Obtention de jets photoniques en embout de fibres optiques

Djamila Bouaziz

▶ **To cite this version:**

Djamila Bouaziz. Obtention de jets photoniques en embout de fibres optiques. Optique [physics.optics]. Université de Strasbourg; Université Ferhat Abbas (Sétif, Algérie), 2022. Français. NNT : 2022STRAD001 . tel-03775144

HAL Id: tel-03775144
https://theses.hal.science/tel-03775144

Submitted on 12 Sep 2022

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de Strasbourg

UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

École doctorale Mathématiques, sciences de l'information et de l'ingénieur | ED 269 Université de Strasbourg

ÉCOLE DOCTORALE MATHEMATIQUES, SCIENCES DE L'INFORMATION ET DE L'INGENIEUR – ED269

Laboratoire D'optique Appliquée, Institut d'optique et mécanique de précision
Université Ferhat Abbas Sétif Sétif-1, Algérie

THÈSE présentée par :

Djamila BOUAZIZ

soutenue le : **01 Juin 2022**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité : Photonique

Obtention de jets photoniques en embout de fibres optiques

THÈSE dirigée par :

Prof. Sylvain Lecler	Directeur de thèse, Professeur, INSA de Strasbourg
Prof. Nacer-Eddine Demagh	Co-directeur de thèse, Professeur, Université Ferhat Abbas Sétif-1

RAPPORTEURS :

Prof. Bruno Sauviac	Professeur, Université de St. Etienne
Dr. Djouher Mallek	Docteur, Maitre de conférences, Université des sciences et de la Technologie Houari Boumédienne

AUTRES MEMBRES DU JURY :

Prof. Laurent Bigot	Professeur, directeur de recherches, CNRS, Université de Lille
Prof. Kouider Ferria	Professeur, Université Ferhat Abbas Sétif-1

INVITÉS :

Dr. Assia Guessoum (invitée)	Encadrante, Maitre de conférences, Université Ferhat Abbas Sétif-1
Dr. Grégoire Chabrol (invité)	Encadrant, directeur de la recherche, ECAM Strasbourg-Europe

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique Et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de L'Enseignement Supérieur et de La Recherche Scientifique
جامعة فرحات عباس- سطيف
Université Ferhat Abbas - Sétif 1

THÈSE en cotutelle

Présentée à l'Institut d'Optique et Mécanique de Précision et à l'université de Strasbourg pour l'obtention du Diplôme de

DOCTORAT 3ème Cycle LMD

Domaine : Sciences et Techniques
Filière : Optique et mécanique de Précision
Spécialité : Optique et photonique appliquée

Par

Bouaziz Djamila

THÈME

Obtention de jets photoniques en embout de fibres optiques

Soutenue, le : 01/06/2022

Devant le jury composé de :

Directeur de thèse	Demagh Necer-Eddine	Prof.	UFA Sétif 1
Co-directeur de thèse	Lecler Sylvain	Prof.	INSA Strasbourg
Encadrante	Assia Guessoum	Dr.	UFA Sétif 1
Encadrant	Grégoire Chabrol	Dr.	ECAM Strasbourg-Europe.
Rapporteur	Sauviac Bruno	Prof.	Université de St. Etienne
Rapporteur	Mallek Djouher	Dr.	Université USTHB
Examinateur	Kouider Ferria	Prof	UFA Sétif 1
Examinateur	Laurent Bigot	Prof	Université de Lille

Ce travail a été financé par des subventions d'un programme de coopération algéro-française : Hubert Curien (PHC) Tassili. Géré par : La France à travers le Ministère de L'Europe et des Affaires Etrangères **(MEAE)** et le Ministère de l'Enseignement supérieur, de la Recherche et de l'Innovation français **(MESRI)**, et L'Algérie, à travers le Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique **(MESRS).**

Liberté • Égalité • Fraternité
RÉPUBLIQUE FRANÇAISE

MINISTÈRE
DE L'EUROPE ET DES
AFFAIRES ÉTRANGÈRES

Liberté • Égalité • Fraternité
RÉPUBLIQUE FRANÇAISE

MINISTÈRE
DE L'ENSEIGNEMENT
SUPÉRIEUR,
DE LA RECHERCHE
ET DE L'INNOVATION

République Algérienne
Démocratique et Populaire

Ministère de
l'Enseignement Supérieur
et de la Recherche Scientifique

A la mémoire de mon père qui n'a pas pu voir la fin de mon travail

Dédicaces

Il est naturel que ma pensée la plus forte aille à mon très cher père :

Abdelah BOUAZIZ

décédé trop tôt, autant de phrases et d'expressions aussi éloquentes soit-elles ne sauraient exprimer ma gratitude et ma reconnaissance. Il a su m'inculquer le sens de la responsabilité, de l'optimisme et de la confiance en soi face aux difficultés de la vie. Ses conseils ont toujours guidé mes pas vers la réussite. Sa patience sans fin, sa compréhension, son amour, sa générosité, et son encouragement sont pour moi le soutien indispensable qu'il a toujours su m'apporter. Je dois à mon père ce que je suis aujourd'hui et ce que je serai demain et je ferai toujours de mon mieux pour rester sa fierté et ne jamais le décevoir. Aucune dédicace ne saurait exprimer l'amour, l'estime et le respect que j'ai toujours eu pour mon papa, mon héros. Grâce à mon père, j'ai appris le sens du travail et de la responsabilité. J'espère que, du monde qui est sien maintenant, il apprécie cet humble geste comme preuve de reconnaissance de la part de sa petite princesse, qui a toujours prié pour le salut de son âme. Puisse Dieu, le tout puissant, lui accorder le paradis.

Ce travail est dédié à ma mère à qui je dois la vie et une part essentielle de ma personnalité. Qu'elle sache que l'amour qu'elle me donne continue à m'animer et me permet d'envisager l'avenir comme un défi.

