PhasOptx. Sa principale vocation est la jonction mécanique de fibres optiques via un alignement passif des gaines. Cette épissure a couramment été employée lors de ce projet de recherche afin de caractériser les propriétés optiques des fibres optiques usinées par laser.

E.1 Effet hyperélastique dans les alliages à mémoire de forme

Les alliages à mémoire de forme tirent leur nomenclature de leur propriété à se déformer grandement sous l'application d'une contrainte, tout en retrouvant leur forme initiale après le retrait de celle-ci. Deux types d'alliages à mémoire de forme sont distinguables, dépendamment du fait que la transformation de phase est générée par une contrainte thermique [105, 106] ou mécanique[107]. Dans le cas présent, l'effet hyperélastique issu de l'application d'une contrainte mécanique est exploité afin de réaliser la connexion mécanique de fibres optiques. Le faible module de Young de l'alliage, pour une plage de contraintes données, permet d'obtenir une déformation pouvant atteindre plus de 10% comparativement à 0,3% pour un alliage standard. La figure E.1 schématise l'effet hyperélastique dans les alliages à mémoire de forme.

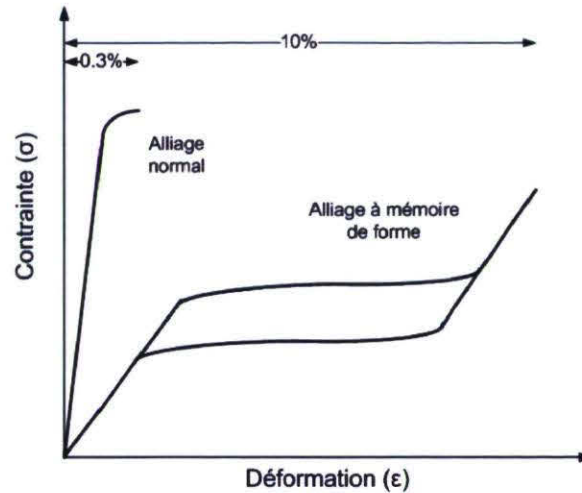


Figure E.1 – Schématisation du phénomène d'hyperélasticité des alliages à mémoire de forme



Figure E.2 – Évolution du design d'OptimendTM (à gauche : modèle avec fente, au centre : modèle avec encoche et à droite : modèle carré)

E.2 Évolution du design d'OptimendTM

Plusieurs modèles d'OptimendTM ont été utilisés au fil du temps. La figure E.2 en présente les plus importants. Bien que le modèle carré soit le plus prometteur de par sa facilité d'usinage et de manipulation, les résultats présentés dans ce mémoire ont été obtenus à partir d'une version modifiée du modèle avec encoche. En effet, une fente transversale de $250\mu m$ de largeur a été usinée sur le dos de la ferule de sorte que la jonction des fibres optiques peut être observée par une caméra. Ceci permet entre autres de maximiser le couplage optique de fibres clivées à angle en effectuant un alignement actif dans l'axe de rotation. Afin d'être en mesure de comparer les résultats de clives à angle avec les clives à angle droit et les fibres polies, la même ferule a été utilisée pour accomplir la totalité des mesures. Des études préalables de cyclage et de performances optiques ont mis en évidence la robustesse du connecteur. La figure E.3 présente la mise en plan de la ferule utilisée dans le cadre de ce projet de recherche.

