

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

FABRICATION ET CARACTÉRISATION DE
MICROLENTILLES FIBRÉES POUR L'OPTIMISATION
DU COUPLAGE FIBRE – AMPLIFICATEUR OPTIQUE

JULIE BARON

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES

(GÉNIE PHYSIQUE)

NOVEMBRE 2005



Library and
Archives Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Published Heritage
Branch

Direction du
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

ISBN: 978-0-494-16752-6

Our file Notre référence

ISBN: 978-0-494-16752-6

NOTICE:

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

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

AVIS:

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

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

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

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

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

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


Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

FABRICATION ET CARACTÉRISATION DE
MICROLENTILLES FIBRÉES POUR L'OPTIMISATION
DU COUPLAGE FIBRE – AMPLIFICATEUR OPTIQUE

présenté par : BARON Julie

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

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

M. Maciejko Romain, Ph.D., président

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

M. BURES Jacques, D.Sc., membre

A mon père Paul Baron,
à mon oncle Guy Serin,
à Alain Lagarrigue,
et à Simone Clergue.

Remerciements

Je tiens à remercier mon directeur de recherche, le professeur Raman Kashyap pour son support au projet et son soutien financier qui m'ont permis d'avancer tout au long de la maîtrise. Je remercie les organismes qui ont participé au financement du projet, le programme BIOPSY de l'Institut Canadien de l'innovation en Photonique (ICIP) et Chaires de recherche du Canada. Je tiens à remercier également le professeur Romain Maciejko pour m'avoir permis d'utiliser son laboratoire. Je remercie aussi grandement Rodica Matei pour son amitié, sa patience et son aide constante sur le projet et j'exprime ma gratitude à Robert Mongeau pour m'avoir fait partager ses connaissances sur la gravure chimique.

A mon mari, Luiz Melo, pour qui mes pensées sont allées tous les jours, ton amour m'a guidé et encouragé jusqu'à l'aboutissement de ce projet. Pour ma mère, ma sœur et mes frères, mes belles sœurs et mon beau-frère, mes nièces et mes neveux, je n'ai pas de mots pour vous remercier assez de votre amour et de votre soutien qui m'aident tous les jours si loin de vous. Je tiens finalement à remercier mes amis dont je chéris l'amitié si précieuse : Nathalie Lagarrigue, Anne Lise Fabre, Lucie Fabre, Séverine Cathala, Florina Truica-Marasescu, Ani Sobral-Torres, Francois Berthelot, Anna et Pawel Jedrzejowski, Richard Vernhes, Gaby Touma, Maryse Aubé, Kirsten et Christophe Langevin et Hanford Woods.

Résumé

Le but de ce projet était la mise en place dans le laboratoire, d'un banc de fabrication et de caractérisation de microlentilles ainsi que de l'élaboration d'un schéma de fabrication pour obtenir de manière méthodique des lentilles optimisées selon les caractéristiques des lasers à coupler. Plusieurs techniques telles que le processus de gravure et de chauffage, le polissage ou le traitement par laser CO₂, sont employées pour fabriquer des microlentilles. Dans ce projet, nous avons utilisé la procédure de gravure et de chauffage qui nous a permis de fabriquer des microlentilles hémisphériques. Les fibres modifiées sont des fibres monomodes à la longueur d'onde 1550 nm.

Le but de la première étape consistait à effiler la fibre pour obtenir une préforme pour la fabrication des lentilles. Nous avons à cette fin testé deux méthodes de gravure. La première était la méthode de Turner, où la fibre dégainée est plongée dans de l'acide fluorhydrique chauffé à 40°C pendant 40 min. Les pointes obtenues présentaient de nombreux artefacts et l'angle de la pointe variait de 10° lors de la gravure de plusieurs fibres. Avec les conditions expérimentales utilisées, cette technique ne permettait pas d'obtenir des pointes de dimensions reproductibles, condition nécessaire pour contrôler l'étape de chauffage de la pointe. La deuxième méthode était la gravure dite « Tube » qui a été développé lors de la fabrication de pointes pour le microscope optique à champ

proche. Cette méthode reprend la technique de Turner mais la fibre n'est plus dégainée afin que la jaquette agisse comme une protection durant la gravure. Nous avons procédé au développement de cette technique pour la fabrication de pointe en vue de faire une préforme pour les lentilles. Les pointes obtenues étaient de dimensions reproductibles avec un angle moyen de 25.8° et un écart type de 1.1° .

La seconde étape consistait à appliquer des décharges électriques au bout de la pointe pour la chauffer et ainsi produire la lentille. Nous avons utilisé à cet effet l'instrument « Digital Fiber Micro-lens shaper » (DFMSTM). La caractérisation des lentilles a été faite en déterminant leur rayon de courbure d'après des images prises au microscope optique, en observant les profils champs en champ lointain et en mesurant leurs divergences avec un analyseur de faisceau. Le contrôle des paramètres des lentilles lors de la fabrication a été obtenu en fixant expérimentalement le nombre de décharges électriques appliquées sur la pointe en fonction de la distance entre la fibre et les électrodes du DFMSTM. Les résultats obtenus montrent une dépendance linéaire du rayon de courbure et de la divergence des lentilles en fonction de la distance de fabrication. La gamme de demi-divergences accessibles est comprise entre 11° et 20° ce qui correspond à un rayon de courbure compris entre $14\text{ }\mu\text{m}$ et $6\text{ }\mu\text{m}$.

Nous avons ensuite effectué le couplage entre un amplificateur optique à faces inclinées et les lentilles fibrées. Les résultats ont été concluants car l'efficacité du couplage était supérieure à 70 %. Ce résultat a été obtenu avec un alignement fait seulement selon les trois axes de translation. Le banc de fabrication et de caractérisation

mis en place permettront à un utilisateur futur d'obtenir des microlentilles de qualité selon le couplage qu'il doit effectuer dans la gamme de divergence accessible.

Abstract

The goal of this project was to build a set up to fabricate and characterize micro lenses, permitting the systematic control of the required lens parameters in a repeatable fashion for efficient coupling to a variety of devices such as semiconductor optical amplifiers. Several techniques are employed to fabricate micro-lenses: etch and melt processes, polishing, and CO₂ laser micro machining. In this work, we used the following two-step procedure yielding the production of hemispherical lenses: etching and melting. The optical fibers used were single mode fibers at 1550 nm.

In the first step, the fiber diameter is decreased by etching, until a repeatable pre-shaped end is obtained. Two etching methods have been tested. The first was the Turner method which consists of inserting a fiber without polymer coating into a hydrofluoric acid solution for 40min at a temperature of 40°C. Several etched fibers showed an angular variation of 10° and an overall poor lens quality. With the used experimental conditions, we therefore concluded that this technique was not adequate for our purposes. The second method we used is “Tube” etching, which was originally developed to fabricate tapers for near-field optical microscopy. This procedure is similar to the Turner method, except that the polymer coating is not removed, thus protecting the fiber during the etching process. We adapted the above technique to prepare the tip

for lens fabrication. The obtained tips presented good repeatability, showing a mean value of 25.8° and with a standard-deviation of 1.1° .

The second step consisted of applying plasma arc discharges to the taper end to melt it, yielding the formation of the lens shape. We have used the « Digital Fiber Micro-lens shaper » (DFMSTM). The lens characterization was made by determining the lens radius from the images obtained at the optical microscope. Using a beam analyzer, the field profiles in the far-field region and its divergence have been measured as well. The curvature radius of the lenses has been controlled during the lens fabrication, by imposing a fixed number of discharges applied on the tip as a function of the distance between the fiber and the electrodes. The obtained results show that both the curvature radius and the divergence vary linearly with the distance from the discharge. The available semi-divergence angle ranges from 11° to 20° , which corresponds to a radius of curvature between $14\text{ }\mu\text{m}$ and $6\text{ }\mu\text{m}$.

Next, the coupling between the lensed fibers and an angled facet semiconductor optical amplifier were performed. Even though the coupling was performed using only three-axis adjustment, the results consistently demonstrated a coupling efficiency higher than 70 %. Therefore, the experimental setup we built for fiber lens fabrication and characterization, shall be used to produce high quality micro lenses for a given coupling, within the range of the aforementioned divergence values.

Table des matières

Dédicace	iv
Remerciements	v
Résumé	vi
Abstract	ix
Table des matières	xi
Liste des tableaux	xiv
Liste des figures	xv
Liste des annexes	xviii
Introduction	1
CHAPITRE 1 Aspects théoriques des microlentilles fibrées	4
1.1 Caractéristiques d'un faisceau gaussien	5
1.1.1 Définition et propagation d'un faisceau gaussien dans l'air	5
1.1.2 Fibre optique unimodale.....	9
1.2 Transformation d'un faisceau gaussien par une lentille hémisphérique	11

1.3 Etude du couplage entre une diode laser et une fibre.....	17
--	-----------

1.4 Conclusion	25
-----------------------------	-----------

CHAPITRE 2 Fabrication des pointes effilées par gravure

chimique	27
-----------------------	-----------

2.1 Gravure chimique : méthode « Turner »	28
--	-----------

2.1.1 Expérience.....	29
-----------------------	----

2.1.2 Caractérisation	31
-----------------------------	----

2.2 Gravure chimique : méthode « Tube ».....	36
---	-----------

2.2.1 Expérience.....	37
-----------------------	----

2.2.2 Caractérisation	40
-----------------------------	----

2.3 Profil du mode fondamental des fibres effilées	43
---	-----------

2.4 Conclusion	50
-----------------------------	-----------

CHAPITRE 3 Fabrication des microlentilles par décharges

électriques	52
--------------------------	-----------

3.1 Procédure de fabrication des lentilles.....	53
--	-----------

3.2 Caractérisation des microlentilles.....	62
--	-----------

3.2.1 Rayon de courbure de la lentille.....	62
---	----

3.2.2 Divergence des lentilles	66
--------------------------------------	----

3.3 Conclusion	75
-----------------------------	-----------

CHAPITRE 4 Couplage	77
4.1 Caractéristiques de l'amplificateur optique	78
4.2 Expérience	83
4.3 Conclusion	85
Conclusion	87
Références	90
Annexes	96

Liste des tableaux

Tableau 1-1 : Caractéristiques de la fibre SMF28 TM à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ et à 20 °C.	9
Tableau B-1 : Incertitude sur la mesure du rayon d'un faisceau de 22° de divergence.	102

Liste des figures

Figure 1-1 : Profil transverse de l'intensité d'un faisceau gaussien.....	6
Figure 1-3 : Variation du rayon $W(z)$ du faisceau gaussien en fonction de la distance z ...	9
Figure 1-4 : Propagation d'un faisceau gaussien dans un système optique.	11
Figure 1-5 : Propagation du faisceau issu de la fibre à travers une lentille hémisphérique.	13
Figure 1-6 : Variation de la position du waist en fonction du rayon de courbure.....	14
Figure 1-7 : Variation de la dimension du waist en fonction du rayon de courbure de la lentille.	15
Figure 1-8 : Variation de l'angle de demi-divergence θ en fonction du rayon de courbure R_L de la lentille.....	16
Figure 1-9 : Système optique représentant le couplage entre les modes d'un laser et d'une fibre avec une lentille hémisphérique.	19
Figure 1-10 : Variation du facteur de couplage en fonction du rayon de courbure de la lentille.	23
Figure 1-11 : Variation du facteur de couplage en fonction du rayon de courbure de la lentille pour différents faisceaux lasers circulaires.....	24
Figure 1-12 : Variation du facteur de couplage en fonction du rayon de courbure de la lentille pour différents faisceaux lasers elliptiques.....	25

Figure 2-1 : Différentes étapes de la gravure « Turner ».	29
Figure 2-2 : Photographies de pointes obtenues par la méthode de Turner.	32
Figure 2-3 : Détermination de l'angle de la pointe effilée par traitement d'image.	34
Figure 2-4 : Angles des pointes fabriquées par la méthode de « Turner ».	35
Figure 2-5 : Processus de gravure par la méthode dite « Tube ».	38
Figure 2-6 : Evolution de la géométrie de la pointe en fonction du temps de gravure.	39
Figure 2-7 : Image d'une fibre effilée par la méthode « Tube ».	41
Figure 2-8 : Nombre de fibres obtenues avec la méthode « Tube » en fonction de l'angle de la pointe.	42
Figure 2-9 : Evaluation du critère d'adiabaticité pour la fibre effilée.	46
Figure 2-10 : Taille du faisceau à $1/e^2$ de la distribution de l'intensité en fonction du rayon de la gaine.	48
Figure 2-11 : Fraction de puissance normalisée du mode fondamental LP_{01} .	49
Figure 3-1 : Dessin schématique du DFMS TM .	54
Figure 3-2 : Schéma simplifié du fonctionnement de l'analyseur de faisceau.	56
Figure 3-3 : Image prise par la caméra du DFMS TM lors du positionnement de la fibre à la distance d des électrodes.	58
Figure 3-4 : Profils radiaux selon x et y mesurés par l'analyseur à la longueur d'onde 1550 nm.	59
Figure 3-5 : Nombre de décharges appliquées en fonction de la distance entre la fibre et les électrodes.	60
Figure 3-6 : Type de profils radiaux obtenus selon la qualité de la lentille.	61

Figure 3-7 : Images de lentilles prises au microscope avec un grossissement $\times 100$	63
Figure 3-8 : Rayons de courbure des lentilles fabriquées en fonction de la distance de fabrication.....	65
Figure 3-9 : Graphique des rayons, W , mesurés expérimentalement en fonction de la distance relative de la fibre.....	68
Figure 3-10 : Demi-divergences, $\theta_{1/e2}$, mesurées expérimentalement en fonction de la distance de séparation de fabrication.....	69
Figure 3-11 : Profils radiaux normalisés de l'intensité pour des faisceaux diaphragmés.	72
Figure 3-12 : demi-divergences définies à $1/e^2$ et à mi-hauteur en fonction du rayon de la lentille.	73
Figure 4-1 : Structure de l'amplificateur.....	78
Figure 4-2 : Profils de l'intensité de l'amplificateur selon le plan perpendiculaire et le plan parallèle à la jonction.....	80
Figure 4-3 : Tracé des profils de l'amplificateur, mesurés selon les plans x (i) et y (ii), et des distributions gaussiennes associées.....	81
Figure 4-4 : Facteur de couplage théorique en fonction du rayon de la lentille.....	82
Figure 4-5 : Montage expérimental de la mesure du couplage entre une fibre et l'amplificateur.....	83
Figure 4-6 : Facteur de couplage en fonction des rayons des lentilles.....	84
Figure B-1 : schéma d'un faisceau arrivant perpendiculairement sur la face de l'analyseur.....	100

Liste des annexes

Annexe A Calcul des profils radiaux des modes scalaires LP_{01} et LP_{02} locaux et des constantes de propagation dans un guide effilé.	96
Annexe B Calcul de l'incertitude sur la mesure du profil radial du faisceau par l'analyseur de faisceau.....	99

Introduction

L'efficacité de couplage d'une fibre optique est souvent un paramètre critique dans la fabrication de dispositifs optiques. Les faisceaux générés par des lasers à semi-conducteurs sont généralement plus divergents que ceux d'une fibre. De ce fait, le mauvais recouvrement de leurs faisceaux diminue considérablement l'efficacité de couplage. Pour améliorer le couplage entre un laser et une fibre, des systèmes optiques tels que des macro ou des microlentilles sont largement utilisés pour modifier les caractéristiques de l'un des deux faisceaux. Dans le but d'obtenir des dispositifs compacts, les microlentilles sont généralement fabriquées directement au bout de la fibre.

Différentes techniques ont été développées depuis les années 1980 pour fabriquer des microlentilles fibrées. Le polissage de la fibre permet d'obtenir des microlentilles qui transforment un faisceau circulaire en faisceau elliptique.¹ L'utilisation du laser CO₂ permet de façonner des lentilles hémisphériques ou hyperboliques.² Une autre technique

consiste à chauffer l'extrémité de la fibre par des décharges électriques, transformant ainsi cette zone en lentilles hémisphériques. Cette dernière méthode implique l'effilage de la fibre pour pouvoir créer des lentilles de rayons inférieurs au rayon initial de la fibre. L'effilage est effectué soit par étirage soit par gravure chimique.^{3,4}

L'objectif de notre projet a été de mettre en place un banc de fabrication et de caractérisation qui permet d'obtenir de manière reproductible une gamme de lentilles de divergences à définir. Ainsi, selon les caractéristiques du faisceau laser à coupler, on pourra fabriquer une lentille optimisée pour le laser en suivant la procédure de fabrication développée. Ce travail a fait l'objet de deux présentations, une à la conférence annuelle de l'Institut Canadien de l'Innovation Photonique en mai 2005⁵ et l'autre à Photonics North en septembre 2005⁶. Nous avons utilisé pour cela, la méthode d'effilage par gravure chimique et de chauffage par décharges électriques pour fabriquer les lentilles hémisphériques. Nous allons présenter la procédure faite pour optimiser la fabrication et pour rendre le processus reproductible.

Dans le premier chapitre, un rappel des bases théoriques va être exposé afin de comprendre le comportement de ce type de lentilles en fonction de ses dimensions. Les approximations faites vont être spécifiées pour pouvoir tout au long du mémoire, adapter plus précisément la théorie aux lentilles fabriquées. Le deuxième chapitre est consacré à la première partie de la fabrication des microlentilles qui consiste à effiler la fibre pour diminuer son diamètre. Cette étape est très importante car la reproductibilité des lentilles dépend de celle de la pointe. Une attention particulière sera donc portée aux choix de la méthode afin que les pointes obtenues soient de même dimensions et ne présentent pas

de défaut. Dans le chapitre suivant, l'étape finale de fabrication sera décrite ainsi que le procédé développé pour obtenir des lentilles de dimensions contrôlables. Les méthodes de caractérisation des lentilles vont être exposées et les résultats seront comparés avec la théorie. Dans le dernier chapitre, nous utiliserons les lentilles fabriquées pour mesurer leur performance lors du couplage avec un amplificateur optique. L'étude théorique du couplage va aussi être développée afin de pouvoir comparer la théorie avec l'expérience et définir notre capacité à prévoir la lentille optimale pour un couplage donné.

CHAPITRE 1 Aspects théoriques des microlentilles fibrées

Dans ce premier chapitre, nous allons rappeler les principes de base de la théorie utilisée tout au long ce projet. Il est important de définir les notations et les approximations faites pour les calculs théoriques car étant donné les dimensions des lentilles qui peuvent atteindre quasiment le même ordre de grandeur que la longueur d'onde utilisée, $1.55 \mu\text{m}$, les limites théoriques associées sont rapidement atteintes. Une des hypothèses la plus importante est de considérer les faisceaux comme gaussiens.

Nous allons donc, dans un premier temps, énoncer les caractéristiques de ce type de faisceau. Ensuite, nous donnerons les équations qui régissent la propagation des faisceaux gaussiens à travers une lentille hémisphérique afin de déterminer les paramètres expérimentaux qui permettent de caractériser une microlentille. La dernière partie de ce chapitre sera consacrée à la définition et au comportement du couplage entre une fibre dont le bout est une lentille hémisphérique et un laser.

1.1 Caractéristiques d'un faisceau gaussien

L'approximation des faisceaux gaussiens pour décrire le mode fondamental des lasers est largement utilisée. Elle donne une description correcte de la propagation du faisceau réel dans l'air et de son comportement à travers des systèmes optiques tels que les lentilles. Un rappel des caractéristiques d'un tel faisceau et sa transposition dans le cas des fibres optiques unimodales vont être énoncés dans cette partie.

1.1.1 Définition et propagation d'un faisceau gaussien dans l'air⁷

La distribution du champ du mode fondamental des lasers dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation ne peut pas être considérée uniforme comme dans le cas d'une onde plane ou sphérique. Elle est caractérisée en première approximation par une distribution gaussienne de la forme :

$$E(M, t) = E_0 \cdot e^{ik \left(\frac{r^2}{2q(z)} \right)} e^{i(kz - \omega t)}, \quad (1-1)$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est la constante de propagation, λ est la longueur d'onde du milieu, $q(z)$ est le rayon de courbure complexe et $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ est la distance à l'axe d'un point M dans le plan perpendiculaire à l'axe de propagation z.

Le rayon de courbure complexe $q(z)$ décrit la variation gaussienne de la distribution transverse du champ en fonction de la distance r à l'axe optique z . Deux paramètres sont reliés à $q(z)$, $R(z)$ qui est le rayon de courbure du front d'onde et $W(z)$ qui caractérise la variation transverse de l'amplitude du champ. $W(z)$ est défini comme étant le rayon de la distribution de l'intensité lorsque l'intensité maximale au centre est divisée par $1/e^2$ (ou $1/e$ si on considère la distribution du champ). Il est nommé « rayon du faisceau ». Une autre définition est la largeur à mi-hauteur $2*W_{1/2}(z)$ de la distribution d'intensité. Etant donné que le profil est gaussien alors $W_{1/2}(z) = W(z).ln(0.5)/2$. La notation $W_{1/2}$ pour définir la demi-largeur à mi-hauteur sera conservée tout au long du mémoire. Ces valeurs sont illustrées et indiquées dans la figure 1-1.

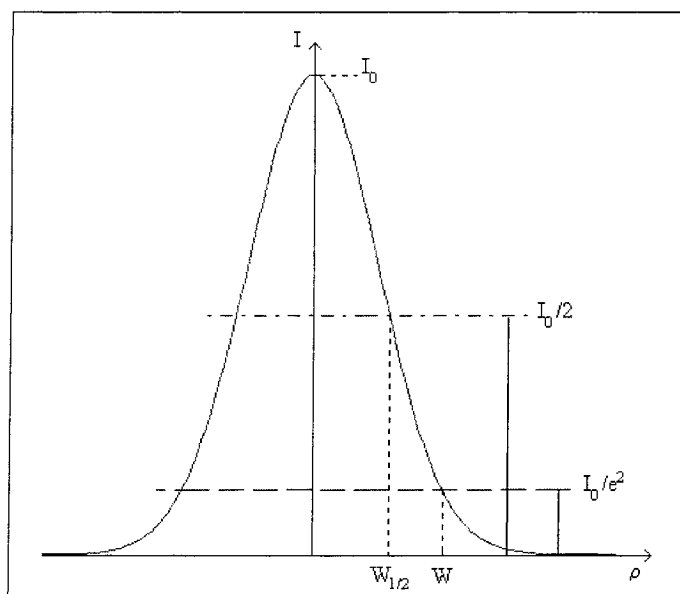


Figure 1-1 : Profil transverse de l'intensité d'un faisceau gaussien.

Définition du rayon de la largeur à mi-hauteur $W_{1/2}$ et de celui à $1/e^2$, W .

L'expression de $q(z)$ est la suivante :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} + i \frac{\lambda}{\pi \cdot W^2(z)}, \quad (1-2)$$

où $R(z)$ est le rayon de courbure, $W(z)$ est le rayon du faisceau et λ est la longueur d'onde dans le milieu d'indice n .

Lors de la propagation du faisceau dans l'air, la largeur du profil transverse est modifiée. En $z = 0$ on définit W_0 le rayon minimal du faisceau qui correspond à la contraction maximale de l'onde où le front d'onde est plan ($R(0) \rightarrow \infty$) ; W_0 est appelé « waist ». Donc en $z = 0$, le rayon de courbure complexe est un imaginaire pur,

$$\frac{1}{q(0)} = i \frac{\lambda}{\pi W_0^2}. \quad (1-3)$$

Après une translation de $z = 0$ à z , le rayon de courbure complexe s'écrit :

$$q(z) = q(0) + z. \quad (1-4)$$

A l'aide des équations 1-2, 1-3 et 1-4 et en séparant la partie réelle et celle imaginaire, on obtient les formules de $R(z)$ et $W(z)$ qui permettent de décrire le comportement du faisceau gaussien en fonction de z ,

$$\begin{aligned}
 R(z) &= z \left(1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right) \\
 W(z)^2 &= W_0^2 \left(1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right)
 \end{aligned}
 \tag{1-5}$$

où l'on pose $z_R = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}$, distance de Rayleigh qui est égale à l'inverse de la partie imaginaire du rayon de courbure en $z = 0$.