À mes chers frères Issam, Mohamed, Zakaria, Ridha,

À mes belles soeurs,

à mon mari, Mohamed-Amine,

à toute ma famille et belle famille,

je dédie ce travail.

Remerciements

Avant toute chose, je tiens à remercier toutes les personnes qui ont permis ou contribué de près ou de loin à la réalisation de ces travaux de thèse.

Ce travail est le résultat de plus de 4 merveilleuses années passées dans les deux laboratoires : ICube sur le site Pôle API au sein de l'Université de Strasbourg et le LOA au sein de l'institut national d'optique et mécanique de précision à l'Université de Ferhat Abbas Sétif 1.

De manière un peu plus formelle, je tiens tout particulièrement à remercier **N. Demagh** et **S. Lecler**, mes directeurs de thèse et **A. Guessoum** ainsi **G. Chabrol** mes deux co-encadrants de thèse pour avoir rendu mon travail de doctorat possible, pour m'offrir une opportunité d'avoir une thèse en cotutelle, et pour le matériel que leurs laboratoires ont fidèlement mis à ma disposition. Je les remercie pour leur soutien sans faille pour l'ensemble de ces travaux de thèse et bien plus encore. Merci pour tous les conseils, les discussions, les aides nombreuses, la patience lors de la correction de mes écrits et la confiance accordée durant toute la durée de cette thèse.

J'exprime toute ma gratitude aux membres du jury : **Bruno Sauviac**, **Kouider Ferria**, **Laurent Bigot**, **Mallek Djouher**, qui m'ont fait l'honneur d'apporter un regard critique sur mes travaux.

Je remercie également **P. Montgoméry**, directeur de recherche à l'équipe IPP, pour son accueil lors de mon arrivée au laboratoire ICube et pour son soutien scientifique, matériel et moral au cours de cette thèse.

Je remercie également, chaleureusement **S. Perrin** pour ses conseils prodigués depuis mes débuts dans le monde de la recherche. Je remercie également les membres de l'équipe, permanents, doctorants et stagiaires avec qui j'ai travaillé et partagé ces quatre belles années de thèse.

Je présente également mes remerciements les plus humbles et sincères à **F. Antoni** et **F. Stocks** avec qui j'ai travaillé avec grand plaisir. Merci pour votre soutien scientifique, matériel et moral au cours de 4 mois de travail auprès de votre équipe en lien avec MaCEPV au laboratoire ICube sur le site de Cronenbourg. **A F. Stocks :** le travaille avec toi a été toujours dans la joie, la bonne humeur et l'humour. Merci d'avoir supporté ma personne et mes discussions. Merci d'avoir partagé avec moi votre pause café. Ces pauses resteront dans mon esprits et ma mémoire. Merci aussi pour le soutien scientifique et littéraire apporté au cours de ces 4 mois.

Ensuite, une très grande partie de mes remerciements s'adresse à l'ensemble des doctorants et stagiaires avec qui j'ai partagé ces années de thèse : **Rayenne Boudoukha**, **Sébastien Marbach**, **Amandine Elchinger**, **Tony Hajj** et **Rima Saadaoui** pour leur soutien scientifique, matériel et moral au cours de cette thèse.

Merci à **Sébastien Marbach** et **Kena Azil** pour toutes les aides, les conseils, les astuces, les dépannages express.

Je remercie du fond du coeur mes copines **Emna BEN SAAD** , **Hanine El Itawi**, **Amina Trabelsi** et **Zineb Guellout** pour les bons moments passés en votre compagnie, pour les souvenirs inoubliables les blagues et votre humour.

Je remercie mes frères qui ont eu confiance en moi et ont encouragé l'aventureuse décision de faire une thèse en France, qui ont partagé les instants de doutes et de joies liés à mon travail de thèse.

A titre plus personnel, je remercie chaleureusement mon mari, **Mohamed Amine**, pour sa grande patience, ses encouragements et sa confiance. Je tiens à le remercier surtout pour son sacrifice, son soutien moral ininterrompu et ses nombreux conseils tout le long de ma thèse qui m'ont permis de réussir mes études. Que ce travail soit le témoignage de ma reconnaissance et de mon respect.

D'un point de vue plus matériel, je remercie aussi Madame **Rachedi Hadrya** et touts ses enfants, **Mériam Rachedi**, **abdelwahab Rachedi**. Mes mots ne seraient jamais à la hauteur de l'amour et l'affection que vous m'avez témoigné tout au long de mon séjour en France. **Mériam Rachedi**, nos fous rires et les bons moments passés ensemble vont me manquer. Je n'oublierai jamais ces instants magiques. Ils seront gravés à jamais dans mon esprit. J'aimerais vous exprimer toute ma gratitude et ma reconnaissance. Ce remerciement serait pour moi, la meilleure façon de vous honorer et vous montrer à quel point vous avez été ma deuxième famille.

Enfin je présente aussi mes remerciements à toutes les personnes qui m'ont soutenu au cours de ma thèse et depuis les débuts de mes études en général. Merci à tous, famille, amis, connaissances... qui ont permis et contribué à me changer les idées en parallèle de mes travaux de thèse.

À tous, et même à ceux que j'aurais oublié, je dis simplement MERCI !

Je pense qu'il est temps de faire sauter cette scène

Ok, trois, deux, un, c'est parti !