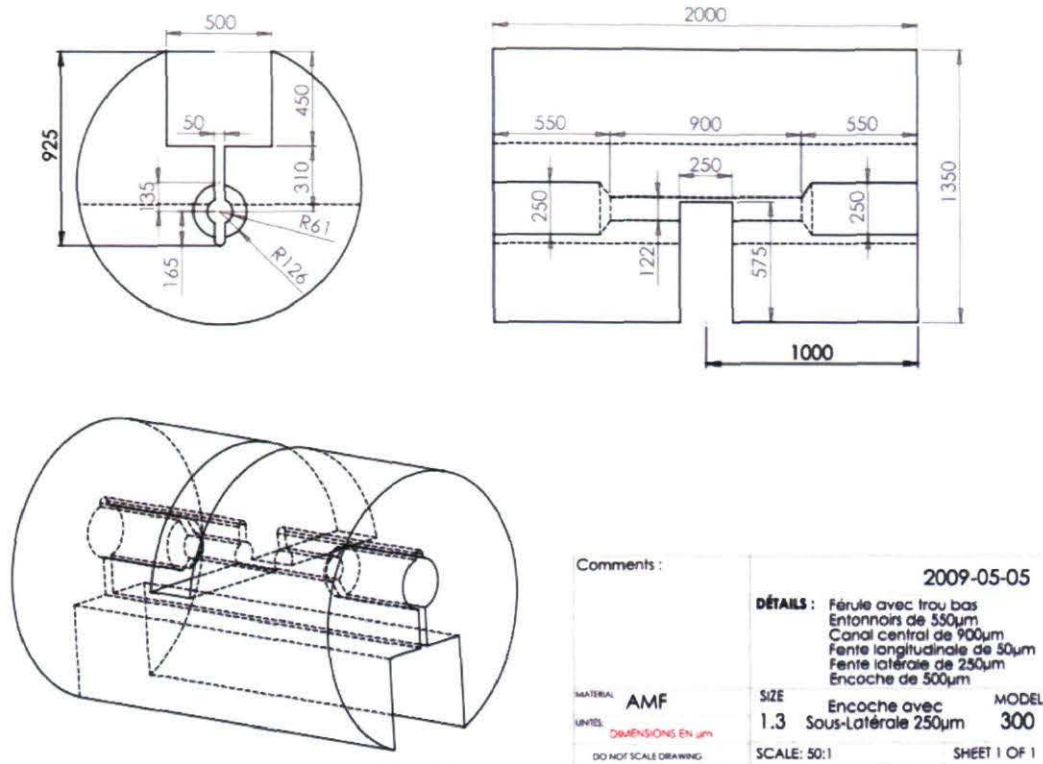


Figure E.3 – Mise en plan du modèle 300

E.3 Outil de connexion

L'outil permettant d'accomplir la connexion de fibres optiques avec un Optimend™ se compose d'un mécanisme d'ouverture, qui vient s'ancrer dans l'encoche de la ferule, ainsi que de deux systèmes indépendants de positionnement des fibres optiques. La figure E.4 et le tableau E.1 décrivent cet appareil.

Tableau E.1 – Description des composants de l'outil d'ouverture

A	Rotateur à fibre optique
B	Système de translation 3 axes
C	Système de translation 3 axes
D	Dispositif Vee-groove pour le maintien de la fibre
E	Mécanisme d'ouverture avec vis démultipliée
F	Encrage et positionnement de l'épissure

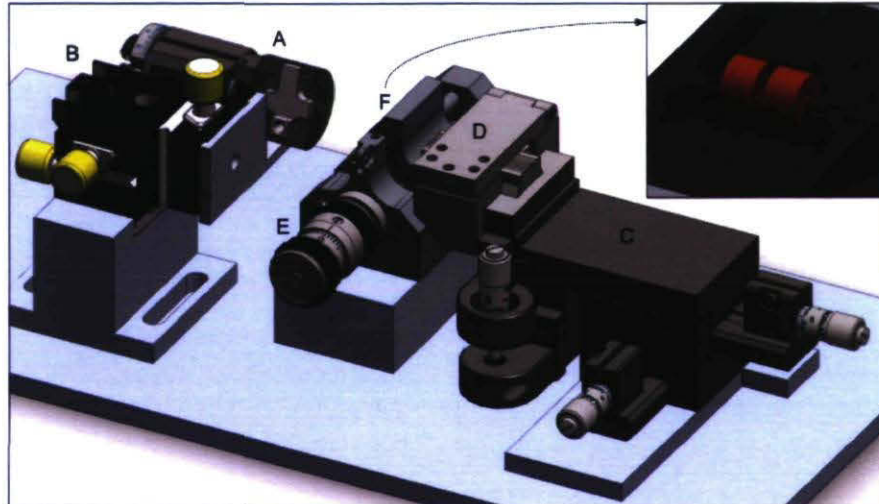


Figure E.4 – Schématisation de l'outil permettant la réalisation des connexions mécaniques

E.4 Procédure de connexion

La procédure débute par la préparation en bonne et due forme de chacune des fibres optiques. La qualité du clivage ou du polissage est directement liée à la qualité optique de la connexion résultante. Les fibres sont ensuite installées d'un côté dans le rotateur à fibre et de l'autre dans la «Vee-groove». La «Vee-groove» apporte une versatilité par rapport aux pinces traditionnelles, parce qu'on en retrouve pour tous les diamètres de fibres optiques. Ceci permet, entre autres, de connecter des fibres aux diamètres différents. Le rotateur à fibre permet un alignement angulaire, nécessaire pour les jonctions de fibres clivées ou polies à angle. Ce dernier peut toutefois être remplacé par une monture magnétique standard. Deux caméras orientées vers l'entrée des canaux d'alignement permettent ensuite de guider les fibres optiques à l'intérieur de l'épissure. Pour les besoins de la cause, un troisième objectif permet de visualiser le positionnement des fibres lors de leur passage dans la fente transversale. Une fois la ferule dans l'encrage de l'outil, une pression exercée par une vis démultipliée permet d'ouvrir l'Optimend. Typiquement, le déplacement en translation requis pour agrandir suffisamment la diamètre du canal est de $25\mu m$. La fibre de droite est ensuite amenée au centre du connecteur puis celle de gauche s'en approche tout en ajustant soigneusement la composante angulaire (si requis). Lorsque les surfaces sont en contact, le mécanisme d'ouverture est relâché et la connexion est libre d'être retirée de l'outil.