Il est important de nommer trois domaines caractéristiques d'un tel faisceau qui sont définis par les relations 1-5 :

- Pour $|z| \leq z_R$, on est en champ proche. Lorsque $z \ll z_R$, $R(z)$ tend vers l'infini et $W(z) = W_0$; le comportement du faisceau est caractéristique d'une onde plane.
- Pour $|z| > z_R$, on est en champ intermédiaire, $W(z)$ et $R(z)$ suivent les équations 1-5.
- Pour $|z| \gg z_R$, on est en champ lointain, W tend vers $W_0 z/z_R$ et $R \approx z$, le faisceau correspond à une onde sphérique limitée transversalement dont le front d'onde a le centre de courbure à $z = 0$.

En champ lointain, comme la variation de $W(z)$ est de forme hyperbolique, on définit la demi-divergence θ du faisceau qui correspond à l'angle des asymptotes avec l'axe Oz,

$$\tan(\theta) = \frac{W(z)}{z} \approx \frac{W_0}{z_R} .
 \tag{1-6}$$

Plus le waist du faisceau sera petit, plus le faisceau sera divergent. La description des paramètres énoncés ci-dessus est représentée sur la figure 1-2.

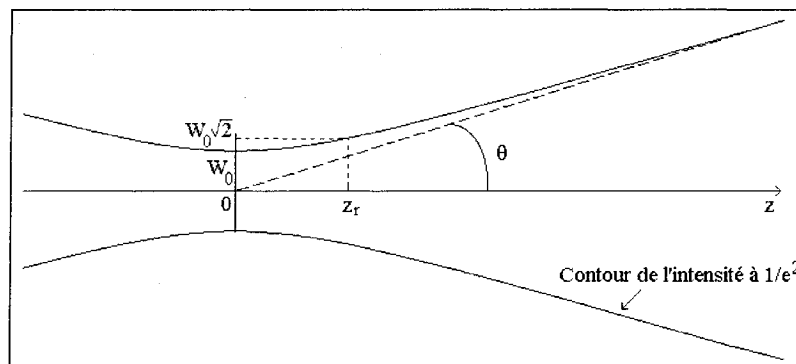


Figure 1-2 : Variation du rayon $W(z)$ du faisceau gaussien en fonction de la distance z . W_0 est le waist du faisceau, z_R est la distance de Rayleigh et θ est la demi-divergence du faisceau.

1.1.2 Fibre optique unimodale⁸

Les fibres utilisées pour la fabrication des microlentilles sont des fibres unimodales SMF28TM de l'entreprise Corning. Ces fibres sont à trois couches à saut d'indice dont l'air constitue la troisième couche.

Tableau 1-1 : Caractéristiques⁹ de la fibre SMF28TM à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ et à 20°C .

Couches	indices des couches	rayons (μm)
1 : cœur	$n_c = n_g + 0.0045$	4.5
2 : gaine	$n_g = 1.444418$	62.5
3 : air	$n_{\text{air}} = 1.000273$	infini

Cette fibre étant revêtue d'une gaine protectrice, elle est considérée comme une fibre à deux couches à gaine de dimension infini. Dans ce cas, un des paramètres important pour la description est la fréquence normalisée V :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda_0} a \sqrt{n_c^2 - n_g^2}, \quad (1-7)$$

où n_c et n_g sont les indices du cœur et de la gaine, λ_0 est la longueur d'onde dans le vide et a est le rayon du coeur.

La distribution du champ du mode fondamental HE_{11} de ces fibres monomodes peut être estimée par une distribution gaussienne. Le rayon du faisceau W_{OF} de la distribution du champ à 1/e donnée par la relation de Marcuse⁹ en guidage faible ($n_c \approx n_g$) est

$$\frac{W_{OF}}{a} \approx \left(0,65 + \frac{1,619}{V^{1,5}} + \frac{2,879}{V^6} \right) \text{ pour } 0,8 \leq V \leq 2,5 \quad (1-8)$$

où a est le rayon du cœur de la fibre et V la fréquence normalisée.

Ainsi pour les caractéristiques données au tableau 1-1, la fréquence normalisée est $V = 2,08$ et le rayon du mode fondamental est $W = 5,51 \mu\text{m}$. Ces valeurs seront utilisées par la suite pour définir le rayon du faisceau au bout de la fibre, à l'entrée de la lentille.

1.2 Transformation d'un faisceau gaussien par une lentille hémisphérique

On ne peut plus appliquer l'optique géométrique pour les faisceaux gaussiens. En revanche, l'approximation paraxiale est toujours valide. Il y a deux propriétés fondamentales qui régissent les faisceaux gaussiens. La première est : « un faisceau gaussien reste gaussien quand il se propage dans un système optique non diaphragmé ». La deuxième propriété est que, lorsque l'onde se propage dans un système optique non diaphragmé, l'évolution du rayon de courbure complexe peut être décrite par les relations de l'optique matricielle (« règle ABCD »), figure 1-3.⁷

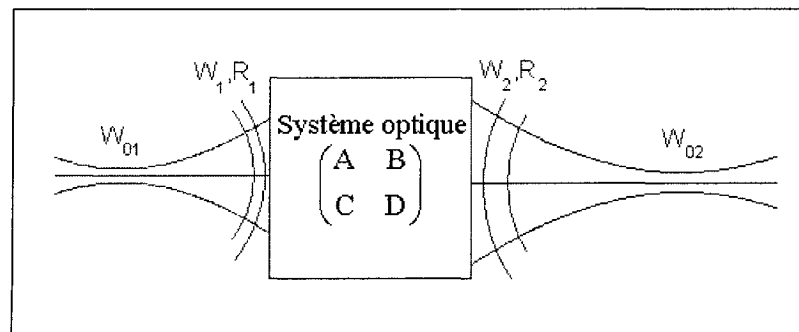


Figure 1-3 : Propagation d'un faisceau gaussien dans un système optique.

W_a , R_a , W_{0a} sont respectivement le rayon, le rayon de courbure et le waist du faisceau incident, $a = 1$, et du faisceau émergent, $a = 2$.

Les rayons de courbure complexe incidents et émergents sont reliés par la relation suivante :

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}, \quad (1-9)$$

A, B, C, D sont les coefficients de la matrice représentant le système optique et q_1, q_2 sont les rayons de courbure complexe respectivement du faisceau incident et émergent.

Pour un système optique constitué de plusieurs éléments, la matrice de transfert M_T est le produit des matrices de chacun des éléments,

$$M_T = M_n M_{n-1} \dots M_2 M_1. \quad (1-10)$$

Pour les lentilles hémisphériques fibrées étudiées dans le cadre de ce projet, on schématise la lentille par un milieu d'indice n_L égal à l'indice du cœur de la fibre puis d'un dioptre sphérique situé au bout de la fibre, figure 1-4. Soit P_1 le plan incident représentant le bout de la fibre, le faisceau correspond au mode fondamental HE_{11} avec un rayon W_{OF} calculé au paragraphe 1-2. Dans le plan P_2 , le faisceau s'est propagé d'une distance d_1 et a traversé la surface sphérique de rayon de courbure R_L . Le dioptre sphérique a pour effet de modifier le rayon de courbure mais pas le diamètre du faisceau. Le plan P_3 correspond à la position du waist W_{02} du faisceau émergent à la distance d_2 de la lentille.

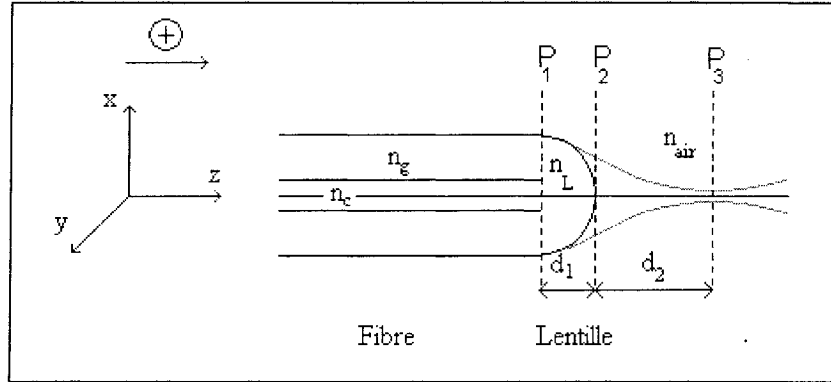


Figure 1-4 : Propagation du faisceau issu de la fibre à travers une lentille hémisphérique.

Les matrices représentant le système optique sont les suivantes :

$$M_1 = \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{Matrice de translation du plan } P_1 \text{ à } P_2, \quad (1-11)$$

$$M_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_{air} - n_L}{n_{air} R_L} & \frac{n_L}{n_{air}} \end{pmatrix} \quad \text{Matrice de passage du dioptré sphérique,} \quad (1-12)$$

$$M_3 = \begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{Matrice de translation du plan } P_2 \text{ à } P_3. \quad (1-13)$$

On obtient la matrice de transfert $M = M_3 M_2 M_1$. Par la résolution de cette matrice et en remplaçant les coefficients de la matrice dans l'équation 1-9, on obtient W_{02} et d_2 d'après les relations 1-5. Pour effectuer ces calculs, on impose comme hypothèse que le rayon de courbure de la lentille est égal à la distance d_1 . Les courbes représentant la variation de W_{02} et d_2 en fonction du rayon de courbure de la lentille ont été tracées ci-dessous afin de comprendre le comportement de ces microlentilles. La position de l'image par rapport au sommet du dioptré, d_{2G} , et la focale image, f_i , calculées d'après la

théorie de l'optique géométrique, ont aussi été tracées. La position d_{2G} est négative car pour une lentille concave convergente, où l'objet est placé entre le plan focal objet et le sommet du dioptré, S, l'image est virtuelle. En revanche la distance d_2 entre S et le waist émergent est positive, figure 1-5. Cette différence provient, comme il en a été fait mention au début du paragraphe, du fait que la théorie des rayons n'est plus valide pour un faisceau gaussien.

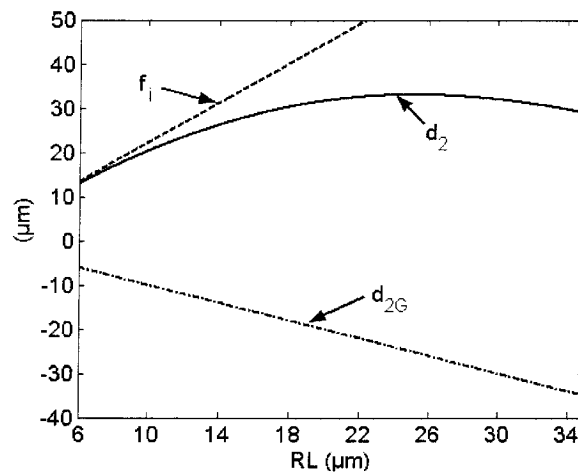


Figure 1-5 : Variation de la position du waist en fonction du rayon de courbure.

La courbe en traits pleins est la position du waist, d_2 , f_i (traits --) et d_{2G} (traits .-) sont respectivement la distance focale image et la position de l'image par rapport au sommet du dioptré calculées d'après la théorie de l'optique géométrique.

Le changement de pente dans la variation de d_2 selon R_L se produit quand la distance de Rayleigh est environ égale à la distance focale objet, f_o , de l'optique géométrique. Même si l'on ne peut pas étudier la propagation de faisceaux gaussiens par l'optique géométrique, cette théorie permet d'avoir un aperçu du comportement d'un

faisceau gaussien se propageant à travers un système optique. Si $z_r \ll f_o$ les waist incidents et émergents sont reliés approximativement comme s'ils étaient situés au plan objet et image de l'optique géométrique. Si $z_r > f_o$, on peut considérer l'onde incidente comme plane et dans ce cas d_2 est quasiment égale à la focale image, f_i .¹⁰ Dans le cas des microlentilles étudiées, lorsque le rayon de courbure est inférieur à 20 μm , l'onde incidente peut être considérée comme quasi plane ; plus le rayon de courbure diminuera plus cette approximation sera valide, figure 1-5.

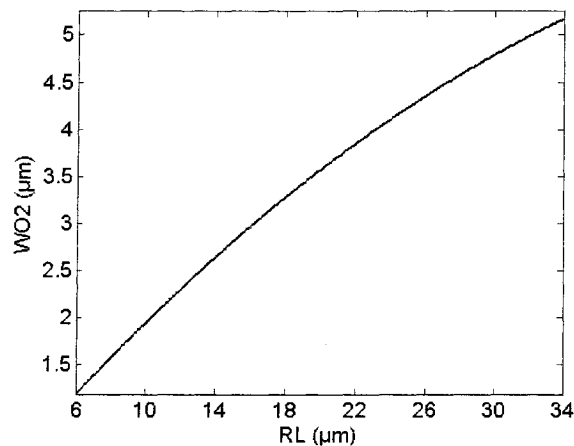


Figure 1-6 : Variation de la dimension du waist en fonction du rayon de courbure de la lentille.

Le graphe 1-6 illustre la variation de la dimension du waist en fonction du rayon de courbure. Plus le rayon de courbure diminue plus le faisceau émergent sera focalisé.

Du calcul de W_{02} , nous pouvons obtenir la divergence du faisceau en champ lointain. L'objectif de la fabrication de ces lentilles étant de modifier le faisceau à la sortie de la fibre afin de coupler le mode de la fibre avec celui d'un laser, la divergence

du faisceau émergent est un paramètre très important. Ainsi lors de la caractérisation, on le mesurera afin de déterminer l'impact de la lentille sur le faisceau de la fibre. Cette mesure et les équations établies ci-dessus nous permettront de déterminer la dimension du waist et sa position par rapport à la lentille. Le graphe 1-7 montre la variation de la divergence du faisceau émergent en fonction du rayon de courbure de la lentille.

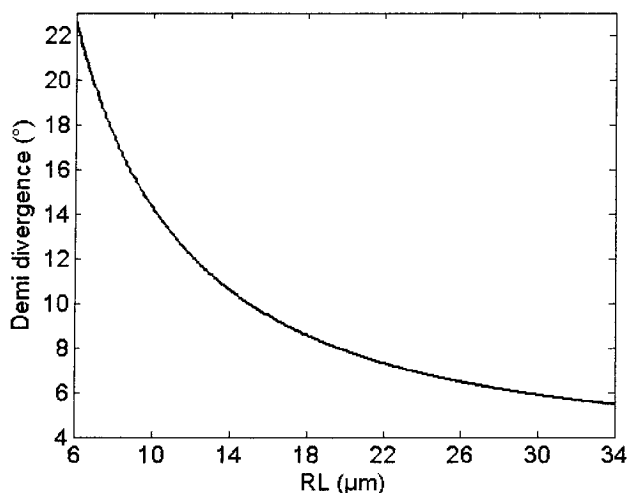


Figure 1-7 : Variation de l'angle de demi-divergence θ en fonction du rayon de courbure R_L de la lentille.

On observe une diminution de la divergence lorsque le rayon de courbure augmente et, pour R_L grand, la lentille est équivalente à un collimateur. D'après les caractéristiques de la fibre (tableau 1-1) et la définition de la divergence (équation 1-6), sa demi-divergence originelle est d'environ 6.2° ; donc pour une lentille dont R_L est inférieur à $25 \mu\text{m}$ la divergence du faisceau émergent sera supérieure à celle de la fibre. Ces lentilles étant principalement utilisées pour coupler dans la fibre le faisceau d'un

laser ou d'un composant optique dont la divergence est supérieure à celle de la fibre, il sera donc nécessaire que leur rayon de courbure soit inférieur à $25\text{ }\mu\text{m}$ afin d'augmenter la divergence de la fibre. De plus les lentilles sont fabriquées par chauffage à l'aide d'une décharge électrique, dès lors leur diamètre ne peut pas être inférieur au diamètre initial de la fibre. Pour obtenir des rayons de courbures inférieurs au rayon originel de la fibre, $r_g = 62.5\text{ }\mu\text{m}$, il est nécessaire d'effiler les fibres.

1.3 Etude du couplage entre une diode laser et une fibre

Nous allons maintenant étudier le couplage entre un laser et une telle fibre composée en son bout d'une lentille hémisphérique. La puissance effective couplée entre ces deux composants est d'un grand intérêt dans de nombreuses applications. Le rayon du mode de la fibre d'environ $5.51\text{ }\mu\text{m}$ à la longueur d'onde $1.55\text{ }\mu\text{m}$, est beaucoup plus grand que celui d'une diode laser usuelle qui peut être de $1\text{ }\mu\text{m}$ environ. Les pertes de couplages sont dues principalement au mauvais recouvrement de leurs faisceaux respectifs. Pour une simple fibre clivée, le facteur de couplage atteint est généralement de l'ordre de 10 dB. La divergence de la lentille au bout de la fibre est donc un paramètre crucial pour optimiser le couplage. Il est donc nécessaire à partir de la divergence d'un laser étudié de connaître le rayon de courbure de la lentille qui permettra un couplage optimum. Pour cela, nous allons détailler la théorie du facteur de

couplage afin d'obtenir la divergence de la lentille souhaitée pour une divergence donnée du laser.

Le facteur de couplage dépend du facteur de recouvrement qui est donné par l'intégrale de recouvrement des distributions du champ de la fibre et du laser dans un plan de référence. On pose $\Psi_{fibre}(x,y)$ la distribution du champ de la fibre et $\Psi_{laser}(x,y)$ la distribution du laser dans le plan de référence P_{ref} correspondant au bout de la fibre avant la lentille. Le faisceau du laser considéré sera donc celui obtenu après la propagation jusqu'à la lentille et après le passage de la lentille. Le facteur de recouvrement s'écrit¹¹ :

$$\eta_0 = \frac{\left| \iint \Psi_{laser}(x,y) \cdot \Psi_{fibre}^*(x,y) dx dy \right|^2}{\iint |\Psi_{fibre}(x,y)|^2 dx dy \cdot \iint |\Psi_{laser}(x,y)|^2 dx dy}, \quad (1-14)$$

Les modes du laser et de la fibre sont considérés gaussiens comme il en a été spécifié dans le paragraphe 1-1. La distribution transverse du champ de la fibre dans le plan P_{ref} , figure 1-8, s'écrit :

$$\Psi_{fibre}(x,y) = A_f e^{\left(-\frac{(x^2+y^2)}{W_{FO}^2} \right)}, \quad (1-15)$$

où W_{OF} est la taille du faisceau de la fibre.

Le faisceau d'un laser à semi-conducteur est souvent elliptique car ses dimensions dépendent de celles de la surface émettrice. La distribution transverse du champ du laser dans le plan P_{ref} , après la propagation dans la lentille, s'écrit donc :

$$\Psi_{laser} = A_L \cdot e^{-\left(\frac{x^2}{W_{Lx}^2} + \frac{y^2}{W_{Ly}^2}\right)} \cdot e^{j \frac{k_L}{2} \left(\frac{x^2}{R_{Lx}} + \frac{y^2}{R_{Ly}}\right)}, \quad (1-16)$$

où W_{Li} est le rayon du faisceau du laser après la lentille selon i , R_{Li} est le rayon de courbure du faisceau du laser après la lentille selon i et k_L est la constante de propagation du laser dans le milieu d'indice n .

Les calculs de W_{Li} et R_{Li} reviennent à un calcul matriciel après un passage dans un système optique comme énoncé dans le paragraphe 1-2 à partir de la position du waist W_{OL} correspondant à la face émettrice de diode laser. Le système optique considéré est représenté sur la figure 1-8.

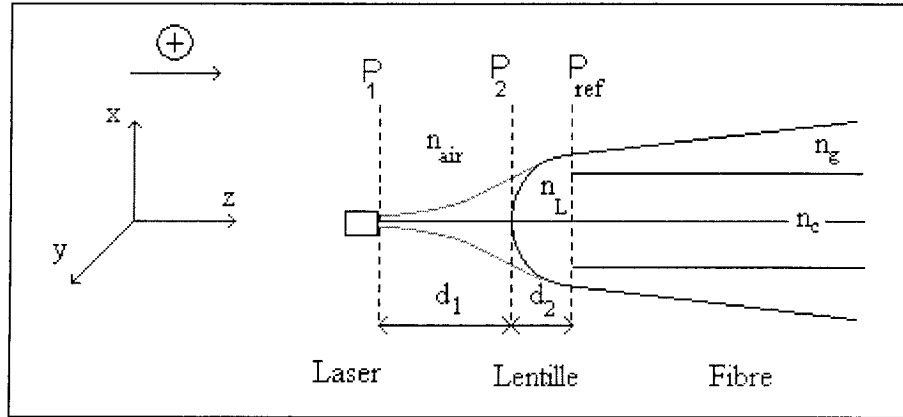


Figure 1-8 : Système optique représentant le couplage entre les modes d'un laser et d'une fibre avec une lentille hémisphérique. Le laser est positionné au plan P_1 . Le faisceau laser se propage dans l'air jusqu'au plan P_2 puis après le passage de la lentille, arrive au plan de référence P_{ref} .

Le système optique est schématisé par une translation dans l'air entre les plans P_1 et P_2 puis du dioptre sphérique au plan P_2 et ensuite par une autre translation dans le milieu d'indice n_L entre le plan P_2 et le plan P_{ref} . Les matrices de translation sont données par les équations 1-11 et 1-13. En revanche comme le sens de propagation est inversé, la matrice associée au dioptre, équation 1-12, est modifiée et devient :

$$M_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_{air} - n_L}{n_L R_L} & \frac{n_{air}}{n_L} \end{pmatrix}, \quad (1-17)$$

où R_L est le rayon de courbure de la lentille et n_L est l'indice de la lentille.

On procède de la même manière que dans la section 1-2 pour calculer W_{Li} et R_{Li} , $i = x, y$. En résolvant la matrice de transfert et en remplaçant les coefficients de la matrice dans l'équation 1-9, on obtient W_{Li} et R_{Li} d'après les relations 1-5. L'hypothèse que la distance d_2 est égale au rayon de courbure de la lentille R_L est toujours considérée. Le facteur de recouvrement obtenu est :

$$\eta_0 = \frac{4 \cdot W_{Lx} W_{Ly} W_{OF}^2}{\left[\left(W_{OF}^2 + W_{Lx}^2 \right)^2 + \frac{\left(k W_{OF}^2 W_{Lx}^2 \right)^2}{4 R_{Lx}^2} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \left[\left(W_{OF}^2 + W_{Ly}^2 \right)^2 + \frac{\left(k W_{OF}^2 W_{Ly}^2 \right)^2}{4 R_{Ly}^2} \right]^{\frac{1}{2}}} \cdot (1-18)$$

W_{Li} et R_{Li} , $i = x, y$, dépendent du rayon de courbure de la lentille et de la distance d_l entre le laser et la fibre. Le couplage optimum pour un rayon de courbure fixé, est

obtenu lorsqu'il y a recouvrement maximal des deux faisceaux pour une distance d_l optimisée à cette fin.

Il est important aussi de tenir compte dans le calcul du couplage des dimensions de la lentille.¹² Les performances sont limitées du fait que seulement une partie du faisceau laser est collectée par la lentille. On calcule à cette fin le facteur de transmission de la lentille, T , qui tient compte des réflexions de Fresnel à la surface de la lentille et de sa taille, R_L .

$$T = \frac{\int_0^{\rho_L} |\Psi_l|^2 \rho d\rho}{\int_0^{\infty} |\Psi|^2 \rho d\rho}, \quad (1-19)$$

où t est le facteur de transmission en amplitude, Ψ est le profil transverse du champ incident et ρ_L est le rayon limite de la lentille. Comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe 1-2, le mode fondamental de la fibre peut être considéré comme une onde quasi plane si le rayon de courbure de la lentille est inférieur ou égal à 20 μm . Pour faciliter le calcul de T ¹³, le sens de propagation peut être inversé afin d'avoir une onde incidente plane. Le profil transverse du champ incident devient celui de la fibre et le calcul du facteur de transmission en amplitude, t , peut être effectué pour une onde incidente normale à la lentille. Dans ce cas, t est réduit à :

$$t = \frac{4\sqrt{n_{air} \cdot n_L}}{n_{air} + n_L}, \quad (1-20)$$

Le rayon limite, ρ_L est défini par l'angle d'incidence de l'onde. Etant donné que l'indice du milieu incident, n_L , est supérieur à celui du milieu émergent, n_{air} , l'angle d'incidence doit être inférieur à un angle limite θ_l afin qu'il y ait transmission,

$$\sin(\theta_l) = \frac{n_{air}}{n_L}, \quad (1-21)$$

et

$$\rho_L = \frac{n_{air}}{n_L} R_L. \quad (1-22)$$

Par le calcul des facteurs de transmission et de recouvrement, on obtient le facteur de couplage d'après la relation suivante :

$$\eta = \eta_0 \cdot T, \quad (1-23)$$

Pour un rayon donné du faisceau incident, on a représenté les performances de couplage de la lentille en fonction de son rayon de courbure, figure 1-9. On observe que le facteur de couplage maximal ne se produit pas lorsque la lentille transforme le faisceau incident du laser en un faisceau identique à celui de la fibre. Ceci est dû aux faibles dimensions de ce type de lentille. Le facteur de transmission limite le couplage pour des lentilles de faibles dimensions. Et inversement, pour les lentilles plus larges c'est le recouvrement des faisceaux qui est réduit. Par les calculs ci-dessus, il est donc possible de connaître en fonction du faisceau laser incident les dimensions de la lentille à fabriquer.