La vie n'est facile pour aucun de nous. Mais quoi qu'il arrive, il faut avoir de la persévérance, et surtout de la confiance en soi. Il faut croire que l'on est doué pour quelque chose, et que, cette chose, il faut l'atteindre coûte que coûte. Marie Curie

Introduction générale

Cette thèse est le résultat de 4 années de recherche sur l'étude des jets photoniques en embout de fibre optique. Le travail a consisté à optimiser, fabriquer et caractériser de nouveaux embouts de fibre, dans le but de répondre aux besoins de nouvelles applications. Les travaux ont été réalisés dans le cadre d'une thèse en cotutelle entre l'équipe IPP (Instrumentation et Procédés Photoniques) du laboratoire ICube de l'Université de Strasbourg et de l'INSA Strasbourg d'une part, et le Laboratoire d'Optique et photonique Appliquée (LOA) de l'Institut d'Optique et Mécanique de Précision (IOMP) de l'Université de Ferhat Abbas Sétif-1-. La bourse de doctorat a été financée de 2019 à 2021 par l'Université de Sétif, avec en complément pour les mobilités à Strasbourg, un programme PHC TASSILI (Partenariat Hubert Curien franco-Algérien de Campus France). Il s'agit d'un programme qui soutient la coopération scientifique franco-algérienne (coopération bilatérale). L'objectif principal de cette thèse est de proposer de nouvelles fibres à embouts façonnés, avec différentes formes et différents matériaux, et ce, par une nouvelle technique qui a été brevetée pendant ma thèse, afin de mieux contrôler les propriétés des jets photoniques. Les travaux réalisés au cours de ce doctorat, partiellement retranscrits dans cette thèse se sont concentrés sur la simulation des embouts, leur fabrication et l'imagerie des jets photoniques obtenus.

Cette thèse est dédiée à l'étude et à l'optimisation d'un cas particulier d'interaction des ondes électromagnétiques par un objet diélectrique en embout de fibre optique. Elle se concentre sur un phénomène qui a été conceptualisé en 2004, appelé "jet photonique" ou "nanojet photonique" [1]. C'est un faisceau de lumière propagatif, étroit et fortement concentré qui peut être généré par un objet diélectrique (cylindre, sphère, cuboïde, etc.) de quelques longueurs d'onde de diamètre, lorsqu'il est illuminé par une onde incidente. Chen et al., l'ont nommé "nanojet photonique", en établissant une analogie entre le gradient de vitesse élevé qui est caractéristique d'un jet en mécanique des fluides et le gradient de flux lumineux élevé de ce faisceau lumineux. Les faisceaux générés possèdent une très grande concentration de puissance localisée spatialement en champ proche, dans la zone d'ombre de l'objet diélectrique, avec une largeur à mi-hauteur sub-longueur d'onde, parfois même plus petite qu'une demi-longueur d'onde. Les propriétés du jet photonique sont liées principalement à la forme de l'objet diélectrique (cylindre, sphère, etc.) et à la nature de l'onde incidente. Le point focal (défini comme le point d'intensité maximale sur l'axe optique) peut être à l'intérieur ou à l'extérieur de l'objet diélectrique [1].

Le concept de jet photonique a été identifié pour la première fois dans le domaine visible, en utilisant un cylindre diélectrique [1]. Puis, il a été démontré à

ICube qu'une sphère diélectrique peut aussi être utilisée pour générer un jet photonique [2]. Il est à souligner que le jet photonique généré par une sphère a une intensité naturellement plus élevée que celui généré par un cylindre.

En raison de leur forte localisation et de leur intensité élevée, un très grand nombre d'applications peuvent être envisagées dans plusieurs domaines : la microscopie assistée par microsphères [3],la spectroscopie Raman [4], la nano-photolithographie [5], la détection [1] et la manipulation de nano-particules, etc. Dans la littérature, des jets photoniques ont été obtenus à l'aide de sphères ou de cylindres, formes classiques, mais aussi d'autres formes non conventionnelles (détaillées dans la section 1.3). L'inconvénient de l'utilisation des micro-objets comme les sphères diélectriques, réside dans 3 points essentiels :

1. Le micro-objet est souvent obligé d'être en contact avec l'échantillon en raison de la difficulté de manipulation.
2. Les difficultés à éliminer les micro-objets dispersées sur l'échantillon le rend inutilisable pour d'autres expériences.
3. les micro-objets diélectriques ne sont pas faciles à manipuler. Nous ne pouvons donc pas aisément placer le jet photonique dans la zone d'étude souhaitée.

Pour surmonter ces problèmes, dans le cadre de ce travail de thèse, une structure guidée a été utilisée pour générer le jet photonique. Cette structure est constituée d'une fibre optique complétée par un embout de forme particulière. L'utilisation d'une fibre permet en effet de mieux contrôler la position du jet et par conséquent la localisation de l'énergie électromagnétique déposée.

Zelgowski et al. [6] ont démontré pour la première fois à ICube qu'un jet photonique peut être obtenu en sortie de fibre optique à embout façonné fabriqué par la technique du thermoformage. Cela avait été réalisé avec une fibre multimode. Ils ont montré leur capacité à graver le silicium à l'échelle sub-micron et ce avec un laser infrarouge nanoseconde. Dans la littérature il existe de nombreuses techniques permettant de fabriquer des embouts de fibres optiques autres que par effet thermique (via arc électrique ou laser) comme l'usinage mécanique [7], la photo-polymérisation [8] ou le soudage de microlentilles à gradient d'indice (GRIN)[9]. La limite étant la capacité à obtenir la forme et les dimensions voulues. Le phénomène du jet photonique est lié principalement à la taille de l'objet (l'embout de fibre dans cas) en rapport à la longueur d'onde incidente ainsi qu'à sa forme et son indice de réfraction. Il était alors apparu souhaitable de concevoir un jet photonique avec d'autres fibres par exemple monomodes, avec des embouts de formes différentes.

Le premier objectif de cette thèse consiste à modéliser et à calculer les champs électromagnétiques des jets photoniques en sortie d'une fibre optique en fonction de ces propriétés et de celles de l'embout. Les caractéristiques d'un jet photonique idéal dépendent des applications envisagées. Nous n'avons volontairement pas voulu nous restreindre à une application particulière, mais explorer les possibles. Le deuxième objectif a été la fabrication des embouts ayant les paramètres déduits des études numériques. Il était donc essentiel de disposer d'une méthode de fabrication qui

propose un grand choix de géométries, une bonne répétabilité, des rayons de courbure précis, une garantie d'alignement et de centrage des microlentilles sur le coeur de la fibre. Finalement, une fois le calcul numérique et la fabrication des embouts réalisés, la caractérisation expérimentale (mesure directe et reconstruction du volume focal) a pu être considérée.

Le travail décrit dans ce manuscrit s'articule autour de trois grands chapitres :

Le chapitre I est consacré à la présentation de l'état de l'art sur les Jets photoniques. En premier lieu, nous présentons les approches théoriques du phénomène qui englobent les propriétés clés des jets photoniques ainsi les différentes méthodes pour générer ce dernier. Ce sera l'occasion de contextualiser les travaux. Après avoir répertorié les méthodes de fabrication pour la réalisation des embouts façonnés de fibres optiques faisant intervenir ce phénomène, les différentes méthodes rigoureuses qui peuvent être utilisées pour modéliser de telles focalisations seront évoquées. Puis seront présentées les validations expérimentales de l'existence des jets photoniques décrites dans la littérature. En plus de retracer l'évolution historique des travaux sur les jets photoniques, ce récapitulatif permettra de souligner les motivations des études effectuées au cours de ce doctorat. La dernière section de ce chapitre se veut davantage concrète et propose de répertorier les différentes applications mettant à profit les propriétés des jets photoniques. La conclusion de ce chapitre sera l'occasion de rappeler la problématique de la thèse et comment elle se situe par rapports aux travaux existants.

Le chapitre II est dédié à l'étude numérique des jets photoniques des fibres optiques à embout façonné par la Méthode des Eléments Finis (MEF). C'est une étude bi-dimensionnelle. Nous justifierons pourquoi. La finalité de cette partie est de chercher puis sélectionner les formes les plus adaptées d'embouts fonction des paramètres du jet que l'on souhaite optimiser. Les critères physiques qui doivent être pris en compte pour construire la forme géométrique de l'embout de la fibre optique sont discutés : le diamètre de base des embouts en lien avec les propriétés du coeur de la fibre, la courbure et la longueur de l'embout. Pour ces simulations, plusieurs fibres optiques sont considérées, du monomode au multimode, de coeur de 9 μm à 50 μm. Les résultats numériques sont discutés. Parmi eux des résultats qui concernent des types de focalisations qui ne sont pas à proprement parlé des jets photoniques : des faisceaux non-diffractant de Bessel, et ce que nous avons nommés des Bi-jet-latéraux et les modes de galerie, distribution de champ pouvant résulter de la réflexion interne totale continue sur la surface interne de certains de nos embouts.

Le chapitre III concerne la fabrication et la caractérisation expérimentale des jets photoniques en embout de fibre optique, pour des profils directement inspirés de nos travaux numériques. Le dispositif développé afin de mesurer expérimentalement de façon E les jets photoniques issus de fibres sera détaillé. Il sera utilisé en premier pour caractériser les jets des fibres multimodes 100/140 dont les embouts étaient fabriqués par thermoformage. La comparaison entre simulations et mesures est discutée. La nouvelle méthode de fabrication d'embout (le terme microlentille pourrait

également être utilisé) mise en place sera présentée également dans ce chapitre. Cette méthode, que nous avons brevetée, permet de proposer une solution à la problématique de fabrication d'embouts de dimensions proches de celles des diamètres de coeur de fibres monomodes. Elle permet de réaliser de nouvelles géométries d'embout, différentes de celles obtenues par thermoformage. De la même manière, les mesures expérimentales de la distribution spatiale d'intensité des jets photoniques issus de ces fibres est réalisé. Des fibres multimodes 50/125 et des fibres monomodes, 9/125, 5/125, avec embouts sont étudiées. La comparaison de la cartographie d'intensité des jets photoniques générés par ces derniers, proche de l'optimal, permet de démontrer l'intérêt et le potentiel de cette nouvelle méthode de fabrication.

Une conclusion générale en fin de manuscrit permet de dresser un bilan du travail réalisé et d'évoquer les différentes perspectives offertes suite à ce travail.

Chapitre 1

Etude bibliographique des jets photoniques

1.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'état de l'art sur la physique et les applications des jets photoniques et la réalisation de microlentilles en embout de fibres optiques. Les jets photoniques sont générés lors de l'interaction d'ondes électromagnétiques avec un objet diélectrique de quelques longueurs d'onde de diamètre. Le concept a été décrit pour la première fois par *Chen et al.* en 2004 avec un objet cylindrique et fait l'analogie entre le gradient de vitesse important qui est caractéristique d'un jet en mécanique des fluides et le gradient du flux lumineux élevé dans le cas d'un jet photonique [1]. Il a été ensuite montré [2, 10] qu'une sphère diélectrique permet également de générer un jet photonique. Il est à noter que le jet photonique généré par une sphère a une intensité plus élevée que celle du jet généré par un cylindre. En effet, la sphère produit un jet photonique focalisé suivant deux directions là où un cylindre diélectrique ne focalise que suivant une direction. Ce phénomène est appelé "jet Photonique" ou "nanojet photonique" nous utiliserons "jet photonique" dans ce qui suit car le phénomène est invariant par changement d'échelle et n'est donc pas limité aux échelles nanométriques. Un jet photonique permet d'obtenir une très grande concentration spatiale de la puissance en champ proche, avec une largeur à mi-hauteur pouvant plus petite qu'une demi-longueur d'onde ($\lambda/2$), de sorte que la limite de diffraction est dépassée [1][10][11]. En fonction de l'indice de réfraction et de la taille du cylindre/sphère, le point focal (défini ici comme le point d'intensité maximale sur l'axe optique) peut se situer à l'intérieur ou à l'extérieur de l'objet diélectrique. Le concept de jet photonique a été identifié et montré pour la première fois dans le domaine visible, mais il ne s'y limite pas [12].