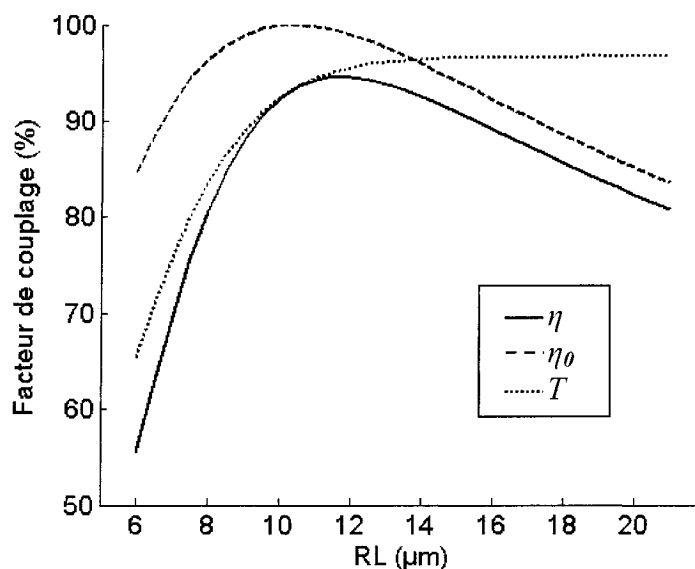


Figure 1-9 : Variation du facteur de couplage en fonction du rayon de courbure de la lentille. T est le facteur de transmission de la lentille, η_0 le facteur de recouvrement et η est le facteur de couplage pour faisceau laser circulaire de rayon $2\ \mu\text{m}$.

Il est important de noter que les caractéristiques du faisceau laser influence l'efficacité du couplage. Sur la figure 1-10, on a tracé la variation du facteur de couplage en fonction du rayon de courbure de la lentille pour différents lasers circulaires. Plus le laser divergera, plus le diamètre de la lentille optimale sera réduit ainsi que le facteur de couplage.

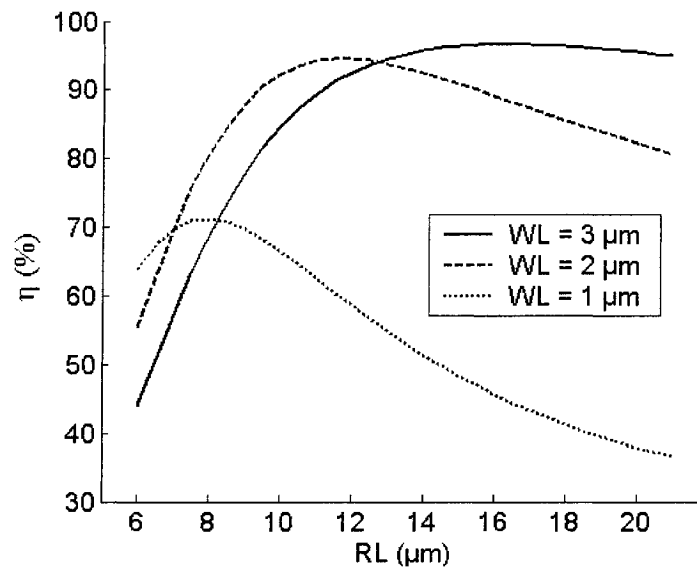


Figure 1-10 : Variation du facteur de couplage en fonction du rayon de courbure de la lentille pour différents faisceaux lasers circulaires.

Pour des faisceaux laser de divergence importante, l'efficacité de ce type de lentille en est affectée. Cette limitation des performances est somme toute relative car pour un faisceau de demi-divergence 26.2° , le couplage est de 70 %.

Un autre paramètre limitant le couplage est la géométrie des lentilles. Etant donné qu'elles sont de formes hémisphériques, le rayon de courbure associé est identique selon l'axe x et l'axe y alors que le faisceau du laser peut être asymétrique. Le graphe 1-11 montre la performance du couplage pour différents faisceaux elliptiques en fonction de R_L .

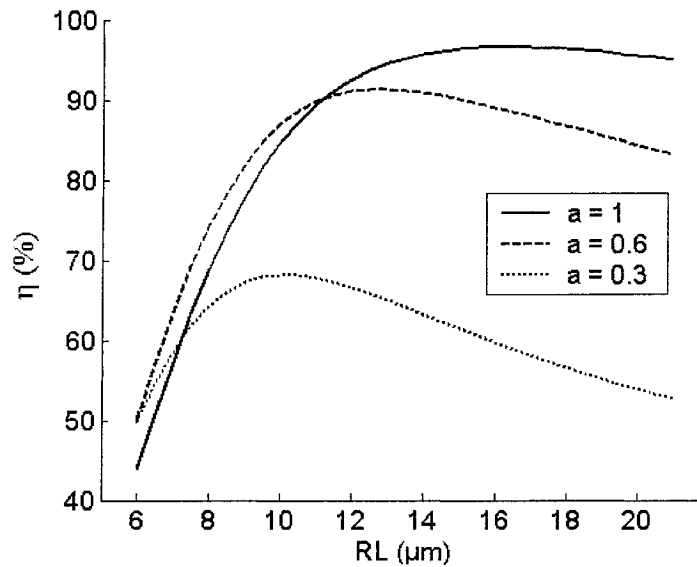


Figure 1-11 : Variation du facteur de couplage en fonction du rayon de courbure de la lentille pour différents faisceaux lasers elliptiques.

Les dimensions du faisceau laser sont $W_{Lox} = 3 \mu m$ et $W_{Loy} = a * W_{Lox}$.

Il est évident que plus le faisceau sera elliptique, plus la performance de la lentille optimale en sera affectée. Bien que la forme et les dimensions de ce type de lentille soient des paramètres qui limitent la capacité de coupler, les résultats obtenus pour des faisceaux très divergents ou elliptiques sont conséquents.

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu la base théorique pour décrire les lentilles hémisphériques fibrées. Les équations qui définissent la propagation du faisceau de la fibre à travers la lentille ont été développées. Elles nous ont permis de trouver les

paramètres du faisceau émergent en fonction du rayon de courbure de la lentille et ainsi de définir la méthode de caractérisation des lentilles fabriquées qui consistera à mesurer la divergence du faisceau.

L'étude du couplage entre un laser et une fibre optique unimodale à l'aide d'une telle lentille a été effectuée. L'efficacité de couplage est dépendante de la dimension de la lentille et des caractéristiques du faisceau laser. Ainsi, plus le faisceau laser sera elliptique et divergent, moins le couplage sera performant. Cette théorie sera utilisée afin de la comparer avec les mesures expérimentales dans le chapitre 4.

Des sources possibles de désaccord entre la théorie développée et les lentilles fabriquées peuvent être mises en évidence. Afin de poser les équations 1-9 et 1-10, certaines hypothèses ont été formulées. Le profil transverse du mode fondamental de la fibre est considéré comme gaussien, invariant et non diaphragmé. Or pour obtenir des lentilles de rayon inférieur à 25 μm , il est nécessaire de modifier les dimensions initiales de la fibre avant la fabrication de la lentille. Selon la méthode d'effilage employée, le profil transverse du champ peut être modifié. De plus pour des diamètres de lentille de cet ordre, il est possible que le faisceau soit diaphragmé mais cela dépendra de la forme d'effilage de la fibre qui imposera les dimensions de la lentille. La méthode d'effilage va être traitée dans le prochain chapitre.

CHAPITRE 2 Fabrication des pointes effilées par gravure chimique

Lors de la fabrication de microlentilles fibrées par une décharge électrique, la quantité de matière constituant le bout de la fibre est conservée. De ce fait, le diamètre de la lentille ne peut pas être inférieur au diamètre initial du bout de la fibre. Or d'après la figure 1-7, il est nécessaire que le rayon de la lentille soit inférieur à 25 μm pour accroître la divergence du faisceau de la fibre. Pour obtenir des microlentilles dont le rayon de courbure est inférieur à 62.5 μm , ce qui correspond au rayon initial de la fibre, le bout des fibres doit être effilé.

Il est nécessaire que les pointes obtenues aient un profil adiabatique afin de limiter les pertes de densité de puissance du mode fondamental HE_{11} et le couplage avec les autres modes. Il est préférable aussi d'avoir une longueur d'effilage courte tout en respectant le critère d'adiabaticité. Cette dernière remarque est principalement due au fait que si la fibre était très effilée, il serait nécessaire de sectionner manuellement le

bout de la fibre afin d'éviter la fabrication d'une lentille dont la forme finale serait plus proche d'une boule que d'une demi-boule.

La méthode employée devra fournir des pointes de qualité et être répétitive afin d'optimiser la fabrication des lentilles par des décharges électriques et d'assurer une qualité constante de la forme souhaitée des lentilles.

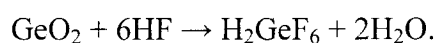
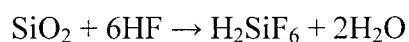
Deux procédés de fabrication sont principalement présentés dans la littérature. Le premier consiste à chauffer et à étirer la fibre afin d'obtenir le bout effilé.³ Le cœur et la gaine de la fibre sont simultanément étirés et leurs diamètres diminuent avec le même rapport, le guidage dans la fibre peut être modifié selon la forme de la pointe. De plus, pour obtenir par cette méthode des lentilles de diamètres d'environ 12 μm , les pointes seront longues et fines. Le deuxième procédé largement utilisée est la fabrication par attaque chimique de la fibre avec l'acide fluorhydrique.⁴ C'est cette procédure qui a été réalisée et étudiée afin d'obtenir une haute reproductibilité des pointes.

2.1 Gravure chimique : méthode « Turner »

Cette technique de gravure est largement utilisée pour la fabrication de ce type de lentille car elle est simple à mettre en œuvre. Un brevet a été déposé par Denis R. Turner en 1984.¹⁴ On a commencé par effectuer cette technique afin de comprendre les mécanismes d'attaque de l'acide fluorhydrique sur une fibre optique. Elle nous a permis aussi de déterminer sa fiabilité et de définir les améliorations à y apporter.

2.1.1 Expérience

Cette méthode consiste à plonger la fibre dégainée dans une solution d'acide fluorhydrique, HF, recouverte d'une huile de silicone.¹⁵ L'acide fluorhydrique est un agent gravant pour la gaine (SiO_2) et le cœur ($\text{SiO}_2\text{-GeO}_2$) de la fibre. Les réactions chimiques se produisant sont les suivantes¹⁶ :



L'huile a pour principal but de protéger la partie supérieure de la fibre des évaporations du HF et ainsi de limiter l'attaque chimique à la portion de fibre voulue. La figure 2-1 représente les différentes étapes de fabrication.

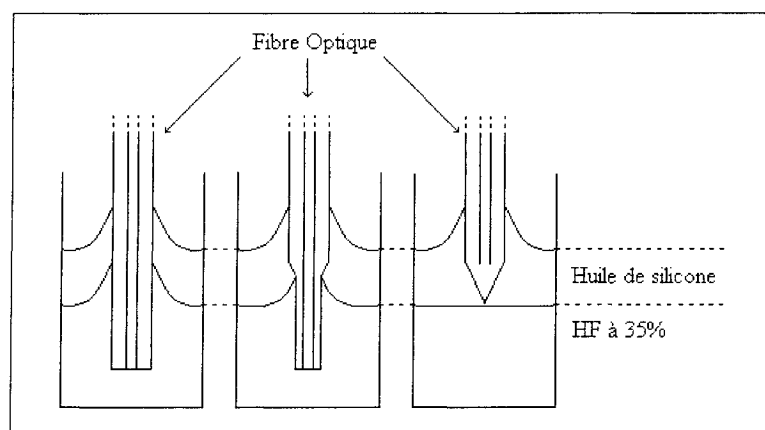


Figure 2-1 : Différentes étapes de la gravure « Turner ».

Cette attaque se produit principalement au niveau du ménisque créé à l'interface entre l'acide et l'huile lorsque la fibre est plongée dans la solution. La fibre est attaquée

principalement dans la direction radiale au niveau de l'interface. Quand la fibre commence à être gravée, son diamètre diminue progressivement et par là même, la hauteur du ménisque. Cette réaction a lieu jusqu'à ce que la fibre dans la solution d'acide ait été entièrement dissoute et que le ménisque soit refermé. Le cœur de la fibre étant dopé en GeO_2 et la solution gravant étant constituée seulement de HF, le taux d'attaque du cœur est supérieur à celui de la gaine.¹⁷ Cependant, comme l'attaque principale a lieu dans la direction radiale et que le bout de la fibre clivée est entièrement dissous, le cœur n'est pas creusé au niveau de la pointe. La forme finale de la pointe est conique et dépend principalement de la hauteur initiale du ménisque et de l'angle de contact entre la fibre et le ménisque. Comme le diamètre initial de la fibre, 125 μm , est petit par rapport à la constante de capillarité de l'interface qui est de l'ordre du millimètre, la hauteur du ménisque est fonction du diamètre de la fibre et non pas de la constante de capillarité.¹⁸ L'angle de contact dépend en revanche du solvant organique utilisé, de la concentration de HF et de la température de l'environnement. Etant donné que le diamètre des fibres est quasi identique, l'angle de contact est un paramètre important concernant la répétitivité de l'expérience. La quantité et la composition de l'huile de silicone et de la solution d'acide étant inchangées, il est important durant l'expérience que la température de l'environnement soit constante et que pour chaque expérience les mêmes conditions soient maintenues afin d'obtenir une répétitivité des pointes. Pour remédier à cette contrainte, le bécher est plongé dans un bain maintenu à température constante supérieure à la température ambiante. Pour obtenir une symétrie

dans la forme de la pointe, les fibres devront pénétrer la solution perpendiculairement à l'interface.

Pour chaque expérience, de 6 à 8 fibres ont été gravées simultanément. Les fibres ont été dégainées, clivées puis nettoyées avec de l'acétone. La qualité du clivage n'est pas primordiale car le bout de la fibre est totalement gravé ; seule la partie au niveau du ménisque est partiellement modifiée. On les a disposées ensuite sur un support afin qu'elles soient parallèles entre elles et perpendiculaires à la surface de la solution. Le bécher contenait 30 ml d'acide fluorhydrique diluée à 35 % dans de l' H_2O et 10 ml d'huile de silicone. La température a été maintenue à 40 °C et, pour que le ménisque se soit refermé, la gravure a été effectuée pendant 40 minutes. Des essais pour déterminer ce temps ont été effectués.

2.1.2 Caractérisation

Après des essais préliminaires, trois expériences faites dans les mêmes conditions ont été réalisées dans le but de connaître la répétitivité de la forme des pointes. L'analyse des pointes obtenues a été faite ensuite au microscope optique qui était relié à une camera CCD. Chaque fibre a été observée afin de déterminer sa géométrie et la qualité de l'effilage. Des photographies prises avec des grossissements x 5 et x 10, nous ont permis de voir des défauts majeurs tels qu'une asymétrie importante, des trous ou

des protubérances au niveau de la partie effilée et ainsi, d'éliminer ces fibres présentant ces caractéristiques.

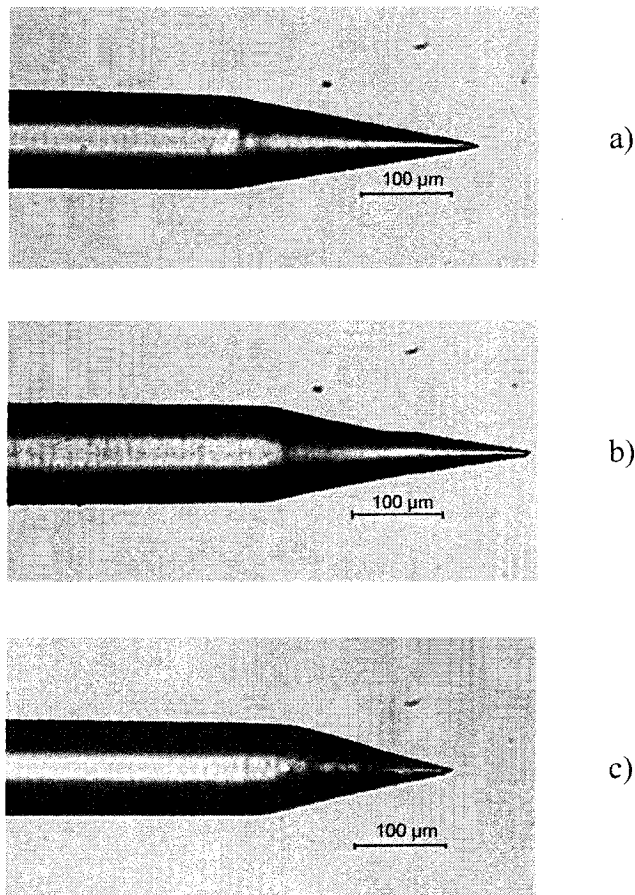


Figure 2-2 : Photographies de pointes obtenues par la méthode de Turner.
Les images sont a) une pointe de qualité, b) une pointe avec un artefact
et c) une pointe avec une déformation initiale du ménisque.

Les pointes obtenues sont de forme conique mais de nombreux artefacts sont visibles. Dans le lot de pointes, peu de fibres ne présentent pas ce genre de défaut. Du fait que cette technique est très dépendante de la stabilité du ménisque à l'interface huile

HF, les vibrations mécaniques qui se produisent durant l'expérience, sont très néfastes à la qualité de la pointe. Un dépôt de poussière à l'interface peut aussi causer une déformation du ménisque. La figure 2-2-a est un exemple de pointe de bonne qualité, symétrique et sans défaut. La longueur d'effilage pour les pointes obtenues est d'environ 300 μm . La photographie 2-2-b illustre les défauts couramment observés qui peuvent être dus à une poussière, à un mauvais nettoyage ou à une déformation du ménisque durant l'expérience due aux vibrations extérieures de la fibre. Un autre effet qui limite la répétitivité de la géométrie de la pointe est la variation initiale de l'aire du ménisque.^{188,19} Les fibres sont espacées à égale distance de telle sorte que les ménisques créés ne se chevauchent pas. Néanmoins, si le support des fibres est trop proche du rebord du bécher, le ménisque est déformé initialement par la surface du récipient, figure 2-2-c.

Outre l'observation simple des pointes qui permet de sélectionner les fibres, il a été nécessaire de définir une méthode pour comparer les dimensions de chaque pointe entre elles. Le paramètre sélectionné à cette fin est l'angle total de la pointe. Sa mesure a été effectuée par traitement des images. Un programme a été écrit sous le logiciel Matlab. Un prétraitement est effectué sur chaque image pour éliminer le bruit et mettre en évidence le contour de la pointe.²⁰ Pour chaque fibre, le contour des deux pentes est sélectionné lorsque le diamètre de la fibre diminue de 50 μm à 15 μm . Ensuite, l'angle est obtenu en lissant les points expérimentaux de chacune des deux parties du contour par une droite d'après la méthode des moindres carrés, figure 2-3.

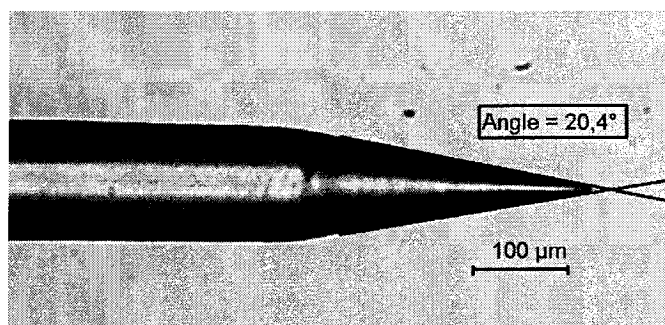
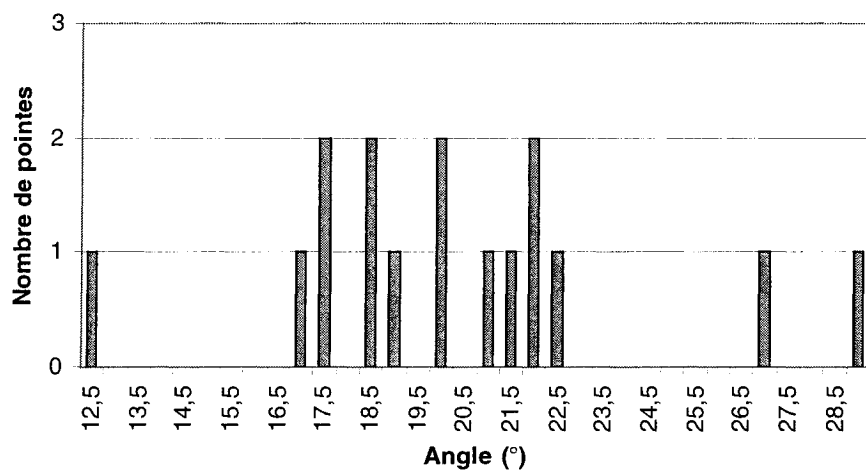
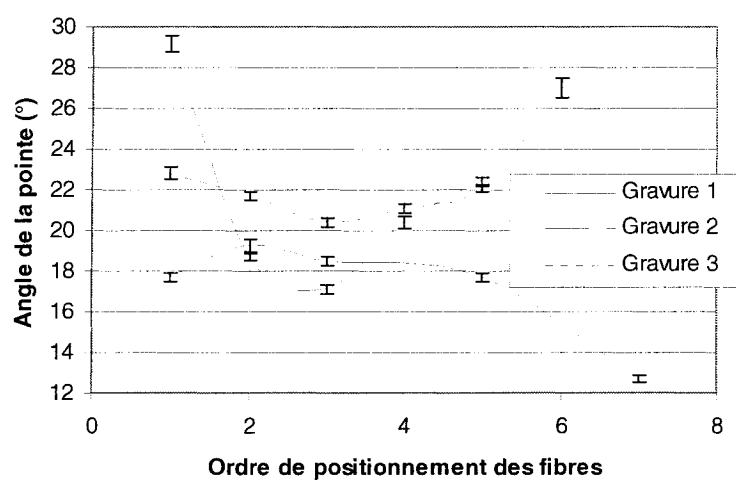


Figure 2-3 : Détermination de l'angle de la pointe effilée par traitement d'image.

Sur la figure 2-4-a, l'histogramme représentant le nombre de pointes obtenues en fonction de l'angle, est tracée. Sur la figure 2-4-b, les angles des pointes ont été tracés en fonction de la position de la fibre dans le bécher.



a)



b)

Figure 2-4 : Angles des pointes fabriquées par la méthode de « Turner ».

a) Nombre de pointes obtenues avec la méthode « Turner » en fonction de l'angle calculé. b) Variation de l'angle de la pointe en fonction de la position de la fibre dans la solution avec la méthode « Turner ».

L'angle de la pointe peut varier de 10° lors d'une même gravure et de $16,5^\circ$ pour différentes expériences. Cependant ces grands écarts semblent principalement dus à la déformation du ménisque des fibres situées près de la paroi du bécher, figure 2-4-b pour les fibres positionnées à 1, 6 et 7. Si l'on ne tient pas compte de ces fibres situées aux extrémités du support, l'angle des pointes peut varier de $5,5^\circ$. L'angle moyen obtenu est de $20,0^\circ$ avec un écart type de $2,0^\circ$. Pour chaque fibre, l'angle a aussi été mesuré selon deux plans perpendiculaires afin d'observer les asymétries de la pointe par rapport à l'axe de la fibre ; une variation de $0,5^\circ$ au maximum a été mesurée lorsque la fibre ne présente pas de défauts majeurs. Sur le nombre total de fibres fabriquées, 65 % sont utilisables pour la fabrication des lentilles. Cependant, la variation de l'angle d'environ $5,5^\circ$ peut grandement nuire à la répétitivité des dimensions des lentilles. La fabrication

de ces pointes, bien que facile à mettre en œuvre, requiert des conditions environnementales très contrôlées. Les résultats obtenus ne satisfont pas au critère de reproductibilité de la gravure que l'on désire afin de pouvoir observer l'impact sur les lentilles des décharges électriques. Il est nécessaire de modifier l'action du ménisque sur la gravure afin de limiter les dépendances environnementales. Une autre méthode dite « tube » a été testée.