Nous examinerons d'abord les différents objets qui peuvent générer le phénomène en partant des plus conventionnels pour aller vers les moins conventionnels. Puisque nous nous intéressons à la génération de jet photonique en embout de fibres optiques, qui est l'objet de cette thèse, nous donnerons un aperçu sur les méthodes de fabrication d'embouts de fibres optiques et plus précisément de microlentilles. Nous résumerons les principales méthodes permettant de modéliser les jets photoniques. Nous décrirons finalement les applications pertinentes qui ont été proposées dans la

littérature.

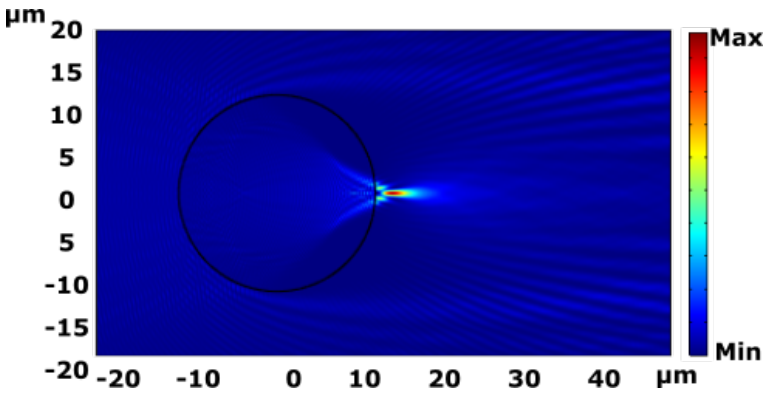


FIGURE 1.1 – (a) Jet photonique généré par un cylindre du rayon R = 24 μm et d'indice n_1 = 1,5, illuminé par une onde gaussienne.

1.2 Propriétés clés d'un jet photonique

Pour avoir une meilleure compréhension physique du phénomène, il est très important de connaître ses propriétés. *Lecler et al.*[2] ont étudié les propriétés tridimensionnelles d'un jet photonique en focalisant la lumière avec une sphère diélectrique de plusieurs longueurs d'onde de diamètre. Le jet photonique le plus étroit est obtenu si la lumière est focalisée sur la surface de la sphère. La largeur du faisceau reste alors plus petite que la longueur d'onde sur une distance de propagation d'environ deux longueurs d'onde et atteint une très forte intensité. Cette section présente les propriétés fondamentales d'un jet photonique.

Un jet photonique est un faisceau focalisé au-delà de la limite de diffraction. Il est généré dans la zone d'ombre de micro-objets diélectriques [2] excités par une onde plane ou autre. Les principales propriétés des jets photoniques ont été résumées par *Heifetz et al, et Lecler* [2, 13] (Fig. 1.2) :

1. C'est un faisceau propagatif (non évanescent), qui peut maintenir sa largeur de faisceau sub-longueur d'onde le long d'un chemin qui peut s'étendre sur plus de 2(λ).
2. Sa largeur totale à mi-hauteur, FWHM, peut être inférieure à la limite de diffraction, aussi petite que $\lambda/3$ pour des microsphères [14-17].
3. C'est un phénomène non résonnant qui peut apparaître dans une large gamme de taille de microcylindres ou de sphères diélectriques allant de (2λ à 40λ et plus.)[2].
4. Il a une densité de puissance élevée qui peut dépasser de manière significative celle de l'onde d'excitation. Des facteurs de concentration de 200 et plus ont été rapportés [17-19].

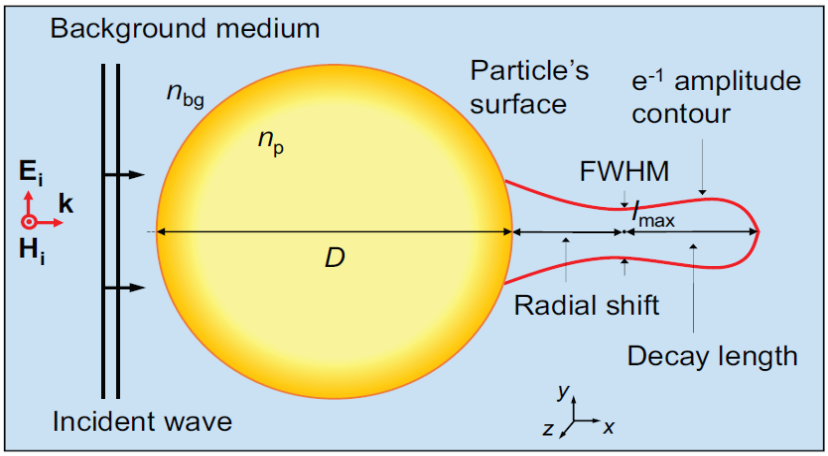


FIGURE 1.2 – Illustration schématique d'un jet photonique et de ses paramètres caractéristiques [20].

Influence de l'indice de réfraction des micro-objets sur le jet photonique

Un des moyens théoriques pour modifier un jet photonique est de modifier l'indice de réfraction du micro-objet diélectrique. Un indice de réfraction plus grand permet de rapprocher un jet photonique de la particule et même de focaliser à l'intérieur, alors qu'un indice plus faible permet d'éloigner le jet photonique (voir Figure 1.3). Ce qui compte en réalité est le ratio des indices de réfractions entre le micro-objet et le milieu environnant. Il a été également démontré numériquement qu'une microsphère à gradient d'indice radial peut augmenter la longueur utile d'un jet photonique de 20 à plus de 100 longueurs d'onde [21, 22], ce qui constitue alors un faisceau lumineux quasi unidimensionnel, assimilable à un faisceau non diffractant, également nommé faisceau de Bessel. Cela peut être utile pour la détection optique de nanostructures introduites naturellement ou artificiellement et profondément ancrées dans des cellules biologiques. Les objets cylindriques et sphériques sont les plus étudiés.

Matsui et Tsukuda ont étudié pour la première fois le contrôle expérimental de jet photonique par cristaux liquides [23]. Dans leur expérience, une micro-gouttelette de cristal liquide formée dans une matrice en polydiméthylsiloxane (PDMS) est prise en sandwich entre des électrodes en oxyde d'indium et d'étain (ITO). L'application d'une tension externe au dispositif modifie l'alignement des molécules du cristal liquide dans la gouttelette, ce qui modifie l'indice de réfraction (voir Figure 1.4). Les propriétés des jets photoniques ont été examinées en fonction des transitions de phase des cristaux liquides [24-27].
D'autres études qui sont liées à l'influence de l'indice de réfraction des micro-objets et à l'indice du milieu environnant peuvent être mentionnées : [28-33].

Influence de l'état de polarisation

Il est connu qu'en cas de polarisation rectiligne la distribution de l'irradiance au plan focal d'une lentille à haute ouverture numérique, illuminée par une onde plane, est asymétrique, c'est-à-dire que le faisceau focalisé est plus étroit dans la direction

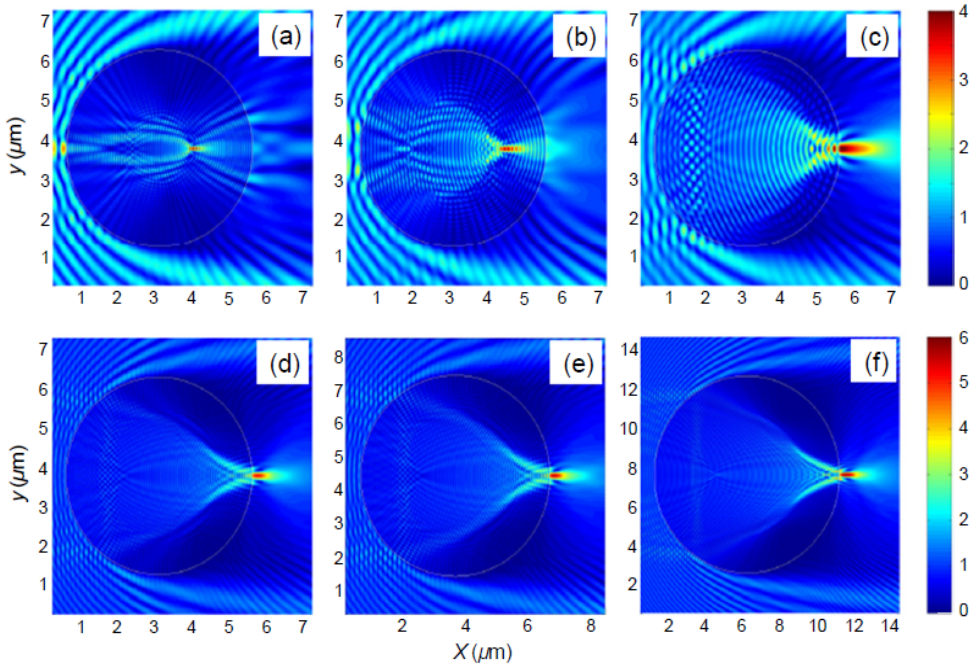


FIGURE 1.3 – Évolution d'un jet photonique lorsque l'indice de réfraction du cylindre ($D = 5\mu m$) diminue. L'indice de réfraction du milieu environnant est $n_2 = 1$. Une onde plane avec $\lambda = 500$ nm, se propageant de gauche à droite, frappe le cylindre avec l'indice de réfraction de (a) $n_1 = 3{,}5$, (b) $n_1 = 2{,}5$, et (c) $n_1 = 1{,}7$. Formation de jets photoniques pour différentes combinaisons de D, n_1, n_2 : (d) $D = 5\ \mu m$, $n_1 = 3{,}5$, $n_2 = 2{,}0$, $\lambda = 250\ nm$, (e) $D = 6\ \mu m$, $n_1 = 2{,}3275$, $n_2 = 1{,}33$, $\lambda = 300\ nm$, et (f) $D = 10\ \mu m$, $n_1 = 2{,}3275$, $n_2 = 1{,}33$, $\lambda = 300\ nm$ [1].

perpendiculaire à la polarisation [34]. C'est aussi valable pour les jets photoniques [2]. En revanche, le jet photonique a une symétrie cylindrique lorsque l'onde incidente a une polarisation circulaire ou si l'onde est non polarisée. *Liu et al* [35] a montré que si les profils d'irradiation pour les faisceaux incidents à polarisation linéaire et circulaire sont différents, leur volume effectif est similaire $\sim 8(\lambda/n)^3$. Il a aussi montré qu'un faisceau incident à polarisation azimutale crée un faisceau en forme de beignet, et qu'un faisceau incident à polarisation radiale forme un jet symétrique avec un volume effectif de $\sim 0.7(\lambda/n_2)^3$.

D'autres paramètres peuvent permettre de personnaliser les jets photoniques :

— La forme géométrique du micro-objet [37, 38] (voir section suivante).
— La taille du micro-objet [1]. En dessous de 2λ de diamètre, il n'y a plus de jet, on entre progressivement dans le régime de la diffusion de Rayleigh (Fig. 1.5).
— La longueur d'onde de l'onde incidente [39, 40].
— Les conditions d'éclairage (la phase [41], la distribution spatiale de l'onde incidente [42, 43].