2.2 Gravure chimique : méthode « Tube »

La méthode dite « Tube » provient d'études faites sur la fabrication des pointes pour le microscope à champ proche optique (NSOM).^{21,22} Cette technique est utilisée par Robert Mongeau, étudiant au doctorat sous la direction du Professeur Romain Maciejko au laboratoire d'Optoélectronique de l'Ecole Polytechnique de Montréal, pour optimiser les pointes du NSOM fabriquées dans ce laboratoire. Suite à une discussion avec Robert Mongeau qui nous a montré la procédure pour les pointes du NSOM, nous avons utilisé le principe de cette méthode de fabrication mais la procédure a été modifiée car le but recherché est différent. Pour le NSOM, le paramètre important est la dimension de la pointe au niveau nanométrique tandis que pour les lentilles, c'est la répétitivité de la forme à une échelle micrométrique.

2.2.1 Expérience

La même procédure expérimentale que celle de « Turner » est effectuée. Les fibres sont plongées dans le HF qui est recouvert d'une couche d'huile de silicone pour protéger la partie non immergée. La différence vient du fait que la gaine protectrice de la fibre n'est plus enlevée, elle fait partie intégrante du processus de gravure.^{21,22} La formation de la pointe a toujours lieu au niveau du ménisque mais, l'ajout de la gaine protectrice dans le processus modifie les mécanismes de gravure.

Deux mécanismes de gravure sont présents. Le premier concerne la diffusion du HF dans la direction radiale à travers la jaquette. Le deuxième mécanisme, énoncé dans les travaux de Lambelet et al.²², est la création de micro convections du fluide dans la direction perpendiculaire de la fibre à l'intérieur du tube créé par la jaquette. Ce dernier mécanisme est secondaire par rapport au premier qui domine toute la réaction.²³ Le processus dépend donc de la perméabilité de la jaquette. Une série d'expériences a été faite pour observer les processus de gravure présents. Le montage expérimental de ce type de gravure est représenté sur la figure 2-5.

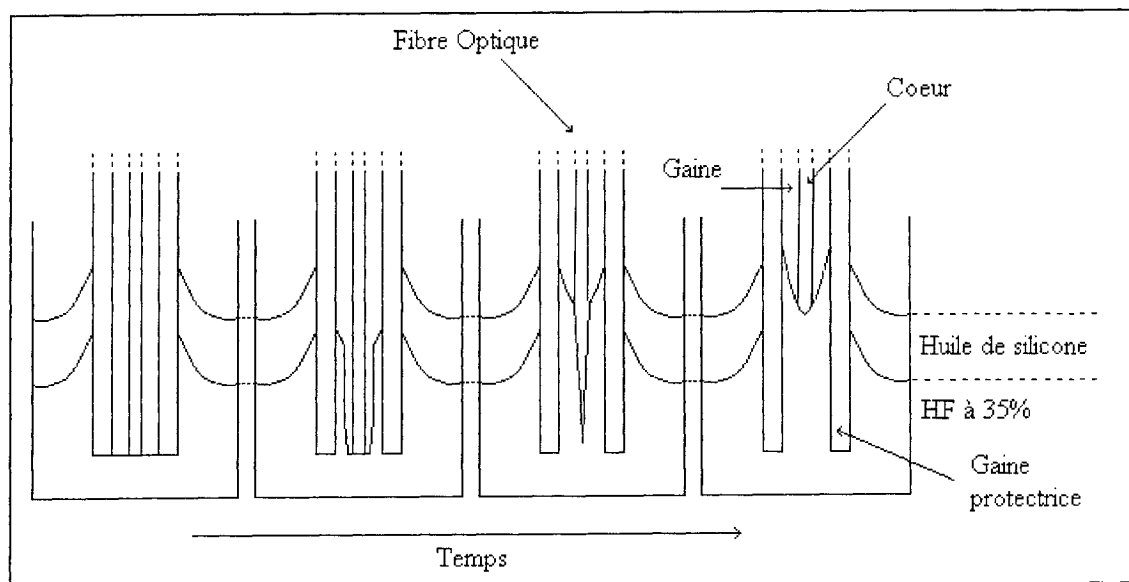
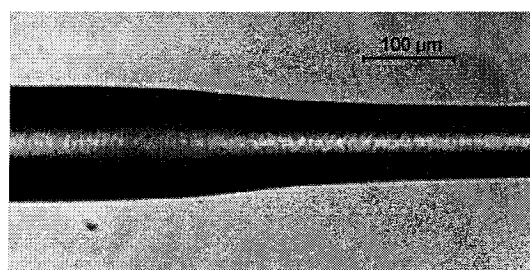


Figure 2-5 : Processus de gravure par la méthode dite « Tube ».

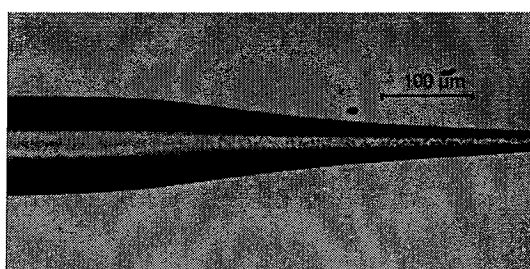
Les expériences se sont déroulées de la façon suivante. Six fibres ont été nettoyées à l'isopropanol et clivées juste avant la jaquette. La qualité du clivage n'est pas un paramètre important car toute la partie immergée dans la solution est dissoute. Les fibres ont ensuite été positionnées et numérotées de un à six sur un support afin de les aligner toutes parallèlement. Puis, elles ont été insérées dans le bécher contenant l'acide fluorhydrique et l'huile de silicone. Le bécher avait au préalable été mis dans un bain à 40 °C. Après la gravure, les fibres sont plongées dans du chloroforme afin de pouvoir ensuite enlever mécaniquement la gaine protectrice sans endommager les pointes.

Plusieurs expériences ont été faites pour observer l'évolution de la pointe en fonction du temps et pour déterminer ainsi le temps nécessaire à l'obtention de la pointe finale. La figure 2-6 montre les images des fibres obtenues lors des expériences menées.



a)

Temps : 1 h



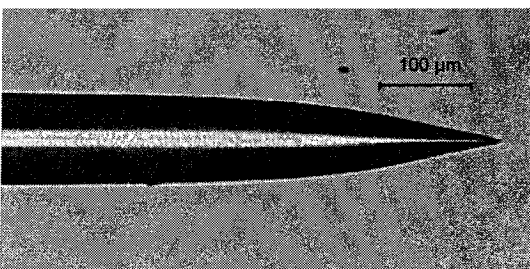
b)

Temps : 1 h 40



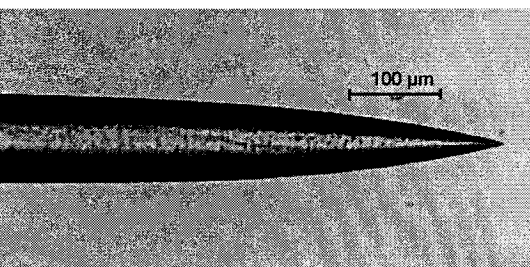
c)

Temps : 2 h 20



d)

Temps : 2 h 40



e)

Temps : 3 h 20

Figure 2-6 : Evolution de la géométrie de la pointe en fonction du temps de gravure.

On observe que la jaquette de la fibre utilisée ne se dissout pas dans le HF car elle est perméable. Son diamètre restant inchangé durant l'expérience, la hauteur du ménisque formé par l'interface acide-huile est constante durant la gravure. Les agents gravants diffusent à travers la gaine protectrice et, attaquent le verre dans une direction radiale tout le long de la fibre ce qui a pour conséquence de l'amincir, figure 2-6 a et b. Dans un même temps, au niveau du ménisque, la fibre est attaquée et commence à prendre la forme d'une pointe. Ceci est dû à la forme du ménisque qui influence la diffusion latérale au niveau de cette région. Lorsque la partie inférieure de la fibre a été dissoute, il semble que le bout de la pointe continue d'être gravé plus rapidement que la partie radiale de la fibre, la forme due au ménisque est quasi maintenue durant cette étape, figure 2-6 c et d. Ensuite, la gravure continuant, la forme initiale de la pointe commence à être de plus en plus modifiée et à s'amincir figure 2-6 e. Les expériences pour fabriquer les pointes ont donc été arrêtées après que la pointe a été formée mais avant qu'elle ne s'effile de plus en plus, figure 2-6 d. Le temps de l'expérience pour la fabrication des pointes est donc de 2 h 40 min.

2.2.2 Caractérisation

Plusieurs expériences ont été effectuées dans les conditions expérimentales définies dans la section 2-2-1. Une fois les pointes obtenues, elles ont été observées au microscope avec un grossissement $\times 10$ (figure 2-7). Ensuite, les images ont été traitées

numériquement pour mesurer l'angle des pointes selon la même procédure détaillée à la section 2-1-2. Le contour des deux pentes est déterminé lorsque le diamètre de la fibre diminue de $40\text{ }\mu\text{m}$ à $15\text{ }\mu\text{m}$. Le contour a été sélectionné sur cette zone car les profils des deux pentes de la fibre effilée y sont linéaires. Les fibres effilées ne présentent pas à ce grossissement d'asymétries ou de défauts majeurs. Le fait que la jaquette a pour fonction de stabiliser le ménisque, la hauteur de celui-ci reste constante durant toute l'expérience et donc aucun mouvement n'a lieu à l'interface mis à part ceux dus à l'environnement. Ceci a pour conséquence d'adoucir le processus de gravure et de limiter la création de défauts majeurs sur la pointe.

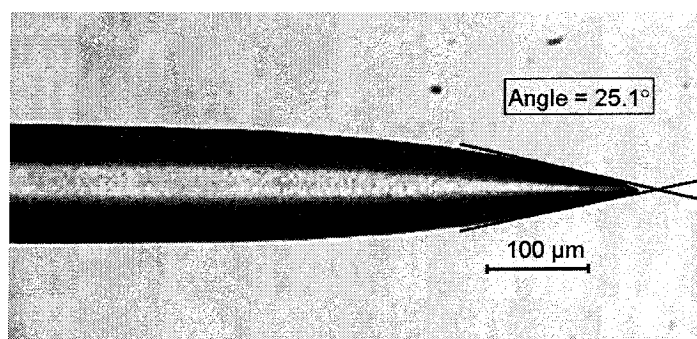


Figure 2-7 : Image d'une fibre effilée par la méthode « Tube ». Cette image a été prise au microscope avec un grossissement $\times 10$. Après traitement numérique, l'angle mesuré de la pointe est de 25.1° .

Les pointes sont, comme pour la gravure de « Turner », de forme conique mais seulement à la fin de la partie effilée, figure 2-7. La zone effilée peut être décomposée en deux parties. La première partie, d'une longueur d'environ $300\mu\text{m}$, a une pente négligeable. La deuxième partie a une longueur d'environ $160\mu\text{m}$ et une pente d'effilage

mesurable ; c'est cette zone qui est de forme conique. Le fait que la partie conique soit plus courte que celle de la méthode précédente est un avantage. En effet, plus la partie effilée est courte, plus la fabrication de la lentille est optimale car il n'est pas nécessaire de sectionner manuellement la fibre pour obtenir des lentilles hémisphériques.

Sur la figure 2-8, l'histogramme représentant le nombre de pointes obtenues en fonction de l'angle, est tracé.

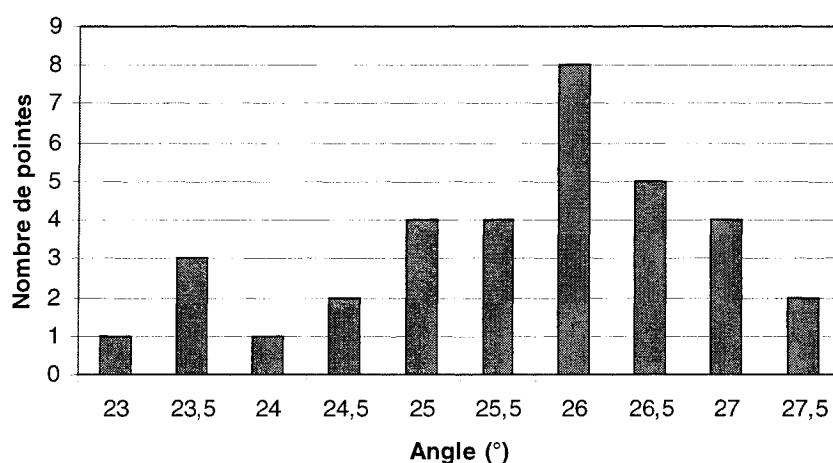


Figure 2-8 : Nombre de fibres obtenues avec la méthode « Tube » en fonction de l'angle de la pointe. Les barres d'erreur sont inférieures à $\pm 0.3^\circ$.

L'angle moyen mesuré est de 25.8° avec un écart type de 1.1° . L'angle de la pointe pour une même expérience varie au maximum de $\pm 1^\circ$. Pour toutes les expériences effectuées, la variation maximale de l'angle est de $\pm 2^\circ$, ce qui peut être dû à de faibles variations de température entre chacune des expériences. Cependant, ces variations restent suffisamment faibles en comparaison avec la méthode précédente dont les

variations étaient de 10° pour une même expérience et de 16.5° pour différentes expériences.

Du fait que la jaquette agit comme une protection et stabilise le ménisque durant toute l'expérience, les pointes sont de dimensions similaires. La forme des pointes, de longueur courte ($160\text{ }\mu\text{m}$), est aussi un atout pour appliquer les décharges électriques directement au bout de la pointe sans protocole préalable. Cette méthode atteint les objectifs de répétitivité des pointes pour la fabrication des lentilles. Elle est aussi moins contraignante que la méthode de « Turner » car elle ne nécessite pas d'utiliser un équipement pour limiter les vibrations extérieures. Dans la section suivante, une étude théorique de la propagation du mode fondamental le long de la pointe va être effectuée. Elle nous permettra de connaître les effets de l'effilage sur ce mode et ainsi, de justifier ou de modifier les hypothèses énoncées dans la partie 1 sur le faisceau à l'entrée de la lentille. Ces hypothèses étaient d'une part que le diamètre du faisceau juste avant la lentille dans la fibre est constant et d'autre part, que la distribution du champ est gaussienne.

2.3 Profil du mode fondamental des fibres effilées

Dans le premier chapitre, l'étude théorique des lentilles hémisphériques fibrées avait été effectuée en considérant constant le rayon du profil radial du champ avant la lentille dans la fibre, $W = 5.51\text{ }\mu\text{m}$. Or, en effilant les fibres jusqu'à des diamètres de 12

μm , cette approximation est à vérifier car même si les dimensions du cœur restent invariantes, la gaine est fortement amincie. La structure à trois couches cœur-gaine-air est modifiée, le mode fondamental peut ne plus être confiné au niveau du cœur ce qui peut entraîner une diminution de la densité de puissance et donc, nuire à la performance des lentilles. Le fait aussi que le guide d'onde n'est plus invariant en translation peut engendrer des couplages de modes le long du guide et ainsi, causer des pertes de puissance du mode fondamental. Ces phénomènes de couplage se produisent lorsque le guide présente un profil effilé de pente non négligeable, le guide est dit « non adiabatique ». Pour rendre compte des effets de l'effilage sur le guidage, il est donc nécessaire de déterminer si le guide est adiabatique et de connaître l'évolution du profil radial du mode fondamental.

La théorie des modes locaux permet de déterminer le comportement modal d'un guide effilé. Cette théorie consiste à définir que le mode dans la fibre effilée à un point donné est équivalent au mode d'un guide d'onde invariant en translation ayant les mêmes dimensions que le guide effilé au point considéré. Ainsi, par une méthode de perturbation, les champs transverses électriques et magnétiques du guide s'écrivent en fonction des champs transverses du guide local fictif non perturbé. Le calcul des champs du mode fondamental fictif s'obtient en résolvant les équations d'onde de Maxwell. Dans le cas d'une fibre à saut d'indice, la résolution des équations vectorielles de Maxwell permet d'obtenir les expressions exactes des champs mais le calcul numérique est fastidieux. En revanche, la théorie des modes scalaires qui a pour base l'approximation du guidage faible, simplifie la résolution et a pour solution les modes

linéairement polarisés, LP. Pour un rayon de la gaine de 6 μm et un rayon de cœur inchangé de 4.5 μm , la différence des indices effectifs du mode fondamental vectoriel, HE_{11} , et du mode scalaire, LP_{01} , est de 5.10^{-5} .^a Il s'ensuit que dans le cas étudié ci-dessus, même si la gaine devient quasi inexistante, $r_g = 6 \mu\text{m}$, l'équation d'onde scalaire peut être appliquée pour calculer les champs fictifs. La théorie des modes locaux couplée à l'approximation du guidage faible permet d'établir les fondements des calculs des champs du guide d'onde perturbé.

Afin de savoir si la fibre est adiabatique,⁹ deux longueurs caractéristiques de deux modes i et j , Z_{bij} et $1/C_{ij}$, qui sont respectivement la longueur de battement entre deux modes et l'inverse du coefficient de couplage de ces deux modes, vont être évaluées. L'étude du critère d'adiabaticité est faite pour les modes LP_{01} et LP_{02} car le couplage ne peut se produire que pour les modes de même symétrie azimutale. Si la pente du guide effilée est très faible, les coefficients de couplage seront négligeables. Le régime est donc adiabatique lorsque $C_{ij}Z_{bij} \ll 1$ et inversement pour le régime de couplage. La limite du régime adiabatique correspond donc à $C_{ij} = 1/Z_{bij}$. Ces deux paramètres, pour une fibre à saut d'indice, sont définis par

$$C_{ij}(z) = \frac{k^2}{2\sqrt{\beta_i\beta_j}(\beta_i - \beta_j)} \sum_{h=1}^{H-1} \rho_h \frac{d\rho_h}{dz} (n_h^2 - n_{h+1}^2) \{\hat{\psi}_i(r) \hat{\psi}_j(r)\}_{r=\rho_h} \quad (2-1)$$

et

$$Z_{bij}(\rho) = \frac{2\pi}{\beta_i - \beta_j} \quad (2-2)$$

a : Jacques Bures, communication privée, Ecole Polytechnique de Montréal, 2005.

avec n_h indice de la couche h , ρ_h rayon de la couche h , $\psi_{i,j}$ champ scalaire radial normalisé du mode i, j , $\beta_{i,j} = k * n_{eff\ i,j}$ constante de propagation du mode i, j et $n_{eff\ i,j}$ indice effectif du mode i, j . Les profils radiaux des champs scalaires et les indices effectifs des modes sont calculés d'après la théorie des modes scalaires. Les étapes des calculs sont données dans l'annexe A. Le facteur de couplage, les indices effectifs et les champs des deux modes sont fonction du rayon de la gaine, le rayon du cœur restant inchangé. Pour déterminer l'évolution du rayon de la gaine sur toute la longueur, z , de la pointe, le profil de la fibre a été mesuré sur une image prise au microscope, figure 2-9. Sur cette figure ont été tracés C_{ij} et $1/Z_{bij}$ en fonction de la position le long de la fibre.

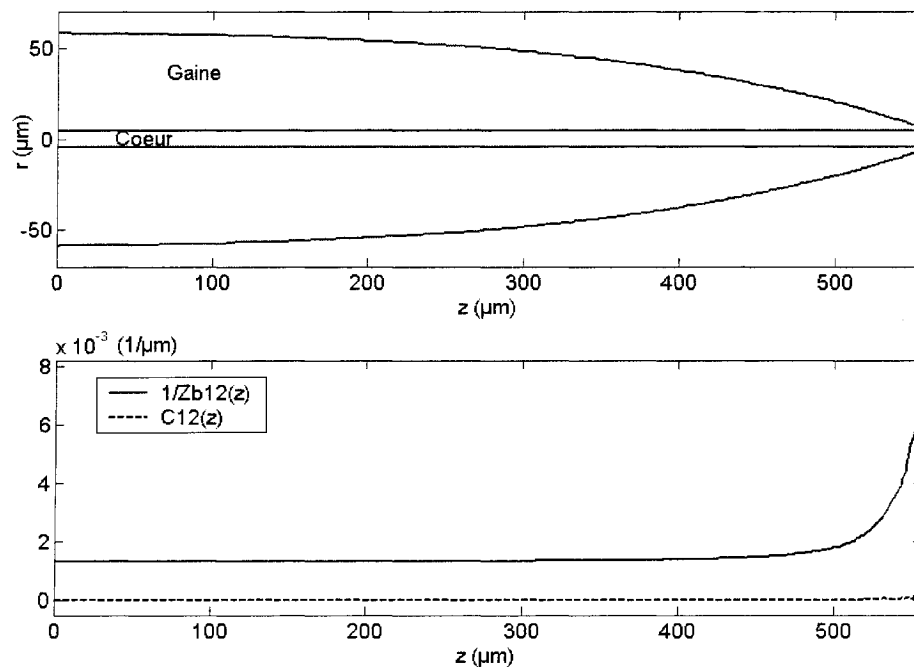


Figure 2-9 : Evaluation du critère d'adiabaticité pour la fibre effilée. Le graphe supérieur représente le profil de la pointe obtenu d'après une image prise au microscope. Sur graphe inférieur, le module du facteur de couplage et l'inverse de la longueur de battement des modes LP_{01} et LP_{02} , calculés d'après le profil de la pointe, sont tracés.

D'après la figure 2-9, le facteur de couplage est toujours très faible et est inférieur à l'inverse de la longueur de battement. La fibre est adiabatique sur toute sa longueur et le mode LP_{01} ne se couple donc quasiment pas avec les autres modes du guide.

Connaissant l'évolution du profil radial du champ du mode fondamental le long de la fibre, on calcule la taille du faisceau, W , pour vérifier si l'approximation faite au chapitre 1, $W = 5.51\mu\text{m}$, est valable. Ce paramètre a été défini à la section 1-1-1 comme étant la demi-largeur à $1/e$ de la distribution gaussienne, approximation du profil radial du champ du mode fondamental. Ainsi, pour déterminer W , on lisse le profil radial de l'intensité, obtenu pour un rayon de la gaine, par une fonction gaussienne.⁸ Puis, on évalue le recouvrement entre le profil radial de la fibre et la fonction gaussienne de largeur W à $1/e$. L'intégrale de recouvrement, η_g , est la suivante :

$$\eta_g = \frac{\int_0^{\infty} e^{-r^2/W^2} \Psi(r) r dr}{\sqrt{\int_0^{\infty} e^{-2r^2/W^2} \int_0^{\infty} \Psi^2(r) r dr}} \quad (2-3)$$

où $\Psi(r)$ est le profil radial du mode fondamental LP_{01} et W est le rayon à $1/e$ de la distribution gaussienne.

L'efficacité du recouvrement calculée, η_g , est toujours supérieure à 97.6 % pour un rayon de gaine supérieur à $5.7 \mu\text{m}$. Ainsi, le profil du faisceau se propageant dans la fibre effilée peut être considéré comme gaussien. En revanche, le rayon à $1/e$ du profil gaussien n'est plus constant quand le diamètre de la gaine effilée est inférieur à $16 \mu\text{m}$,

figure 2-10. La variation de la taille du faisceau confirme des résultats précédents qui affirmaient que le mode est affecté par l'effilage de la fibre lorsque le rayon de la gaine est inférieur à deux fois le rayon du cœur.²⁴

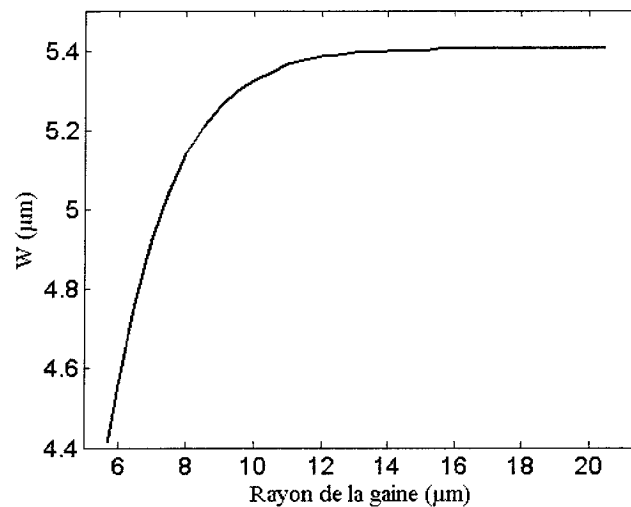


Figure 2-10 : Taille du faisceau à $1/e^2$ de la distribution de l'intensité en fonction du rayon de la gaine.