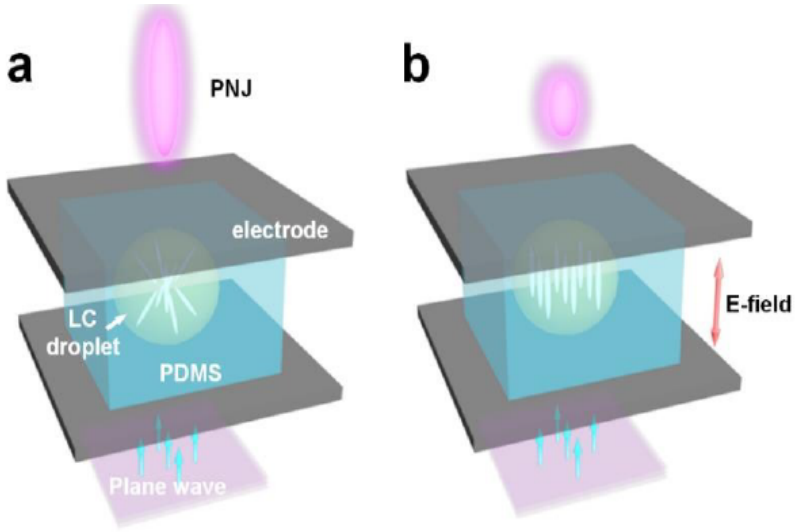


FIGURE 1.4 – Schéma du dispositif de production d'un jet photonique accordable avec un état (a) off et (b) on, basé sur une micro-gouttelette de cristaux liquides [23].

1.3 Comment générer des jets photoniques

1.3.1 Des sphères diélectriques à des géométries non conventionnelles

En fait, la possibilité de générer des jets photoniques n'est pas une particularité exclusive des objets sphériques, mais de nombreuses autres formes ont depuis montré leurs capacités à produire des jets photoniques ayant parfois des caractéristiques distinctes. Nous présentons ici quelques exemples.

Grojo et al ont montré numériquement et expérimentalement qu'avec des sphères multicouches des jets photoniques longs, non-diffractants, de type faisceau de Bessel peuvent être obtenus. [44].

Wu et al ont montré que les propriétés d'un jet photonique peuvent être modifiées en gravant à la surface de microsphères diélectriques en silice des anneaux concentriques (voir figure 1.6). Cette technique a conduit à une réduction de la largeur totale à mi-hauteur (FWHM) de l'intensité du jet photonique de 29% par rapport à celle sans les gravures. Une microsphère avec quatre anneaux uniformément distribués et gravés à une profondeur de 1,2 μm et une largeur de 0,25 μm peut générer un jet photonique avec une FWHM de 0,485 λ [45]. *Wu et al.* ont montré comment les propriétés d'un jet pouvaient être modifiées en recouvrant le centre d'une microsphère avec un masque opaque pour obtenir un nanojet photonique plus étroit [46]. *Hengyu et al.* ont montré qu'un jet photonique long, loin de sa surface, peut être obtenu en illuminant une coquille hémisphérique. La configuration et le matériau de leur structure de micro coquille a été optimisé par simulation numérique. Un jet photonique d'une longueur de 1,7 μm et une largeur à mi-hauteur de 182 nm a été

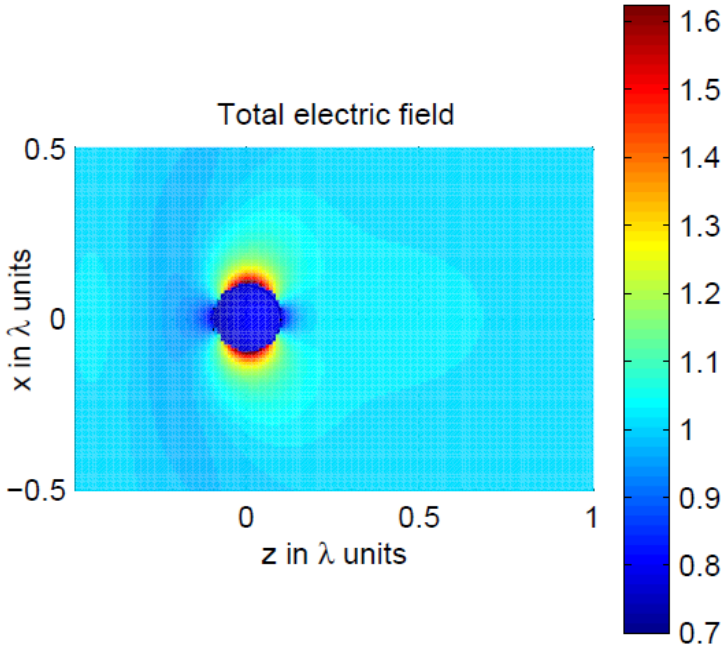


FIGURE 1.5 – Champ électrique total autour d'une sphère diélectrique de rayon a = 0,1 μm et d'indice optique $n_2 = 1{,}5$, pour un champ incident : $H_i = H_y$ et $k_i = k_z$. Cas de la diffusion de Rayleigh, il n'y a pas de jet photonique, mais deux maxima aux deux côtés de la particule [36].

obtenu lorsque les rayons interne et externe de la coquille sont respectivement de 2,5 et 5 μm, l'indice de réfraction de 1,5, et la longueur d'onde incidente de 400 nm [37].

Minin et al. a montré la possibilité d'obtenir un jet photonique avec des cuboïdes diélectriques en 3D [47] et un cube avec prisme [48].

Degtyarev et al. ont proposé une extension intéressante des jets photoniques, c'est-à-dire la génération d'un jet avec une forme d'hélice, qu'ils ont qualifié de nanohélice photonique [49]. D'autres études similaires avec des formes non classique sont décrites dans [50, 51]

Dans la majorité des cas, les jets photoniques sont générés via une illumination par une onde plane ou des faisceaux gaussiens se propageant en espace libre. Il existe d'autres sources non conventionnelles qui peuvent produire des caractéristiques intéressantes. Plus précisément, il a été rapporté qu'un jet photonique peut être obtenu en illuminant par un plasmons-polaritons de surface (SPP) un microdisque diélectrique positionné sur un film d'or (figure 1.7). L'avantage des SPP est de permettre de générer un jet photonique avec une concentration de champ très élevée, ce qui est très prometteur pour la diffusion Raman améliorée et les circuits plasmoniques intégrés [52][47][48].