Comme le rayon, W , diminue lorsque le rayon de la gaine est inférieur à 16 μm , il semble que le mode LP_{01} se contracte dans le cœur et y est de plus en plus confiné. Pour vérifier ce comportement, les fractions de puissance normalisée du mode fondamental véhiculées dans le cœur, dans la gaine et dans l'air ont été calculées selon la variation du rayon de la gaine. La définition de la fraction de puissance d'un mode dans une couche i est sa puissance dans cette couche divisée par sa puissance totale. On obtient pour un mode scalaire

$$F_i(r_g) = \frac{\int_{r_{i\inf}}^{r_{i\sup}} \psi^2(r) r dr}{\int_0^{\infty} \psi^2(r) r dr} \quad (2-4)$$

où $r_{i\inf}$ et $r_{i\sup}$ sont les bornes du rayon de la couche i , r_g est le rayon de la gaine et $\Psi(r)$ est le profil radial du mode fondamental LP_{01} calculé d'après l'annexe A. Les fractions de puissances sont tracées sur la figure 2-11. Pour un rayon de la gaine inférieur à 16 μm , la fraction de puissance véhiculée dans le cœur augmente, le mode est de plus en plus confiné dans cette couche. A $r_g = 6 \mu\text{m}$, la fraction de puissance véhiculée dans l'air est toujours quasi nulle, c'est un avantage pour la performance de la lentille car si ce n'était pas le cas, cela se traduirait par des pertes au niveau de la lentille. En effet, comme le rayon de la lentille est supposé égal au rayon de la fibre, il serait inférieur au rayon du profil radial du champ du mode.^{25,26}

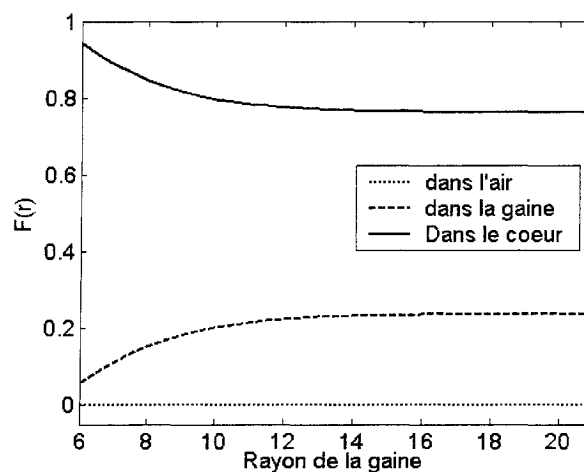


Figure 2-11 : Fraction de puissance normalisée du mode fondamental LP_{01} . Les courbes tracées sont la fraction de puissance véhiculée dans le cœur (-), dans la gaine (--) et dans l'air (..) en fonction du rayon de la gaine.

D'après le comportement des fibres effilées étudiées, le paramètre du chapitre 1, W = 5.51 μm , sera substitué par les valeurs obtenues de W dans les simulations des caractéristiques des lentilles et du couplage entre un laser et la fibre constituée en son bout de la lentille. Ces simulations seront faites dans le chapitre suivant d'après les équations du chapitre 1.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, deux méthodes de gravure pour effiler les fibres ont été présentées. La principale différence de ces deux procédures est la conservation ou non de la jaquette de la fibre. Avec la méthode de « Turner », la jaquette est enlevée et la hauteur du ménisque créé à l'interface huile-acide décroît durant la gravure en fonction du diamètre de la fibre. La combinaison du mouvement du ménisque avec des vibrations externes conduit à une gravure peu uniforme. En revanche, avec la gravure dite « Tube », la jaquette est conservée et ainsi le ménisque est inchangé durant l'expérience. L'attaque de la fibre par l'acide fluorhydrique n'est plus directe mais se fait par diffusion à travers la jaquette qui agit comme une protection. La gravure est de ce fait moins sensible aux vibrations extérieures ; les pointes obtenues ne présentent pas de défauts majeurs et sont de mêmes dimensions. La procédure utilisée pour l'effilage des fibres en vue de la fabrication des microlentilles est donc celle dite « Tube ».

L'étude théorique du comportement modal de la fibre effilée a été effectuée afin de connaître le profil radial du champ à l'entrée de la lentille. Dans la configuration cœur-gaine-air des fibres effilées par la gravure « Tube » et tant que la gaine est présente, seul le diamètre de la gaine décroît. Les pointes fabriquées ont un profil adiabatique, permettant ainsi d'éviter tout couplage entre modes. Le calcul du profil radial du champ du mode fondamental LP_{01} en fonction du rayon de la gaine a montré que le mode est de plus en plus confiné à partir d'un rayon de gaine inférieur à $16\text{ }\mu\text{m}$ et que l'approximation d'un profil gaussien est conservée. Les valeurs calculées du rayon à $1/e$ de la distribution radiale du champ selon les dimensions de la gaine seront utilisées dans le chapitre suivant pour définir le profil radial du champ à l'entrée de la lentille.

CHAPITRE 3 Fabrication des microlentilles par décharges électriques

L'objectif du projet est de pouvoir contrôler la procédure de fabrication pour obtenir une lentille dont les caractéristiques sont fixées au préalable. A cette fin, la méthode de gravure développée au chapitre 2 permet d'obtenir une préforme dont la forme et les dimensions sont reproductibles. L'étape suivante est la création des lentilles aux bouts de ces pointes. La procédure utilisée est le chauffage de la terminaison de la fibre par des décharges électriques. L'application de décharges successives modifie la forme hémisphérique initialement formée par les premières décharges et permet ainsi d'obtenir des lentilles de rayons différents et donc de modifier la divergence en champ lointain du faisceau émergent (figure 1-7). Les dimensions de la fibre effilée étant quasi-fixes d'après les résultats obtenus au chapitre 2, le nombre de décharges n'est pas aléatoire car après un certain nombre, la lentille commence à prendre la forme d'une boule au bout de la fibre. Il est donc nécessaire de faire varier un autre paramètre afin

d'obtenir la plus large gamme possible de divergence. La procédure de fabrication et le contrôle des paramètres expérimentaux engendrant des rayons de courbure différents sont donc l'objectif de ce chapitre.

La première section de ce chapitre sera consacrée à la fabrication des lentilles. Les paramètres à modifier pour obtenir des rayons de courbure différents seront déterminés puis, fixés selon les premières lentilles formées afin de connaître par la suite la fiabilité et la répétitivité de la procédure. Dans la deuxième section, la caractérisation des lentilles sera faite. Le rayon de courbure et la divergence seront mesurés et les résultats expérimentaux seront comparés avec la théorie développée au chapitre 1.

3.1 Procédure de fabrication des lentilles

Lors de la fabrication de la forme hémisphérique en bout d'une fibre par une décharge électrique, les paramètres qui entrent en jeu sont l'intensité et le nombre de décharges mais ceux ne sont pas les seuls. Lorsqu'un voltage est appliqué dans les électrodes, un plasma non uniforme est créé. De plus, la quantité de matière présente dans le plasma dépend de la position de la fibre car la fibre est effilée. Ainsi quand la fibre est au centre du plasma, la température est élevée et une plus grande quantité de matière est fondue instantanément. En revanche, lorsque la fibre est positionnée plus loin, seule l'extrémité de la fibre est fondue à une température moins élevée et il faudra donc plus de décharges pour obtenir dans un premier temps la forme hémisphérique.

Ainsi, selon la position de la fibre par rapport aux électrodes, le nombre de décharges pour obtenir la forme hémisphérique est différent et, plus la lentille est faite près des électrodes, plus son rayon de courbure est important. C'est cette propriété qui a été utilisée pour fabriquer des lentilles de rayons de courbure différents. La procédure expérimentale consiste pour chaque fibre, à modifier la distance et à appliquer le nombre de décharges nécessaires à l'obtention de la forme hémisphérique.

La production d'arcs électriques est faite par le « Digital Fiber Micro-lens shaper », DFMSTM 27 de la compagnie PhotoNova Inc. Cet instrument génère à partir de deux électrodes, des arcs électriques d'intensité contrôlable. Les axes des deux électrodes ont été décalés l'un par rapport à l'autre par le constructeur afin de limiter l'intensité des décharges électriques. Les deux vues de la figure 3-1 illustrent le montage du DFMSTM.

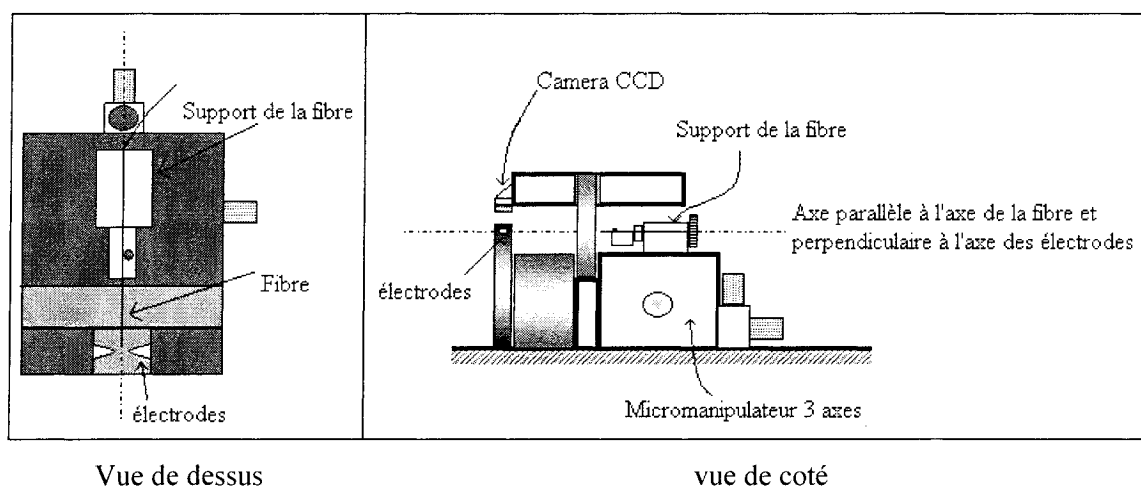


Figure 3-1 : Dessin schématique du DFMSTM a

a Dessin tiré du manuel d'utilisation du DFMSTM.

Le DFMSTM est composé d'un support maintenant la fibre qui est fixé sur un micromanipulateur à 3 axes afin d'aligner la fibre entre les deux électrodes. Au niveau des électrodes, un bloc contenant une caméra est fixé afin d'observer l'alignement de la fibre et la formation de la lentille. La puissance minimale disponible sera utilisée pour toutes les expériences afin de former les lentilles pas à pas.

Le simple fait de regarder la formation de la lentille à la caméra ne suffit pas, seule la forme de la lentille est accessible. Il est important de pouvoir visualiser le profil radial du faisceau émergent afin de s'assurer que la fabrication est optimale. En effet, tant que la lentille n'est pas formée, le profil radial de l'intensité du faisceau émergent est détérioré. A cette fin, on utilise un analyseur de faisceau de Photon Inc pour observer le faisceau en champ lointain. Cet appareil utilise la technique de reconstruction du faisceau par une fente. Une fente de 5 μm de diamètre est située sur un tambour rotatif de rayon 20.5 cm et un détecteur est positionné après la fente. La mesure du profil par l'analyseur est faite en balayant le faisceau par la fente, figure 3-2. A chaque position de la fente, un détecteur mesure l'intensité passée à travers la fente de 5 μm de largeur. Le profil est reconstitué à partir des intensités moyennes détectées en fonction de la position de la fente après plusieurs balayages complets du faisceau.

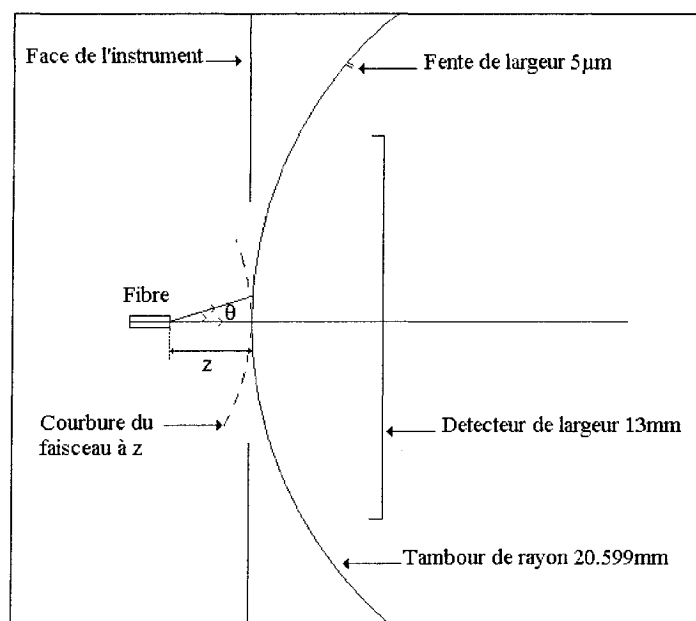


Figure 3-2 : Schéma simplifié du fonctionnement de l'analyseur de faisceau

L'alignement de cet instrument sur l'axe de propagation du faisceau est à faire avec grande minutie afin d'observer l'intensité radiale du faisceau. La configuration de cet appareil a été faite pour observer facilement des faisceaux de demi-divergence inférieure à 15° à $1/e^2$ du pic de l'intensité. Or, l'objectif pour les lentilles est d'atteindre des rayons de courbures de $6 \mu\text{m}$ pour lesquels la demi-divergence théorique est égale à 22° , figure 1-7. Il est possible d'observer correctement ces faisceaux mais certaines précautions sont à prendre.

Sur la face de l'analyseur, l'ouverture pour laisser passer le faisceau jusqu'au tambour est de 8.5 mm . Il faut au moins que le diamètre à $1/e^2$ mesuré soit inférieur au diamètre de l'ouverture divisé par 1.5 pour que l'ouverture n'agisse pas comme un

diaphragme. Le rayon à $1/e^2$ mesuré ne doit donc pas être supérieur à 2.8 mm pour éviter des effets de bord.

La deuxième précaution à prendre est liée au chemin parcouru par la fente. Pour avoir une mesure du profil radial de l'intensité dans un plan situé à la distance z de la source, il faudrait que le chemin de la fente soit plan par rapport à l'axe du faisceau. Si ce n'est pas le cas, entre le moment où la fente de l'analyseur passe au centre du faisceau et où elle passe au niveau des rayons extrêmes, le faisceau se sera propagé spatialement et le profil radial obtenu sera erroné. Il s'ensuit que plus la distance entre la source et l'analyseur est grande, plus le diamètre du faisceau augmente et l'erreur sur le profil est importante. Pour des faisceaux de divergence inférieure à 15° , le rayon du tambour est suffisamment grand pour que le trajet de la fente soit plan, même si le faisceau est décalé transversalement par rapport à l'axe de l'analyseur. La distance dans ce cas est limitée par l'ouverture de l'analyseur. En revanche, pour des faisceaux de divergences comprises entre 15° et 22° , le trajet de la fente est quasi plan si l'axe optique coïncide avec l'axe de l'analyseur et si la fibre est placée proche de l'analyseur, annexe B. La distance maximale où l'on peut observer le profil radial selon la divergence du faisceau est donnée dans l'annexe B.

Les erreurs sur la mesure énoncées ci dessus seront considérablement augmentées dès lors que le faisceau sera un peu incliné par rapport à la face d'entrée de l'analyseur et que l'axe optique du faisceau sera désaxé par rapport à l'axe de l'analyseur. Afin d'éviter des erreurs supplémentaires sur la mesure, l'alignement de l'analyseur a été fait avec précaution. L'analyseur a été monté sur un micromanipulateur trois axes et, à l'aide

d'un collimateur, chaque axe a été aligné afin qu'ils soient perpendiculaires entre eux et que l'axe z soit parallèle à l'axe optique du faisceau incident. Une fois cet alignement réalisé, l'analyseur a été déplacé selon les axes x et y pour trouver son centre. Le DFMSTM a été placé sur deux micromanipulateurs d'inclinaison afin que lorsque le profil radial de l'intensité du faisceau provenant de la lentille est mesuré, l'axe optique soit aligné avec l'axe de l'analyseur en son centre.

Une fois le montage aligné, la fabrication des lentilles a pu être effectuée. Une fibre effilée a été placée sur le support du DFMSTM entre les deux électrodes à une distance d . Cette distance a été évaluée par traitement numérique de l'image, figure 3-3. On a calculé la position des axes de rotation des électrodes et on a pris comme référence la droite à égale distance de chaque axe, figure 3-3 traits en pointillés. La distance d correspond à la distance entre cet axe de référence et le bout de la pointe.

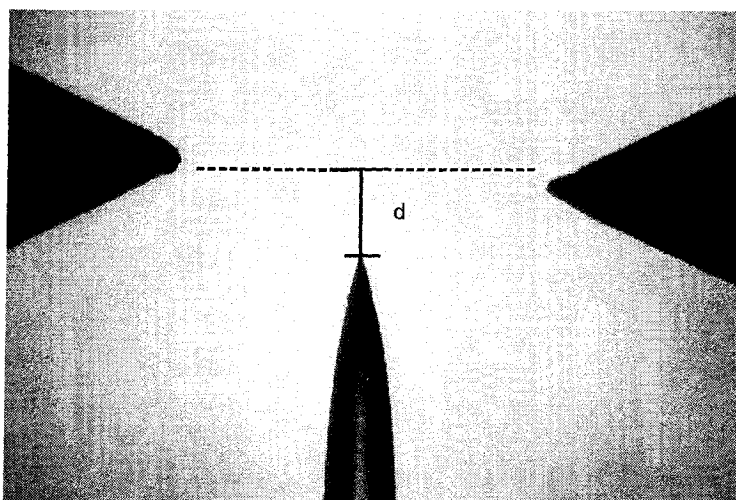


Figure 3-3 : Image prise par la caméra du DFMSTM lors du positionnement de la fibre à la distance d des électrodes.

Lorsque la distance a été déterminée, la fibre a été connectée à un laser de longueur d'onde 1550 nm. Puis, on a observé les profils radiaux de l'intensité selon les axes x et y qui définissent la section transverse, l'axe z correspondant à l'axe de propagation du faisceau. Après chaque décharge électrique, les profils radiaux ont été observés sans déplacer la fibre. Tant que la lentille n'est pas formée, le profil radial de l'intensité est déformé et des décharges supplémentaires sont appliquées au bout de la fibre. En revanche, lorsque la lentille est formée, le profil mesuré est proche d'une gaussienne. Les profils radiaux obtenus avant et après la formation d'une lentille sont donnés sur la figure 3-4.

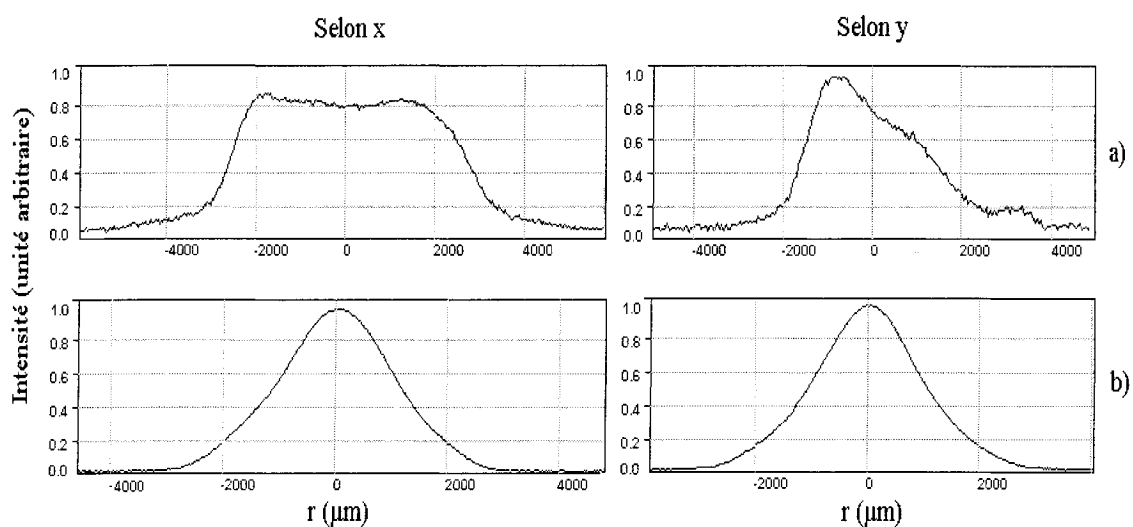


Figure 3-4 : Profils radiaux selon x et y mesurés par l'analyseur à la longueur d'onde 1550 nm. Les graphes supérieurs, a), correspondent aux profils d'intensité en champ lointain de la fibre effilée. Les graphes inférieurs, b), sont les profils obtenus une fois la lentille formée.

Plusieurs distances ont été testées afin d'obtenir des lentilles de rayons de courbure différents. A chaque distance, le nombre de décharges nécessaires à la formation de la lentille a été obtenu. Sur le graphe 3-5, le nombre de décharges électriques qui ont été appliqués pour former les lentilles, est donné en fonction de la distance entre la fibre et les électrodes.

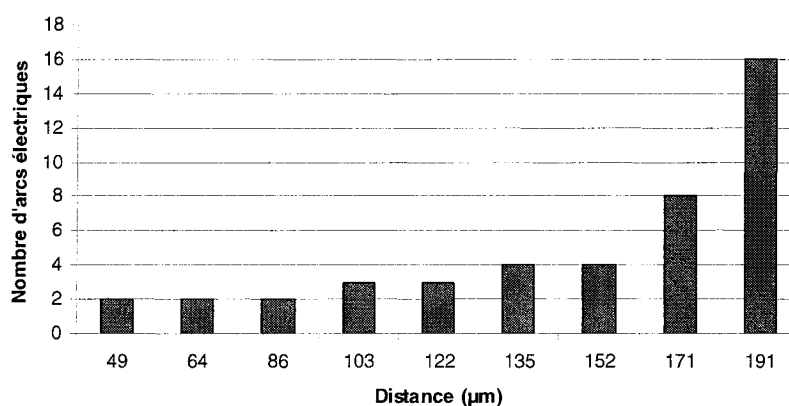
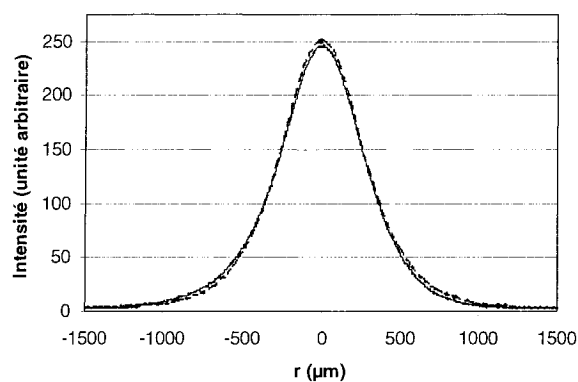


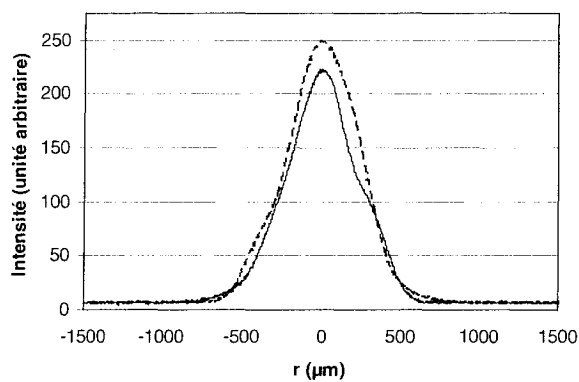
Figure 3-5 : Nombre de décharges appliquées en fonction de la distance entre la fibre et les électrodes

Selon la figure 3-5, la variation du nombre d'arcs électriques appliqués augmente pas à pas en fonction de l'éloignement des fibres sauf à partir de 171 μm où le nombre double. A partir de cette distance, le bout de la fibre doit être proche de la limite de la zone du plasma. Ce graphe a été utilisé comme référence pour produire des lentilles supplémentaires afin de voir la répétitivité de la méthode. Ces lentilles ont été faites en fixant une distance déjà testée et en appliquant le nombre de décharges associées à cette distance.

D'après les profils radiaux observés qui sont de forme relativement gaussienne, les lentilles ont été formées avec les décharges appliquées. Un exemple de profils obtenus est donné sur la figure 3-6 a.



a)



b)

Figure 3-6 : Type de profils radiaux obtenus selon la qualité de la lentille.

La longueur d'onde utilisée est de 1550 μm . a) Profils de forme gaussienne caractéristiques d'une lentille formée, b) profils radiaux déformés dus à un défaut intrinsèque de la lentille. Sur chaque graphe, les courbes en traits pleins correspondent à l'axe x et les courbes en traits pointillés correspondent à l'axe y.

Seules quatre lentilles présentent des profils déformés, figure 3-6 b. Sur deux d'entre elles, des décharges supplémentaires ont été faites mais n'ont pas améliorées les profils radiaux. Il semble donc que la cause de ces déformations n'était pas due au fait que la lentille n'était pas encore formée mais certainement à des défauts intrinsèques.

Toutes ces lentilles ont été caractérisées afin de connaître leurs paramètres en fonction de la distance de fabrication et de la reproductibilité du procédé. Les lentilles de profils déformés ont aussi été analysées pour déterminer les causes de ces artefacts.

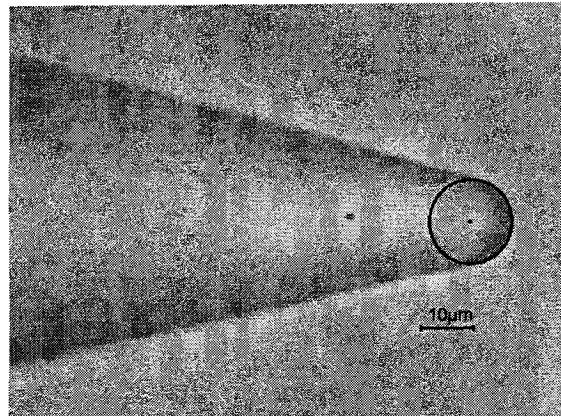
3.2 Caractérisation des microlentilles

Les paramètres des lentilles à déterminer sont le rayon de courbure et la demi-divergence. Les méthodes employées pour les obtenir vont être spécifiées dans cette section et les résultats expérimentaux seront comparés à la théorie développée dans les chapitres 1 et 2.

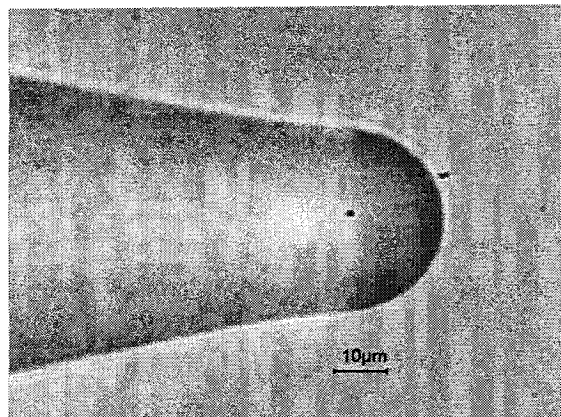
3.2.1 Rayon de courbure de la lentille

Le premier paramètre mesuré est le rayon de courbure. Pour l'obtenir, des images ont été prises au microscope avec un grossissement $\times 100$. Pour chaque lentille, deux images ont été prises à 90° l'une de l'autre afin d'observer si elles sont circulaires. Ces images ont ensuite été traitées numériquement selon le même procédé développé pour

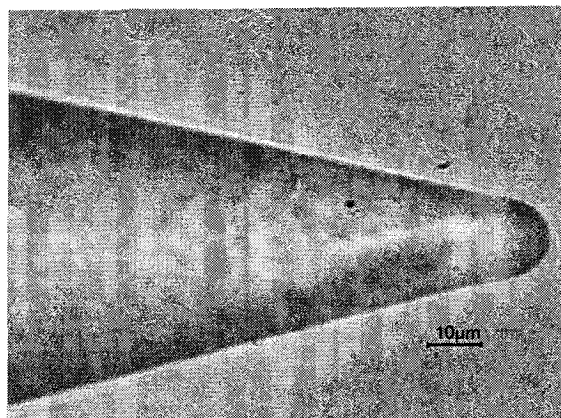
les fibres effilées dans le chapitre 2. Une fois le contour de la lentille sélectionné, le système de coordonnées a été résolu pour trouver l'équation du cercle. Les figure 3-7 a et b montrent deux lentilles de rayons différents.



a)



b)



c)

Figure 3-7 : Images de lentilles prises au microscope avec un grossissement x 100.
La lentille c) présente un défaut de gravure proche de la lentille.

Le cercle obtenu par traitement de l'image 3-7 a est tracé pour exemple. La lentille 3-7 a, faite à une distance de 135 μm des électrodes, a un rayon de courbure égal à 6.6 μm . La lentille 3-7 b, faite à la distance de 49 μm , a un rayon de courbure égal à 14.2 μm .

Sur les images, les cercles calculés d'après les contours décrivent correctement l'extrémité des lentilles. Nous n'avons pas observé un profil hyperbolique prononcé et nous avons donc considéré que les lentilles obtenues sont de forme hémisphérique. L'épaisseur de certaines lentilles semble être un peu inférieure au rayon du cercle mais les dimensions étant faibles, il est difficile d'évaluer cet écart d'après les images. L'épaisseur de la lentille a donc été considérée, en première approximation, comme égale à son rayon lors de la comparaison des points expérimentaux et de la théorie. Les images des lentilles dont les profils radiaux étaient déformés, ont présenté des défauts provenant de la gravure qui n'étaient pas visibles au microscope à un grossissement $\times 10$, figure 3-7 c. Il semble que ces défauts prennent de l'importance sur la qualité du faisceau lorsque les fibres sont positionnées loin des électrodes. En effet, dans ces cas là, la longueur de la fibre chauffée est moins importante et si des défauts dus à la gravure sont présents, ils ne sont pas éliminés.

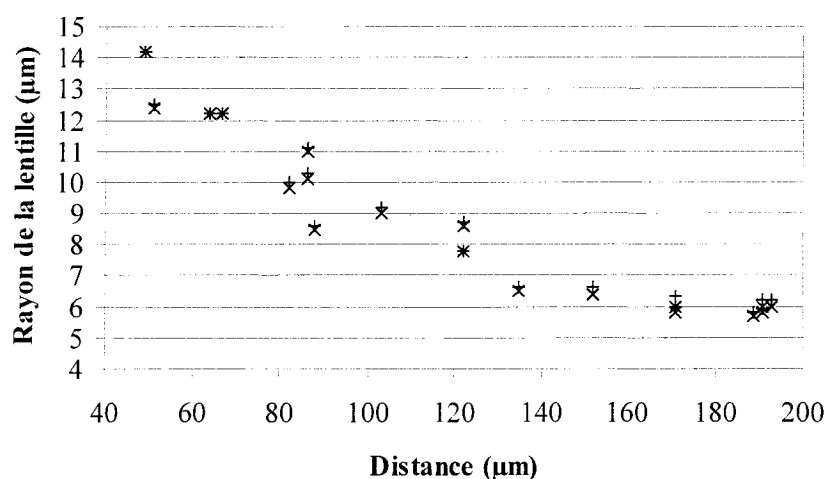


Figure 3-8 : Rayons de courbure des lentilles fabriquées en fonction de la distance de fabrication. Les points + sont les rayons de courbure maximaux mesurés, les points x sont les rayons de courbures mesurés sur une image prise par rotation de la fibre de 90°.

Toutes les lentilles ont été analysées et les rayons de courbure mesurés sont tracés sur le graphe 3-8 en fonction de la distance entre la fibre effilée et les électrodes. Sur ce graphe, les rayons de courbures sont donnés pour deux coupes de la lentille à 90° l'une de l'autre. La variation du rayon entre ces deux coupes est au maximum de 0.5 μm, les lentilles sont donc considérées circulaires. L'erreur sur la mesure du rayon est au maximum de 0.5 μm pour les lentilles de rayons égaux à 6 μm et inférieure lorsque les rayons augmentent. Les barres d'erreur n'ont pas été tracées sur la figure 3-8 afin d'en faciliter la lecture. Selon la procédure de fabrication mise en place, des lentilles de rayon variant de 6 μm à 14 μm peuvent être fabriquées. Les rayons de courbure obtenus montrent une dépendance linéaire fonction de la position de la fibre effilée pour une distance inférieure à 170 μm environ. Au delà de cette distance, les rayons obtenus ne varient plus si la distance augmente. Pour les deux distances testées, 171 μm et 191 μm,

le nombre de décharges est presque doublé, figure 3-5, les pointes subissent donc de petites déformations à chaque décharge. Comme les lentilles sont fabriquées en observant le faisceau en champ lointain, il semble qu'il est impossible d'obtenir une lentille de rayon de courbure inférieur à 6 μm ne détériorant pas le faisceau.

3.2.2 Divergence des lentilles

En champ lointain, la demi-divergence peut être calculée à partir de la taille du faisceau si l'on connaît la distance entre la fibre et le plan de mesure, équation 1-6 :

$$\tan(\theta) = \frac{W(z)}{z}. \quad (3-1)$$

Etant donné qu'il est difficile de mesurer correctement la distance de séparation, la taille du faisceau a été mesurée à différentes distances dont l'écart entre chaque distance est connu. Ensuite, on a calculé la pente de la courbe des points expérimentaux par la méthode des moindres carrés pour obtenir la divergence.

Les mesures des profils radiaux ont été faites de la façon suivante. L'écart entre chaque distance a été fixé à 100 μm . Pour chaque distance, les mesures des diamètres du faisceau selon l'axe mineur et majeur de la lentille sont obtenues après un échantillonnage de 500 mesures. Les diamètres du faisceau, $2W_{1/e^2}$, sont mesurés à $1/e^2$ du pic de l'intensité. Les distances minimales et maximales de mesures ont été fixées d'après les critères suivants. En ce qui concerne la distance maximale de séparation,

z_{max} , les caractéristiques de l'analyseur énoncées dans la section 3-1 imposent cette distance afin que les mesures ne soient pas erronées. Pour des faisceaux de 22° de demi-divergences définies à $1/e^2$, la distance maximale où le profil peut être mesuré sans commettre d'erreur significative, annexe B, est de 3 mm. A cette distance, le diamètre du faisceau est de 2.182 mm. N'étant pas possible de connaître la distance entre la fibre et l'analyseur, ce diamètre a été utilisé comme référence pour fixer la distance maximale de mesure pour toutes les lentilles indépendamment de leur divergence. Pour la distance minimale, z_{min} , la mesure de la divergence devant être faite en champ lointain, il faut respecter la condition $z_{min} \gg z_R$, z_R étant la distance de Rayleigh. La distance de Rayleigh augmente lorsque la divergence diminue. Ainsi, pour les lentilles fabriquées, le rayon de courbure maximal est de 14.2 μm ce qui correspond d'après la théorie développée au chapitre 1, à une demi-divergence 10.4° et donc d'après l'équation 1-6, z_R est égal à 14.6 μm . La distance entre l'ouverture et le tambour de l'analyseur étant déjà d'environ 1 mm, la mesure sera automatiquement faite en champ lointain et la distance minimale sera fixée visuellement afin de ne pas dépasser l'ouverture de l'analyseur.

Sur le graphe 3-9, un exemple des points expérimentaux obtenus et de la droite calculée pour chacun des axes de la lentille, est montré. Chaque point expérimental est obtenu par échantillonnage de 500 mesures. La barre d'erreur pour chaque point n'est pas tracée car elle est inférieure au dimension du motif représentant la mesure sur le graphe. On observe bien la linéarité des points expérimentaux ce qui permet d'obtenir avec précision la divergence du faisceau.

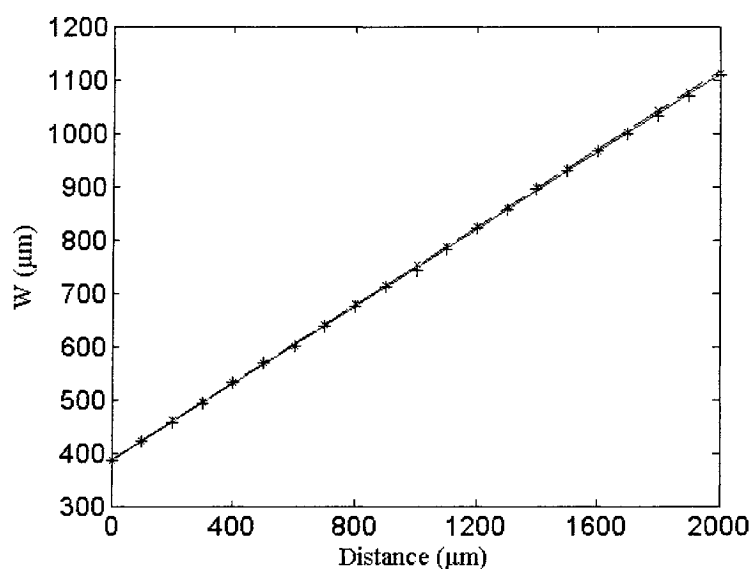


Figure 3-9 : Graphique des rayons, W , mesurés expérimentalement en fonction de la distance relative de la fibre. Les points, +, et la courbe en traits pleins correspondent au grand axe de la lentille. Les points, x, et la courbe en traits pointillés correspondent au petit axe de la lentille. Les demi-divergences, θ_{1/e^2} , calculées d'après ce graphique, sont respectivement de 20° et 19.9° pour le petit axe et le grand axe de la lentille.

La figure 3-10 montre les demi-divergences mesurées en fonction des positions des fibres lors de la fabrication. Les demi-divergences à $1/e^2$ des profils radiaux de l'intensité ont été mesurées selon les deux axes, x et y, de la lentille. Les barres d'erreur ne sont pas représentées car elles sont inférieures ou égales à $\pm 0.1^\circ$. Les demi-divergences varient entre 11° à 20° selon la distance. Pour une distance donnée, la variation maximale de la divergence est d'environ $\pm 0.8^\circ$ selon un axe de la lentille. Pour une même lentille, l'écart de la divergence entre ses deux axes, x et y, est au maximum de $\pm 0.5^\circ$. Comme pour le graphe 3-8 qui représente les rayons des lentilles mesurés en

fonction de la distance, on observe une dépendance linéaire de cet angle en fonction de la distance de fabrication pour des distances inférieures à 170 μm environ.

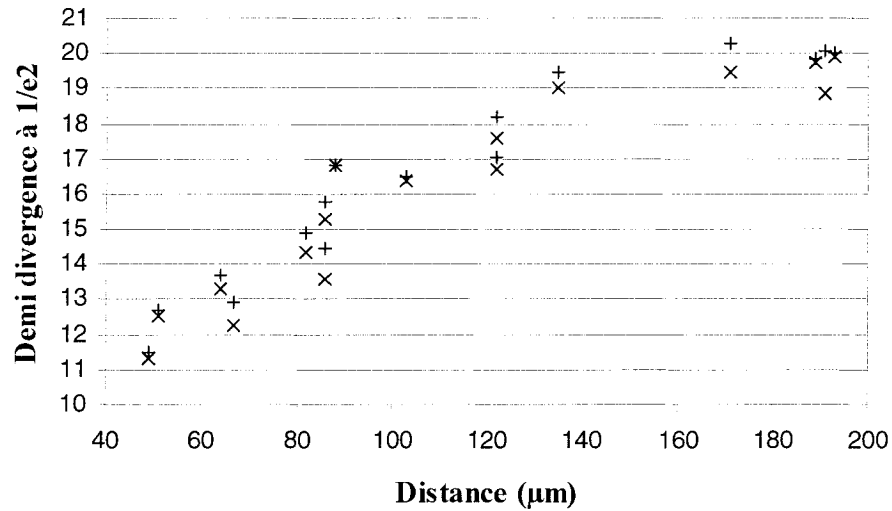


Figure 3-10 : Demi-divergences, $\theta_{1/e2}$, mesurées expérimentalement en fonction de la distance de séparation de fabrication. Les points + et x sont respectivement les divergences maximales et minimales mesurées selon le petit axe et le grand axe de la lentille.

D'après les caractérisations des lentilles, le processus de fabrication est répétitif et les paramètres des lentilles sont contrôlables selon les précisions énoncés ci-dessus. L'étape la plus délicate de la fabrication est le contrôle de la position de la fibre entre les électrodes. En effet, plus la lentille est fabriquée proche des électrodes, plus une petite variation de la distance peut modifier les caractéristiques de la lentille attendue.

Les résultats obtenus vont être comparés à la théorie. Dans le premier chapitre, on a énoncé les formules générales pour les micro lentilles en considérant que le diamètre du faisceau à la sortie de la fibre était constant et que le profil du faisceau restait

gaussien après le passage de la lentille. Suite à l'effilage des fibres dans le second chapitre, la première approximation s'est avérée erronée. A partir d'un diamètre de 30 μm , la taille du faisceau au bout de la fibre diminue. Ces résultats ont été pris en compte dans la simulation. Un autre phénomène dont on n'a pas abordé le sujet est la dimension de la lentille en comparaison avec la dimension du faisceau. En effet, la théorie du chapitre 1 repose sur le fait que le faisceau reste gaussien tant qu'il n'est pas diaphragmé. Or pour un rayon de 6 μm de la lentille, le rayon du faisceau de la fibre est de 3.98 μm ; les dimensions sont du même ordre de grandeur. Pour étudier l'effet du diaphragme sur le profil, nous avons résolu l'intégrale de diffraction de Fresnel. D'après le principe d'Huygens-Fresnel, l'amplitude de l'onde à un point P peut s'écrire sous la forme :²⁸

$$\Psi(P) = \frac{e^{-i\lambda z}}{i\lambda z} \iint_D \Psi(M) e^{-\frac{ik}{2z}[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2]} d\xi d\eta \quad (3-2)$$

où D est la surface du diaphragme, $\Psi(M)$ est l'amplitude de l'onde au point $M(\zeta, \eta, 0)$ situé à l'intérieur de D et $P(x, y, z)$ est le point d'observation. En remplaçant les coordonnées cartésiennes de M et P par leurs coordonnées cylindriques, $(\rho, \varphi, 0)$ et (r, θ, z) respectivement, on obtient pour une ouverture circulaire de rayon a :²⁹

$$\Psi(r, z) = \frac{e^{-i\lambda z}}{i\lambda z} e^{-\frac{ikr^2}{2z}} \int_0^a J_0\left(\frac{kr\rho}{z}\right) \Psi(\rho) e^{-\frac{ik\rho^2}{2z}} \rho d\rho \quad (3-3)$$

où $\Psi(\rho) = e^{-\left(\frac{\rho}{W}\right)^2} e^{ik\frac{\rho^2}{2R}}$ est le profil radial du faisceau émergent dans le plan de sortie de la microlentille. La distribution de l'intensité est donnée par

$$I(r, z) = |\Psi(r, z)|^2 \quad (3-4)$$

En résolvant l'équation 3-4 afin que le rayon à $1/e^2$ de la distribution de l'intensité soit minimal, on obtient la position et le rayon du waist émergent. L'équation 3-4 a été résolue pour un rayon de la lentille variant de 6 μm à 16 μm et en tenant compte de la variation de la taille du faisceau, W_{OF} , de la fibre. D'après les distributions de l'intensité obtenues, l'influence du diaphragme est perceptible sur le faisceau quand le rapport $c = \frac{a}{W_{OF}}$ est inférieur à 2. Le waist du faisceau émergent, W_{02} , est légèrement modifié.

Sur la figure 3-11, les profils de l'intensité ont été tracés pour deux lentilles de rayons 5.7 μm et 10.5 μm . Pour $r = 5.7 \mu\text{m}$ correspondant à $c = 1.29$, on observe que le profil est approximativement gaussien et que la taille du waist émergent a été modifiée par rapport au cas où l'on ne tenait pas compte du diaphragme. En revanche pour $r = 10.5 \mu\text{m}$, $c = 1.96$ et le profil est gaussien. On retrouve les résultats énoncés par Belland et Cremon³⁰ qui sont les suivants : pour $a/W_{OF} > 2.1$ les caractéristiques du faisceau sont inchangées ; pour $1.1 < a/W_{OF} < 2.1$ le faisceau est légèrement diaphragmé mais il reste approximativement gaussien avec un waist différent.

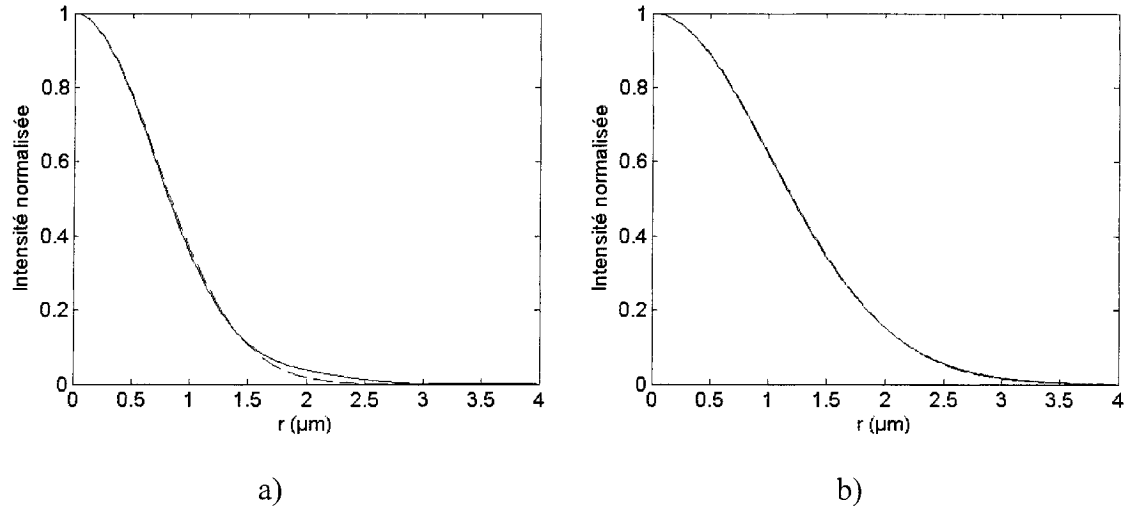


Figure 3-11 : Profils radiaux normalisés de l'intensité pour des faisceaux diaphragmés. Les courbes en traits pleins sont les profils calculés en tenant compte du diaphragme et celles en traits pointillés correspondent à un profil gaussien ayant le même rayon W à $1/e^2$. Le graphe a) est le profil pour une lentille de rayon $5.7 \mu\text{m}$ avec $c = 1.29$, $W_{O2} = 1.42 \mu\text{m}$ au lieu de $1.39 \mu\text{m}$ sans diaphragme. Le graphe b) est le profil pour une lentille de rayon $10.5 \mu\text{m}$ avec $c = 1.96$, $W_{O2} = 2.08 \mu\text{m}$ au lieu de $2.09 \mu\text{m}$ sans diaphragme.

Sur la figure 3-12, les demi-divergences des lentilles fabriquées et celles obtenues théoriquement ont été tracées en fonction du rayon de la lentille. Les courbes théoriques correspondent à l'évolution de la théorie développée depuis le chapitre 1. La première courbe en traits -.- a été calculée avec comme hypothèses que le waist à la sortie de la fibre, W_{OF} , est constant et que le faisceau n'est pas diaphragmé. La deuxième courbe théorique, en traits pleins, a été obtenue en tenant compte de l'effilage de la fibre qui induit une variation de W_{OF} quand le rayon de la gaine est inférieur à $15 \mu\text{m}$. La dernière courbe, en traits --, a été simulée pour les fibres effilées d'après la configuration des

lentilles qui agissent comme un diaphragme lorsque leurs rayons sont inférieurs à 11 μm .

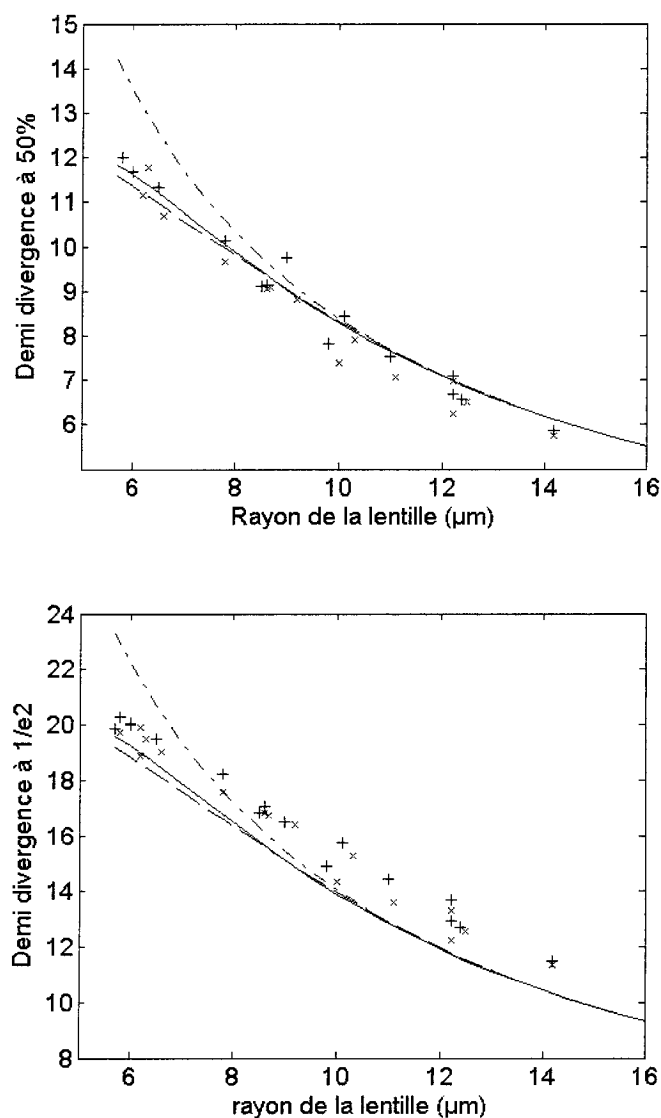


Figure 3-12 : demi-divergences définies à $1/e^2$ et à mi-hauteur en fonction du rayon de la lentille. Les demi-divergences et les rayons des lentilles ont été tracés respectivement selon le petit axe des lentilles, x, et selon le grand axe, +. Les courbes en traits --, pleins et -.- ont été obtenues respectivement en considérant W_{OF} constant, W_{OF} variable selon la dimension de la lentille et W_{OF} variable en tenant compte du rayon de la lentille qui agit comme un diaphragme.

On observe sur ces graphes que la courbe théorique incluant la variation de la taille du waist de la fibre est peu modifiée si l'on tient compte de l'effet du diaphragme. Néanmoins, elle est plus en accord avec l'expérience pour les faibles rayons des lentilles que la courbe théorique obtenue sans variation de la taille du faisceau. Il semble donc que l'effilage de la fibre est une caractéristique importante pour décrire le comportement des microlentilles. Cependant des désaccords subsistent entre la courbe théorique et l'expérience. Pour le graphe des demi-divergences à mi-hauteur et à $1/e^2$ du pic de l'intensité, la courbe théorique est en accord avec les points expérimentaux lorsque le rayon de la lentille est inférieur à 10 μm et à 8 μm respectivement. Au-delà de ces limites, les points expérimentaux sont inférieurs à la courbe théorique tracée pour les demi-divergences à mi-hauteur et supérieurs pour celles à $1/e^2$. Du fait que les comportements des points expérimentaux à mi-hauteur et à $1/e^2$ sont différents par rapport aux courbes théoriques respectives, les faisceaux semblent déformés. En effet, comme les demi-divergences sont reliées par la relation $\theta_{1/2} = \sqrt{(\ln 2 / 2)} \theta_{1/e^2}$, si les faisceaux n'étaient pas déformés, le comportement des demi-divergences devrait être le même par rapport aux courbes théoriques. Ces déformations du profil peuvent être principalement causées par un effilage asymétrique, par une déformation de la forme hémisphérique de la lentille, par les aberrations dues à la lentille et par un désaxement du centre de la lentille avec le cœur de la fibre. Or d'après la figure 3-12, ces déformations augmentent avec le rayon de la lentille. Il semble donc que l'on peut éliminer une asymétrie de la pointe ou l'effet des aberrations car dans ces cas là, plus le rayon de la lentille serait petit plus ces défauts auraient de l'importance. La source de

ces déformations pourrait donc provenir de l'étape de chauffage de la pointe de la fibre lorsque la fibre est proche des électrodes. Dans cette configuration, la quantité de matière chauffée est plus importante et, une faible inclinaison de la fibre par rapport aux électrodes pourrait expliquer une déformation de la lentille. Au niveau de l'expérience, la caméra intégrée du DFMSTM n'a pas une résolution suffisamment fine pour observer de faibles inclinaisons de la fibre, l'hypothèse énoncée ci dessus n'a pas pu être vérifiée expérimentalement. Cependant, il est important de noter toute fois que ce ne sont pas des déformations majeures. En effet, les profils mesurés étaient approximativement gaussiens, certains profils avaient le pic un peu excentré mais ils ne présentaient pas de défauts majeurs tels que des maxima ou des minima secondaires qui sont représentatif d'une lentille de mauvaise qualité.^{31.32}

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, la dernière étape de fabrication des microlentilles au bout de fibres a été effectuée par chauffage des pointes. Une procédure a été déterminée pour pouvoir reproduire de manière répétitive la forme des lentilles. A cette fin, on a fixé expérimentalement le nombre de décharges appliquées sur la pointe en fonction de la distance entre la fibre et les électrodes.

La mesure de l'intensité en champ lointain nous a permis d'obtenir des informations d'un point de vue qualitatif sur les lentilles et quantitatif avec la mesure de la divergence. Les rayons de courbure des lentilles ont été mesurés d'après des images

prises au microscope à un grossissement $\times 100$. Ces procédures de caractérisation ont été effectuées sur toutes les lentilles et ont permis d'éliminer les lentilles de mauvaise qualité. Les résultats sont concluants car 80 % des lentilles fabriquées sont opérationnelles.

La procédure de fabrication développée dans ce projet permet donc d'obtenir des microlentilles selon les caractéristiques voulues dans la gamme de divergence obtenue. L'évolution du rayon de courbure des lentilles est linéairement liée à la distance de fabrication et l'on peut obtenir par ce procédé des rayons compris entre $6\text{ }\mu\text{m}$ et $14\text{ }\mu\text{m}$. La demi-divergence initiale de la fibre qui est de 6.2° , peut être modifiée entre 11° et 20° . Cependant, on a observé que la qualité de la lentille pouvait être dégradée lorsque la distance de fabrication entre la pointe et les électrodes diminuait. D'après l'observation des profils, on a supposé que les déformations étaient faibles. Dans le prochain chapitre nous allons coupler les fibres constituées de lentille avec un amplificateur optique et ainsi, observer si cette hypothèse est valide.

Avec le banc de fabrication et de caractérisations des microlentilles mis en place, l'utilisateur peut obtenir la lentille voulue. Il suffit pour cela, de choisir la distance de fabrication à l'aide la courbe décrivant le comportement linéaire du rayon ou de la demi-divergence de la lentille en fonction de la distance et, d'appliquer le nombre de décharges qui a été fixé à cette distance.

CHAPITRE 4 Couplage

Lorsqu'une fibre clivée est utilisée pour le couplage avec un laser, les pertes sont de l'ordre de 10 dB. Des systèmes de lentilles peuvent être réalisés mais l'encombrement et l'alignement du montage limitent leur utilisation. En revanche, les fibres constituées d'une micro lentille sur une de leurs deux terminaisons permettent d'optimiser le couplage et la taille du montage.

Selon le diamètre et la qualité des microlentilles, les pertes de couplage peuvent être grandement réduites. En effet, l'efficacité du couplage est fonction du recouvrement des faisceaux et, les microlentilles ayant pour action de modifier le faisceau de la fibre, le recouvrement peut ainsi être optimisé. En revanche, des défauts sur les lentilles nuisent au couplage. Dans ce chapitre, nous allons réaliser le couplage des microlentilles fabriquées avec un amplificateur optique afin de déterminer leur performance pour cette application.

Dans la première section de ce chapitre, nous allons mesurer les caractéristiques de l'amplificateur afin d'évaluer théoriquement les lentilles optimales pour le couplage. La section suivante sera consacrée à l'expérience avec le détail de la procédure et les résultats obtenus.

4.1 Caractéristiques de l'amplificateur optique

L'amplificateur optique utilisé a été conçu, fabriqué et caractérisé par l'équipe du laboratoire d'Optoélectronique de l'Ecole Polytechnique de Montréal sous la direction du Professeur Romain Maciejko.³³⁻³⁷ L'amplificateur est constitué d'une hétérostructure à guidage par perturbation de l'indice effectif (Ridge), figure 4-1.

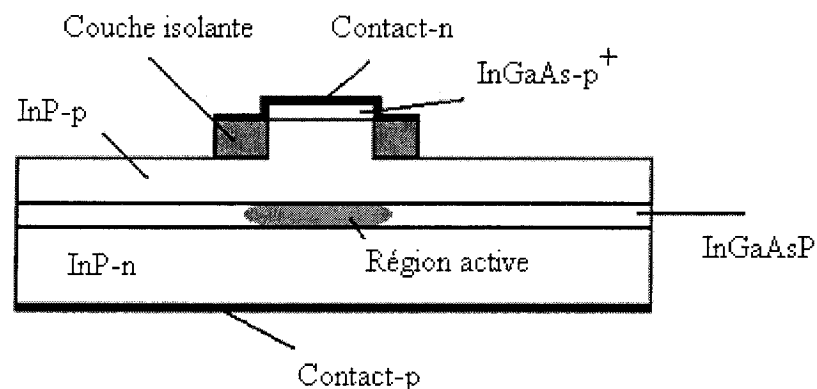


Figure 4-1 : Structure de l'amplificateur.³⁷

La région active est formée de trois puits quantiques en tension en alternance avec trois puits quantiques en compression d'InGaAsP. Les puits sont entourés de barrières non contraintes d'InGaAsP. Les principales étapes de fabrication de ces amplificateurs sont la photolithographie, la gravure par plasma réactive de Ar - C₂H₆ - H₂ et ensuite les dépôts de la couche isolante et des contacts. Le guide d'onde a une longueur de 1 mm et une largeur de 1.5 μm . La longueur d'onde centrale est de 1550 nm. Les facettes de l'amplificateur ont été inclinées de 8° afin d'éviter les réflexions.

Dans le cadre de notre expérience, le pompage réalisé est électrique et le courant d'injection appliqué est de 300 mA. Avec ce pompage, l'amplificateur fonctionne en régime d'émission spontanée amplifiée. Les expériences ont été réalisées en collaboration avec Rodica Matei,³³⁻³⁷ étudiante au doctorat sous la direction du Professeur Romain Maciejko au laboratoire d'Optoélectronique de l'Ecole Polytechnique de Montréal.

Afin de connaître la gamme de lentilles optimales pour le couplage entre l'amplificateur et la fibre, il est nécessaire de simuler théoriquement ce couplage et donc de déterminer les divergences de l'amplificateur. La mesure de la divergence a été effectuée à mi-hauteur et à $1/e^2$ du maximum de l'intensité. La figure 4-2 montre les profils selon le plan perpendiculaire (axe 0y) et le plan parallèle (axe 0x) de l'amplificateur, mesurés au plus proche de l'analyseur.

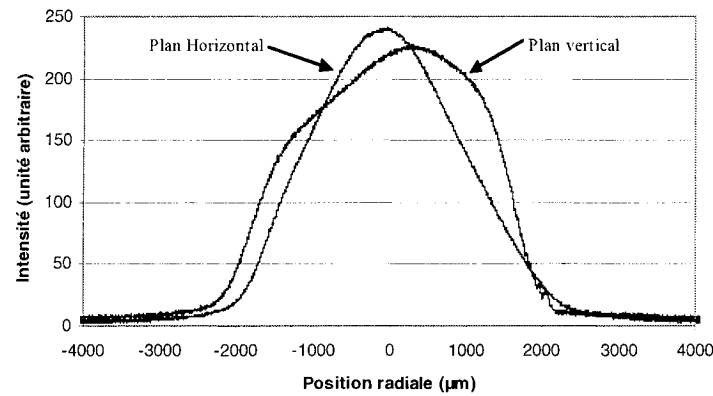
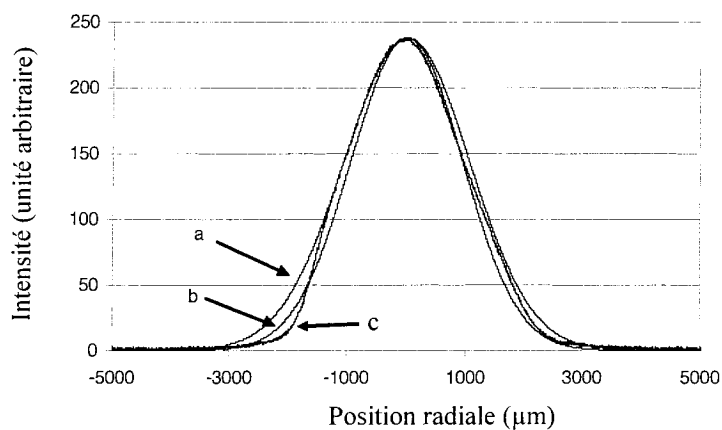


Figure 4-2 : Profils de l'intensité de l'amplificateur selon le plan perpendiculaire et le plan parallèle à la jonction.

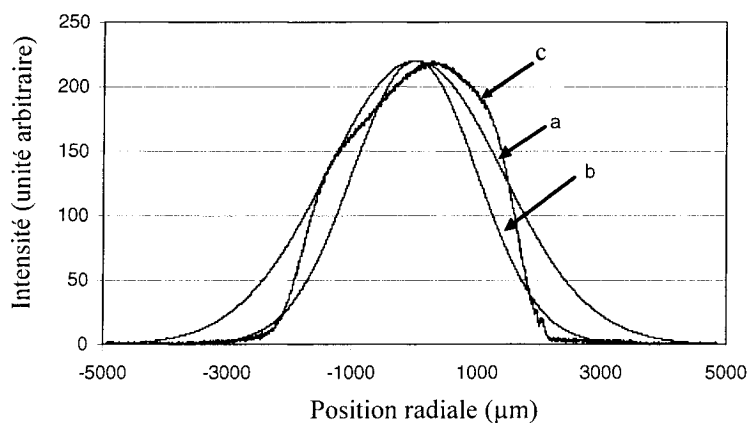
Les distributions de l'intensité observées selon les deux plans ne sont pas gaussiennes. Néanmoins, pour pouvoir mesurer les divergences à $1/e^2$ du pic de l'intensité selon la méthode employée pour les lentilles, nous avons utilisé les équations d'une distribution gaussienne. Les divergences ont donc été calculées d'après les pentes de l'évolution de la taille du faisceau à 0.5 et $1/e^2$ du pic de l'intensité en fonction de la distance entre chaque mesure. Les demi-divergences mesurées sont 17.1° et 16.8° à $1/e^2$ du pic et 13.8° et 15.5° à mi-hauteur du pic selon les axes $0x$ et $0y$ respectivement. Mais, du fait que les profils ne sont pas gaussiens, les divergences à mi-hauteur et à $1/e^2$ ne sont pas proportionnelles.

Le calcul théorique de l'efficacité du couplage, η , est lié au recouvrement des faisceaux de l'amplificateur et de la fibre avec comme approximation que les faisceaux sont gaussiens. Sur la figure 4-3, nous avons tracé les profils mesurés à une distance d de

l'analyseur et les profils gaussiens correspondants aux divergences mesurées à $1/e^2$ et à mi-hauteur.



(i)



(ii)

Figure 4-3 : Tracé des profils de l'amplificateur mesurés selon les plans x (i) et y (ii), c, et des distributions gaussiennes associées, a et b. Les profils gaussiens a et b sont obtenus d'après les mesures à mi-hauteur et à $1/e^2$ du pic respectivement.

On observe sur la figure 4-3 (ii) que le profil gaussien obtenu d'après la mesure du rayon à $1/e^2$, correspond à une sous estimation du profil tandis que l'autre profil gaussien peut être comparé à une surestimation. Ainsi, pour calculer le facteur de couplage

d'après l'équation 1-23, nous avons utilisé les deux approximations faites sur le faisceau de l'amplificateur et, obtenu les deux courbes de la figure 4-4 correspondantes aux profils gaussiens d'après les mesures à $1/e^2$ et à mi-hauteur.

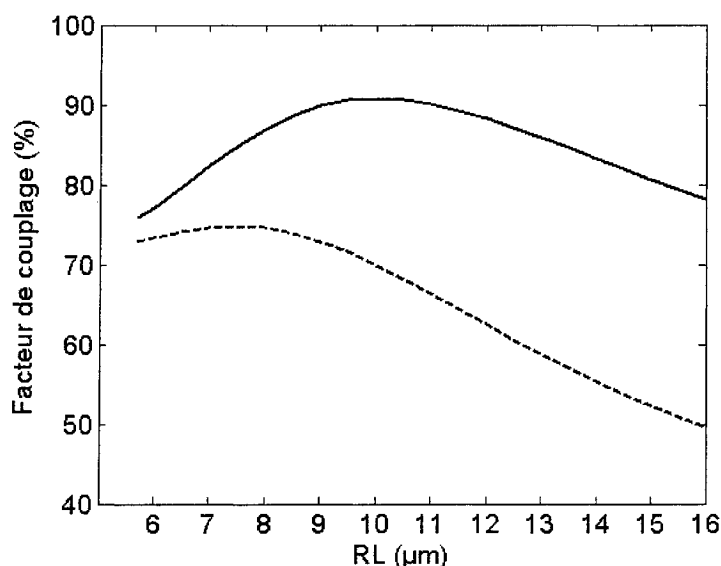


Figure 4-4 : Facteur de couplage théorique en fonction du rayon de la lentille. La courbe en traits pleins a été obtenue d'après la divergence de l'amplificateur mesurée à $1/e^2$ et la courbe en traits pointillés d'après la divergence mesurée à 50 %.

Les courbes théoriques obtenues sont très différentes du fait que le calcul est basé sur la taille des waist de l'amplificateur selon les plans parallèles et perpendiculaires à la jonction. Mais étant donné que ces courbes sont reliées à une surestimation et une sous estimation des profils de l'amplificateur, elles permettent d'avoir un ordre de grandeur de la taille des lentilles optimales. Le rayon de la lentille optimale pour effectuer le

couplage serait ainsi compris entre 7 et 10 μm et le facteur de couplage maximal attendu serait entre 70 % et 90 %.

4.2 Expérience

La procédure expérimentale pour mesurer l'efficacité de couplage a été réalisée de la manière suivante. La puissance de l'amplificateur est mesurée avec un large détecteur au début et à la fin de chaque expérience. La puissance moyenne de l'amplificateur est de 1.49 mW avec une variation de 0.02 mW entre le début et la fin de l'expérience et de longueur d'onde centrée à environ 1550 nm. Puis, la fibre est clivée et positionnée sur un support adapté pour que le détecteur collecte toute la puissance transmise. Ensuite, l'alignement entre l'amplificateur et la lentille est réalisé grâce à des micromanipulateurs manuels qui permettent de déplacer la fibre selon les trois axes x, y, z. La figure 4-5 illustre un alignement effectué entre l'amplificateur et une fibre modifiée.

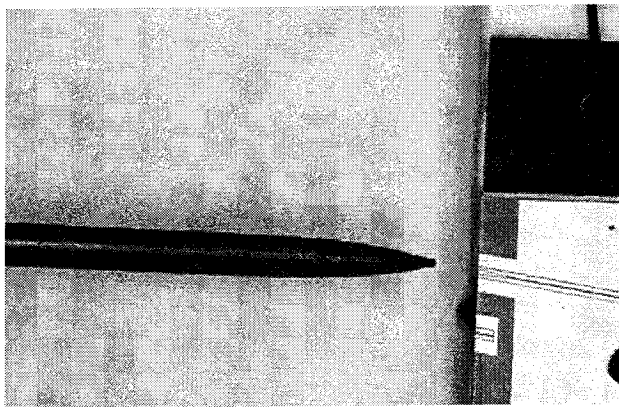


Figure 4-5 : Montage expérimental de la mesure du couplage entre une fibre et l'amplificateur

L'efficacité du couplage est calculée d'après la puissance maximale transmise dans la fibre par la lentille, P_l , et la puissance de l'amplificateur, P_A ;

$$\eta = \frac{P_l}{P_A} \times 100. \quad (4-1)$$

Sur la figure 4-6, l'efficacité du couplage mesurée est tracée en fonction des rayons des axes majeurs et mineurs des lentilles.

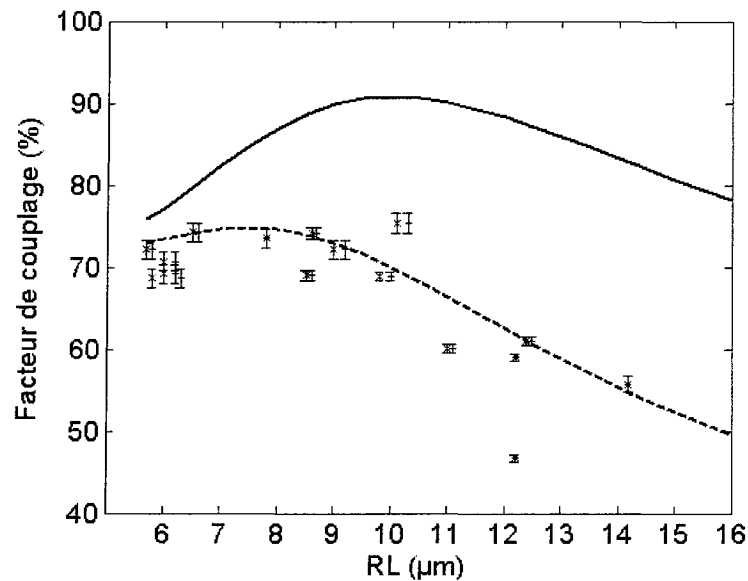


Figure 4-6 : Facteur de couplage en fonction des rayons des lentilles.

Les courbes en traits pleins et en traits pointillés correspondent au facteur de couplage calculé d'après les demi-divergences à $1/e^2$ et à mi-hauteur de l'amplificateur respectivement. Les points expérimentaux + et x sont respectivement mesurés selon l'axe majeur et mineur de la lentille.

La puissance maximale transmise par les lentilles fabriquées est supérieure à 70 % et le rayon optimal est compris entre 6 μm et 10 μm . D'après le graphe, la courbe théorique obtenue avec les mesures des rayons des profils de l'amplificateur à mi-hauteur du pic de l'intensité, est plus en accord avec les points expérimentaux. Cependant, l'alignement pour effectuer le couplage a été fait seulement selon les trois axes de translation. Les fibres peuvent donc être inclinées par rapport à l'axe de propagation du faisceau de l'amplificateur. Il en résulterait des pertes de couplages et il est fort possible que les points expérimentaux obtenus soient en deçà de l'efficacité de couplage accessible. Néanmoins, cet alignement ne remet pas en cause la performance des lentilles car sans alignement optimal, le couplage est déjà supérieur à 70 %.

Dans le chapitre précédent, nous avons posé comme hypothèse, que les déformations des lentilles observées par les mesures des divergences pour des rayons supérieurs à 8 μm , étaient faibles. Les couplages expérimentaux exécutés corroborent ces hypothèses car les lentilles ayant des rayons compris entre 8 et 10 μm permettent un couplage supérieur à 70 %. Au-delà de ces rayons, l'efficacité du couplage diminue mais cela ne signifie pas que la qualité des lentilles est remise en cause, il est plus probable que ces rayons ne soient pas optimaux pour coupler l'amplificateur avec la fibre.

4.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons effectué le couplage entre un amplificateur optique en régime d'émission spontanée amplifiée avec les microlentilles fibrées. Le facteur de

couplage obtenu est supérieur à 70 % pour la gamme de lentilles optimales à ce couplage. Les résultats sont très encourageants car l'alignement n'a été effectué que selon les trois axes de translation. La procédure de fabrication des microlentilles fibrées permet donc d'obtenir des lentilles de qualité qui peuvent être utilisées pour optimiser le couplage.

Nous avons étudié aussi le faisceau de l'amplificateur afin de déterminer la gamme de lentilles optimales pour le couplage. La technique de caractérisation de l'amplificateur utilisé et le calcul théorique de l'efficacité de couplage, imposent comme approximation que le faisceau soit gaussien. Cette approximation limite la capacité de déterminer le rayon de courbure des lentilles à employer car le profil du faisceau n'est pas gaussien. Cependant d'après les mesures effectuées, la divergence du faisceaux de l'amplificateur à 50 % du pic de l'intensité permet d'obtenir la courbe théorique du facteur de couplage qui est plus en accord avec l'expérience. On peut ainsi avoir un ordre de grandeur du rayon de courbure des lentilles à utiliser.

Dans une étude future il serait intéressant de tester les lentilles sur différents faisceaux lasers à 1550 nm. On pourrait ainsi évaluer la validité de la théorie afin de déterminer si l'on peut prévoir plus précisément les lentilles à fabriquer selon le laser utilisé.

Conclusion

Nous avons, tout le long du mémoire, détaillé la procédure élaborée pour obtenir des microlentilles hémisphériques fibrées. Chaque étape de la fabrication a été optimisée pour rendre le processus reproductible et pour faciliter l'utilisation ultérieure du montage expérimental. L'évolution de la constitution des microlentilles a été suivie à chaque fois d'une contribution supplémentaire à la théorie afin d'optimiser l'accord avec l'expérience et de permettre son utilisation future dans le choix des dimensions des microlentilles.

La technique que nous avons utilisée pour la fabrication, est l'effilage et le chauffage. Pour la première étape, nous avons testé deux méthodes d'attaque chimique par l'acide fluorhydrique. La méthode retenue, appelée « Tube », est une méthode connue de fabrication de pointe pour les microscopes optiques à champ proche, qui permet une plus grande obtention de pointes sans défauts. Nous l'avons optimisée pour que l'effilage de nos échantillons soit répétable. L'angle moyen des pointes obtenues est

de $25.8^\circ \pm 2.2^\circ$. De l'étude théorique du comportement modal des fibres effilées, il en est ressorti que les pointes ont un profil adiabatique, condition optimale pour éviter des pertes de puissance du mode fondamental. Nous avons montré aussi que lorsque le rayon de la fibre est inférieur à $16\text{ }\mu\text{m}$, le faisceau se contracte à l'intérieur de la fibre.

Nous avons ensuite procédé à la dernière étape de fabrication qui consiste à utiliser des décharges électriques pour former la lentille hémisphérique. Le choix de la méthode pour modifier systématiquement le rayon de la lentille, a été de fixer le nombre de décharges sur la pointe en fonction de la distance entre la fibre et les électrodes. La caractérisation des lentilles a été effectuée en deux parties. Sur le même montage optique, à l'aide d'un analyseur de faisceau, nous avons mesuré la divergence des lentilles produites. Ensuite, le rayon de la lentille a été mesuré par l'analyse des photographies prises au microscope. Ainsi, avec la méthode développée, la demi-divergence de la fibre, initialement de 6.2° environ, peut être modifier de 11° à 20° ce qui correspond à une variation du rayon de la lentille compris entre $14.4\text{ }\mu\text{m}$ et $6\text{ }\mu\text{m}$. Les courbes obtenues montrant la variation linéaire du rayon ou de la divergence de la lentille en fonction de la distance de fabrication permettent à un utilisateur d'obtenir la lentille désirée dans la gamme définie ci dessus, avec une variation de $\pm 0.5\text{ }\mu\text{m}$ pour le rayon. L'observation des profils transverses de l'intensité avec l'analyseur de faisceau a montré que lorsque les lentilles sont fabriquées proches des électrodes avec 2 ou 3 décharges, la qualité des lentilles commencent à diminuer. Une solution future pour obtenir des lentilles de rayons de plus de $10\text{ }\mu\text{m}$ de qualités supérieures, serait de déterminer les distances pour obtenir cette gamme de rayons avec un minimum de 4

décharges, ce qui garantirait un meilleur contrôle de la fabrication. Nous avons observé aussi que le meilleur accord entre la théorie et l'expérience se produit lorsque la contraction du faisceau dans la fibre effilée est prise en compte dans les calculs.

La dernière partie du travail a été consacrée à l'application de ces lentilles pour le couplage. Pour cela, nous avons utilisé un amplificateur à semi conducteur en régime d'émission spontanée amplifiée. L'efficacité de couplage mesurée est supérieure à 70 % avec un alignement effectué seulement selon les axes de translation. L'efficacité attendue serait donc supérieure si l'alignement est optimisé. Un des défis qui reste à accomplir, serait de prévoir avec précision la lentille optimale à utiliser pour un laser donné. Nous avons pour cela, simulé le couplage de l'amplificateur en fonction du rayon de courbure de la lentille. La validité de cette approche est limitée par l'utilisation de l'approximation gaussienne du faisceau de l'amplificateur. Cependant, d'après les mesures des rayons à mi-hauteur du pic de l'intensité, l'accord entre la théorie et l'expérience est amélioré en comparaison avec les mesures à $1/e^2$ du pic de l'intensité.

Nous avons développé cette technique pour des fibres monomodes à 1550 nm et montré que le couplage avec un amplificateur optique peut être optimisé à plus de 70 %. L'application de cette technique à d'autres longueurs d'ondes permettrait d'optimiser le couplage sur une plus large gamme de guides d'onde tel que le couplage avec une diode laser à 980 nm pour pomper un amplificateur à fibre dopé à l'erbium. Nous avons pour cela, commencé la fabrication de microlentilles sur des fibres unimodales à 980 nm. Le processus est actuellement en cours.

Références

- [1] SHAH, V.S., CURTIS, L., VODHANEL, R.S., BOUR, D.P., YOUNG, W.C. (1990) « Efficient power coupling from a 980-nm, broad-area laser to a single-mode fiber using a wedge-shaped fiber endface ». *J. Lightwave Technology*, 8 : 9. 1313-1318.
- [2] PRESBY, H.M., BENNER, A.F., EDWARDS, C.A., (1990) « Laser micromachining of efficient fiber microlenses ». *Applied Optics*, 29 : 18, 2692-2695.
- [3] KUWAHARA, H., SASAKI, M., TOKOYO, N. (1980) « Efficient coupling from semiconductor lasers into single-mode fibers with tapered hemispherical ends » *Applied Optics*, 10 : 15; 2578-2583.
- [4] YANG, H.M., JOU, D.C., CHEN, M.H., WU, S.H., CHENG, W.H. (2001) « An optimum approach for fabrication of tapered hemispherical-end fiber for laser module packaging ». *J. Electronic Materials*, 30 : 3. 271-274.
- [5] BARON, J., KASHYAP, R. « Fabrication, characterisation and optimisation of optical fibre lenses using an iterative approach, for efficient waveguide coupling » *CIPJ Annual Meeting*, May 2005.
- [6] BARON, J., KASHYAP, R. (2005) « Fabrication, characterisation and optimisation of optical fibre lenses and efficient waveguide coupling using an iterative approach », *Proc. of SPIE*, 59700 M1-M8.

- [7] PEREZ, J. P. (2000) « Faisceaux gaussiens ». *Optique. Fondements et applications*. 6^{ème} éd. Paris : Dunod. P. 415-429.
- [8] GHATAK, A., THYAGARAJAN, K. (1998) « Propagation, characteristics of a step index fiber ». *Introduction to fibers optics*. 1^{ère} éd. Cambridge : Cambridge University Press , P. 132-165.
- [9] BURES, J. (2005) *Technologie de l'optique guidée, Notes de cours*, 2^{ème} éd. Montréal : Presses internationales Polytechnique. 289p.
- [10] SELF, S. A. (1983) « Focusing of spherical Gaussian beam ». *Applied Optics*. 22 : 5. 658-661.
- [11] GANGOPADHYAY, S., SARKAR, S. N. (1998) « Laser to single-mode fiber excitation via hemispherical lens on the fiber tip » *J. Optical Communications*. 19 : 2. 42-44.
- [12] PRESBY, H. M., EDWARDS, C. A. (1992) « Near 100% efficient fibre microlenses ». *Electronics Letters*. 28 : 6. 582-583.
- [13] EDWARDS, C. A., PRESBY, H. M., DRAGONE, C. (1993) « Ideal microlenses for laser to fiber coupling » *J. Lightwave Technology*. 11 : 2. 252-257.
- [14] TURNER, D. R. (4 sep 1984) *Etch procedure for optical fibers*. 5 p. Int. Cl. C03C-25/06, U. S. Cl. 156/657, 4,469,554. United States Patent.
- [15] LESTRADE, M. (2002) *Construction d'un prototype de microscope à champ proche optique (NSOM) pour mesures à hautes résolutions*. 128p. Thèse de maîtrise en génie physique, École Polytechnique de Montréal.

- [16] PUYGRANIER, B. A. F., DAWSON, P. (2000) « Chemical etching of optical fibre tips – experiment and model » *Ultramicroscopy*. 85. 235-248.
- [17] MONONOBE, S., OHTSU, M. (1996) « Fabrication of a pencil-shaped fiber probe for near-field optics by selective chemical etching » *J. Lightwave Technology*. 14 : 10. 2231-2235.
- [18] TAKAHASHI, K. M. (1990) « Meniscus shapes on small diameter fibers » *J. Colloid and Interface science*. 134 : 1. 181-187.
- [19] WONG, P. K., WANG, T., HO, C. (2002) « Optical fiber tip fabricated by surface tension controlled etching » *Solid-State, Actuator and Microsystems Workshop*, Hilton Head Island, South Carolina, June 2-6. 94-97.
- [20] BUREL, G. (2001) *Introduction au traitement d'images*, Paris : Hermès Science Publication. 223p.
- [21] LAMBELET, P., SAYAH, A., PFEFFER, M., PHILIPONA, C., MARQUIS-WEIBLE, F. (1998) « Chemically etching fiber tips for near-field optical microscopy : a process for smoother tips » *Applied Optics*. 37 : 31. 7289-7292.
- [22] STOCKLE, R., FOKAS, C, DECKERT, V, ZENOBI, R. (1999) « High-quality near-field optical probes by tube etching » *Applied Physics Letters*. 75 : 2. 160-162.
- [23] WEI, P. K., CHEN, Y. C., KUO, H. L. (2002) « Systematic variation of polymer jacketed fibres and the effects on tipp etching dynamics » *J. Microscopy*. 210 : 3. 334-339.

- [24] AN, H. L. (2000) « Theoretical investigation on the effective coupling from laser diode to tapered lensed single-mode optical fiber » *Optics Communication*. 181. 89-95.
- [25] HILLERICH, B., GUTTMANN, J. (1989) « Deterioration of taper lens performance due to taper asymmetry » *J. Lightwave technology*. 7 : 1. 99-104.
- [26] EDWARDS, C. A., PRESBY, H., DRAGONE, C. (1993) « Ideal microlenses for laser to fiber coupling » *J. Lightwave technology*. 11 : 2. 252-257.
- [27] TIMOFEEV, F. N., KASHYAP, R. « Digital fiber micro-lens shaping » presented at Photonics North 2003, Montreal, 2003.
- [28] BORN, M., Wolf, E. (1980) *Principles of Optics*, 6^{ème} éd. Cambridge : Cambridge University Press. 808p.
- [29] LEE, K. S. (1986) « Focusing characteristics of a truncated and aberrated Gaussian beam beam through a hemispherical microlens » *Applied optics*. 25 :20. 3671-3675.
- [30] BELLAN, P., CRENN, J. P. (1982) « Changes in the characteristics of a Gaussian beam weakly diffracted by a circular aperture » *Applied optics*. 21 :3. 522-527.
- [31] HILLERICH, B., GUTTMANN, J. (1989) « Deterioration of taper lens performance due to taper asymmetry » *J. Lightwave Technology*. 7 :1. 99-104.
- [32] YANG, H., HUANG, S., LEE, C. (2004) « High coupling tapered hyperbolic fiber microlens and taper asymmetry effect » *J. Lightwave Technology*. 22 :5. 1395-1401.
- [33] MATEI, R., MACIEJKO, R., & CHAMPAGNE, A. « Optical gain analysis of polarization insensitive semiconductor optical amplifiers with strained quantum wells » Photonics North 2004: *International Conference on Applications of Photonic*

Technology, ICAPT, Sep 26-29 2004. 5577, 98-105. Ottawa, Ont., Canada, International Society for Optical Engineering, Bellingham, WA 98227-0010, United States. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering.

[34] MATEI, R., MACIEJKO, R., LIZÉ, Y., KASHYAP, R. « Frequency Response and Polarisation Insensitivity of Strained MQW Optical Amplifiers » *CLEO/QELS, Conference on Lasers and Electro-Optics Quantum Electronics and Laser Science Conference*, May 22-27 2005. CThZ5. Baltimore, Maryland, USA.

[35] MATEI, R., MERCURE, P., CHAMPAGNE, A., LESTRADE, M., MACIEJKO, R. « *Many-body effects in the spontaneous emission spectrum of tensile and compressively strained multiple quantum-wells structures* » article en soumission à IEEE Journal of Quantum Electronics.

[36] MATEI, R., MERCURE, P., CHAMPAGNE, A., LESTRADE, M., MACIEJKO, R., KASHYAP, R. « Measurements and calculations of spontaneous emission of tensile and compressively strained multiple quantum-wells structures » *Proceedings of SPIE, Photonics North 2005: Photonic Applications in Devices and Communication Systems, ICAPT*, Sep 16-19 2005. 5970, 59700B, Toronto, Ont., Canada, International Society for Optical Engineering, Bellingham, WA 98227-0010, United States. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering.

[37] MATEI, R., Etude sur le gain optique dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs à multiples puits quantiques C3T3 (trois puits en compression et trois puits en tension). Thèse de doctorat en cours d'obtention sous la direction du Professeur

Romain Maciejko au sein du laboratoire d'Optoélectronique, Ecole Polytechnique de Montréal.

Annexe A Calcul des profils radiaux des modes scalaires LP₀₁ et LP₀₂ locaux et des constantes de propagation dans un guide effilé.

Le guide étudié est un guide à trois couches constitué d'un cœur, d'une gaine et de l'air. Le cœur est caractérisé par son indice n_c et son rayon ρ_c , la gaine par son indice n_g et son rayon ρ_g et l'air par son indice n_{air} . Les champs, $\Psi_l(r)$, sont solutions de l'équation d'onde scalaire et permettent de déterminer les indices effectifs, n_{eff} , des modes scalaires LP_{lm}. Il faut distinguer les modes de cœur, $n_{eff} < n_c$, et les modes de gaine, $n_g > n_{eff} > n_c$, car les solutions $\Psi_l(r)$ sont distinctes pour ces deux types de modes.

➤ Pour un mode de cœur, les solutions de l'équation d'onde s'écrivent :

$$\text{dans le cœur } \Psi_c(r) = \frac{J_l\left(U_c \frac{r}{\rho_c}\right)}{J_l(U_c)} \text{ avec } U_c = k\rho_c \sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}, \quad (\text{A2-1})$$

$$\text{dans la gaine } \Psi_g(r) = B \frac{K_l(W_g \frac{r}{\rho_g})}{K_l(W_g)} + C \frac{I_l(W_g \frac{r}{\rho_g})}{I_l(W_g)} \text{ avec } W_g = k\rho_g \sqrt{n_{eff}^2 - n_g^2} \quad (\text{A2-2})$$

$$\text{et à l'extérieur } \Psi_e(r) = D \frac{K_l\left(W_e \frac{r}{\rho_g}\right)}{K_l(W_e)} \text{ avec } W_e = k\rho_g \sqrt{n_{eff}^2 - n_e^2}. \quad (\text{A2-3})$$

Pour déterminer les indices effectifs et les constantes B , C et D d'une famille de mode de même symétrie azimutale, l , on écrit les continuités de $\Psi(r)$ et de sa dérivée à $r = \rho_c$ et $r = \rho_g$. On obtient l'équation aux valeurs propres, équation A2-4, dont les valeurs propres sont les indices effectifs ainsi que les équations régissant les constantes B , C et D , équation A2-5.

$$\frac{W_e K'_l(W_e)}{K_l(W_e)} - \frac{\rho_g \Psi'_g(\rho_g)}{\Psi_g(\rho_g)} = 0 \quad (\text{A2-4})$$

$$\begin{cases} B = \frac{K_l(U_g)}{J_l(U_c)} \left(W_g \frac{\rho_c}{\rho_g} I'_l(W_g \frac{\rho_c}{\rho_g}) J_l(U_c) - U_c J'_l(U_c) I_l(W_g \frac{\rho_c}{\rho_g}) \right), \\ C = \frac{I_l(U_g)}{J_l(U_c)} \left(U_c J'_l(U_c) K_l(W_g \frac{\rho_c}{\rho_g}) - W_g \frac{\rho_c}{\rho_g} K'_l(W_g \frac{\rho_c}{\rho_g}) J_l(U_c) \right), \\ D = B + C \end{cases} \quad (\text{A2-5})$$

- Pour un mode de gaine, les solutions de l'équation d'onde sont identiques dans le cœur et dans l'air, dans la gaine elles s'écrivent :⁹

$$\text{dans la gaine } \Psi_g(r) = B \frac{J_l(U_g \frac{r}{\rho_g})}{J_l(U_g)} + C \frac{Y_l(U_g \frac{r}{\rho_g})}{Y_l(U_g)} \text{ avec } U_g = k \rho_g \sqrt{n_g^2 - n_{eff}^2} \quad (\text{A2-6})$$

L'équation aux valeurs propres est identique à celle des modes de cœurs. Les équations permettant de trouver les constantes B , C et D sont :

$$\begin{cases}
B = \frac{\pi}{2\rho_g} \frac{J_l(U_g)}{J_l(U_c)} \left\{ U_g \rho_c Y'_l(U_g \frac{\rho_c}{\rho_g}) J_l(U_c) - U_c \rho_g J'_l(U_c) Y_l(U_g \frac{\rho_c}{\rho_g}) \right\}, \\
C = \frac{\pi}{2\rho_g} \frac{Y_l(U_g)}{J_l(U_c)} \left\{ U_c \rho_g J'_l(U_c) J_l(U_g \frac{\rho_c}{\rho_g}) - U_g \rho_c J'_l(U_g \frac{\rho_c}{\rho_g}) J_l(U_c) \right\}, \\
D = B + C
\end{cases} \quad (A2-7)$$

Après la résolution numérique des deux équations aux valeurs propres pour les modes de même symétrie azimutal, $l=0$, on trouve que le mode LP_{01} est un mode de coeur et que le mode LP_{02} est un mode de gaine pour les rayons de gaine de 60 à 6 μm . Connaissant leurs indices respectifs, on peut calculer les coefficients B , C et D , équation A2-5 ou A2-7, selon que le mode est de coeur ou de gaine et ainsi déterminer le champ, $\Psi(r)$ du mode LP_{01} et celui du LP_{02} .

Annexe B Calcul de l'incertitude sur la mesure du profil radial du faisceau par l'analyseur de faisceau

L'analyseur de faisceau utilisé a été conçu pour mesurer des faisceaux de demi-divergences à $1/e^2$ inférieures à 15° . Pour des faisceaux de demi-divergences supérieures à 15° , entre le moment où la fente de l'analyseur passe au centre du faisceau et où elle passe au niveau des rayons extrêmes, le faisceau s'est propagé spatialement. A partir du moment où le trajet de la fente n'est plus plan, l'intensité mesurée à chaque position de la fente est celle du profil qui se propage. Le profil d'intensité obtenu est une superposition de profils transverses à différentes distances. Pour évaluer l'incertitude de mesure, on va comparer les tailles du faisceau à $1/e^2$ du profil de l'intensité mesuré et celles que l'on devrait mesurer.

La fibre est placée en A, figure B-1, à la distance z_l de la face de l'analyseur telle que $z_l \gg z_R$, z_R étant la distance de Rayleigh du faisceau. Le rayon du faisceau, W_{z_l} , à la distance z_l est égal à

$$W_{z_l} = z_l \tan(\theta), \quad (\text{B-1})$$

où θ est la divergence du faisceau. Cependant, si l'on observe la variation de la taille du faisceau à $1/e^2$ de l'intensité maximale en fonction de la distance, l'analyseur mesure la

largeur du profil de l'intensité à $1/e^2$ du maximum de l'intensité lorsque la fente est située en B à la distance $z_2 = z_1 + d$. L'analyseur mesurera un rayon différent de W_{z1} . Pour connaître l'incertitude sur la mesure, on calcule la distance supplémentaire, d , parcourue par le faisceau.

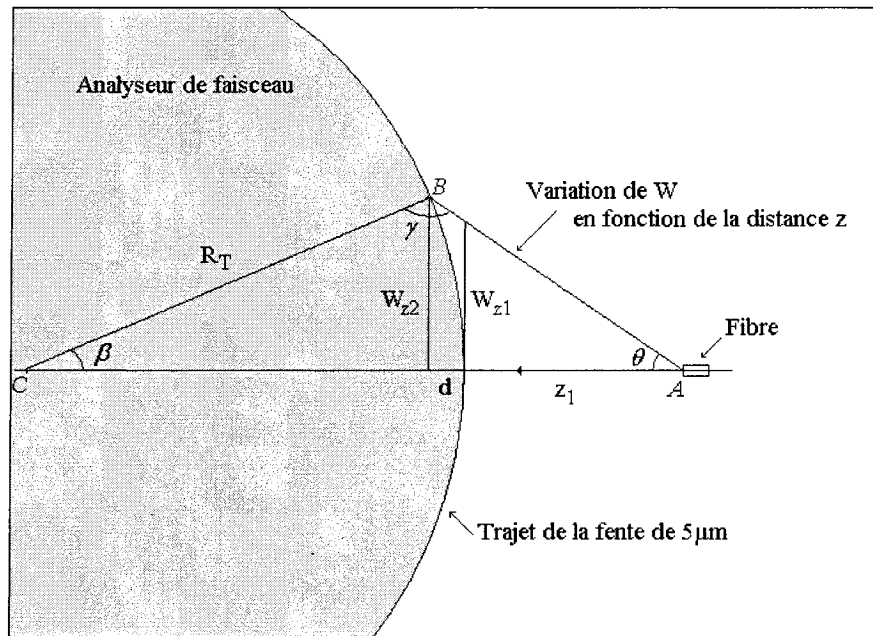


Figure B-1 : schéma d'un faisceau arrivant perpendiculairement sur la face de l'analyseur. La fibre est placée en A à $z = 0$. C est le centre du tambour de rayon R_T . Le faisceau touche le tambour en son centre à une distance z_1 et le rayon représentant la propagation de la taille du faisceau à $1/e^2$ de l'intensité maximale touche le tambour au point B à la distance z_2 .

D'après le triangle ABC, figure B-1, on a

$$\frac{R_T}{\sin(\alpha)} = \frac{z_1 + R_T}{\sin(\gamma)}. \quad (\text{B-2})$$

Comme $\alpha + \beta + \gamma = 180$, on obtient l'angle β et ainsi calculer d ,

$$d = R_T (1 - \cos(\beta)). \quad (\text{B-3})$$

Connaissant d , on obtient la distance $z_2 = z_1 + d$, et W_{z2} d'après l'équation B-1. Cependant, l'analyseur ne mesure pas W_{z2} car le profil qu'il mesure est une combinaison de plusieurs profils à différentes distances. L'intensité maximale est mesurée à la distance z_1 et non pas à z_2 . Donc pour connaître le rayon mesuré, on calcule le rayon du profil de l'intensité $|\psi_{z2}|^2$ à la hauteur correspondante à l'intensité maximale du profil $|\psi_{z1}|^2$ divisée par $1/e^2$. Les profils normalisés, $|\psi_{z1}|^2$ et $|\psi_{z2}|^2$ sont :

$$\begin{cases} |\psi_{z1}(r)|^2 = e^{-2\left(\frac{r}{W_{z1}}\right)^2} \\ |\psi_{z2}(r)|^2 = \left(\frac{W_{z1}}{W_{z2}}\right)^2 e^{-2\left(\frac{r}{W_{z2}}\right)^2} \end{cases} \quad (\text{B-4})$$

Le rayon mesuré par l'analyseur est donc calculé pour $|\psi_{z2}|^2 = 1/e^2$. On obtient

$$r_{13.5\%} = W_{13.5\%,z2} \sqrt{-0.5 \ln \left(e^2 \left(\frac{W_{13.5\%,z2}}{W_{13.5\%,z1}} \right)^2 \right)}. \quad (\text{B-5})$$

Pour évaluer l'incertitude maximale sur la mesure, on a calculé l'incertitude pour une divergence de 22° qui correspond d'après le graphe 1-7 à la divergence maximale que l'on peut obtenir, tableau B-1.

Tableau B-1 : Incertitude sur la mesure du rayon d'un faisceau de 22° de divergence

z (mm)	Wz (μm)	W mesuré (μm)	Incertitude (%)
1	404.0	404.8	0.2
3	1212.1	1219.4	0.6
7.5	2828.2	2869.0	1.4

D'après le tableau B-1, la distance maximale, pour observer le profil afin que le trajet de la fente soit quasi plan, a été fixée à 3 mm pour une divergence de 22° .