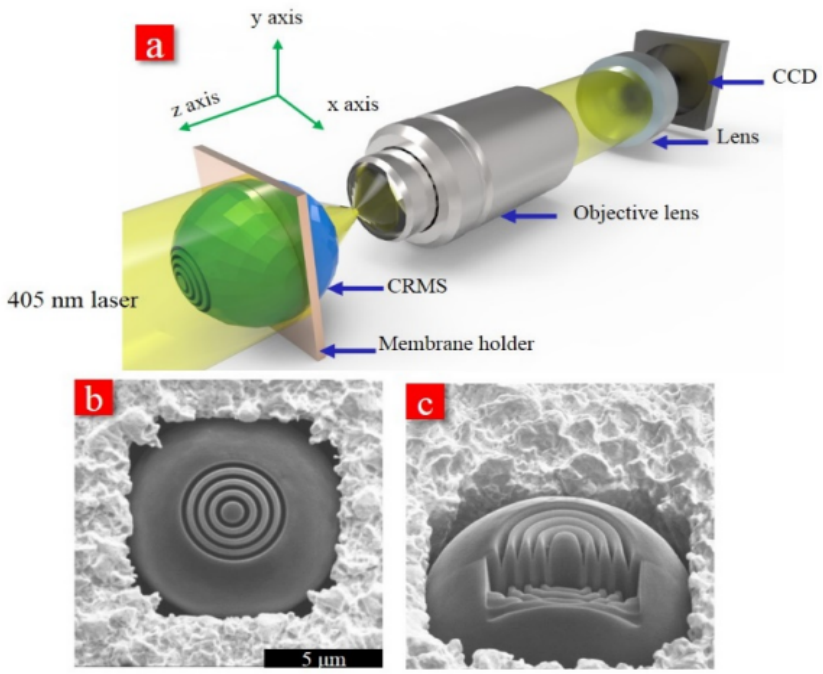


FIGURE 1.6 – (a) Schéma du montage d'observation du jet photonique par un microscope optique. (b) Vues de dessus et (c) vues latérales d'une microsphère gravées de 4 anneaux [45].

1.3.2 Intérêt des structures guidées

Comme nous venons de le constater, la grande majorité des travaux existants sur les jets photoniques aborde l'interaction en espace libre entre une onde plane et un objet de forme cylindrique, sphérique, ou non conventionnelle. Mais ce type de micro-objets présente trois inconvénients principaux : (1) Un contact avec l'échantillon est généralement nécessaire ; (2) La difficulté pour retirer les micro-objets dispersées sur l'échantillon, ce qui rend l'échantillon potentiellement inutilisable pour d'autres expériences ; (3) Les micro-objets ne sont pas faciles à manipuler, nous ne pouvons donc pas placer facilement le jet photonique dans la zone souhaitée. Pour résoudre la problématique de la manipulation, certains auteurs [53] suggèrent d'utiliser le piégeage optique pour déplacer l'objet, ce qui permet une utilisation plus dynamique. Une autre solution alternative plus simple consiste à utiliser des guides d'ondes.

La première recherche mettant en relation guide d'onde et jet photonique a concerné des chaînes de microsphères diélectriques agissent comme un guide d'onde. Dans cette étude, l'équipe *d'Astratov* a étudié le couplage et le transport optique à travers une chaîne de microsphères diélectriques. Ils ont montré qu'il existe deux mécanismes distincts de transport optique entre les microsphères voisines, à savoir le couplage évanescent et le couplage par jet photonique [54]. La toute première expérience rapportée appliquant ces chaînes de microsphères a été faite par *Kapitonov et Astratov* [55]. Les chaînes ont été obtenues en déposant des microsphères sur un substrat de verre par auto-assemblage. Chaque microsphère produit un jet de forme allongée et de taille latérale inférieure à la longueur d'onde. En utilisant la

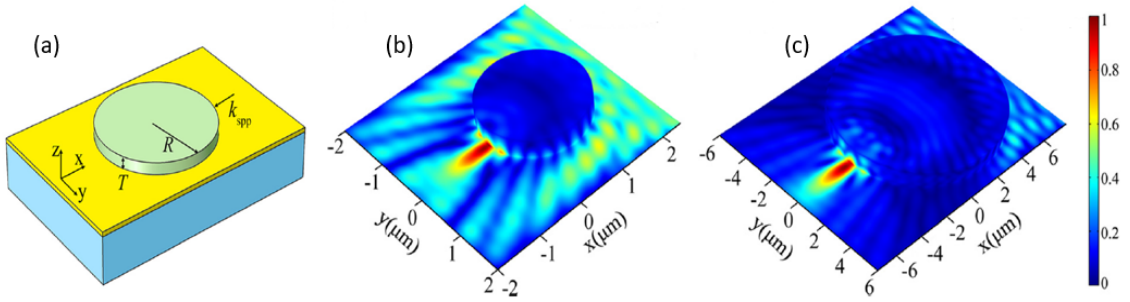


FIGURE 1.7 – (a) Schéma de la structure pour générer un jet photonique via SPP. Visualisations tridimensionnelles des distributions du champ électrique normalisé d'un jet via SPP pour deux combinaisons différentes : (b) $n_1 = 1$; $n_2 = 1{,}33$; $\lambda =$ 633 nm, R =1 μm, and T = 400 nm ; (c) $n_1 = 1$; $n_2 = 1{,}45$; $\lambda = 1550$ nm, R = 5 μm, and T = 1.5 μm [52].

spectroscopie résolue dans l'espace, *Yang et Astratov* démontrent que la focalisation périodique de la lumière dans des chaînes droites de microsphères de polystyrène de 5 μm de diamètre est caractérisée par la périodicité des nanojets photoniques correspondant à la taille de deux sphères. Dans les spectres de transmission de chaînes de 20 sphères, on observe des franges de Fabry-Pérot avec des pertes de propagation de seulement 0,08 dB par sphère [56], à condition que la dimension des microsphères soit correctement choisie [57]. voir la figure 1.8.

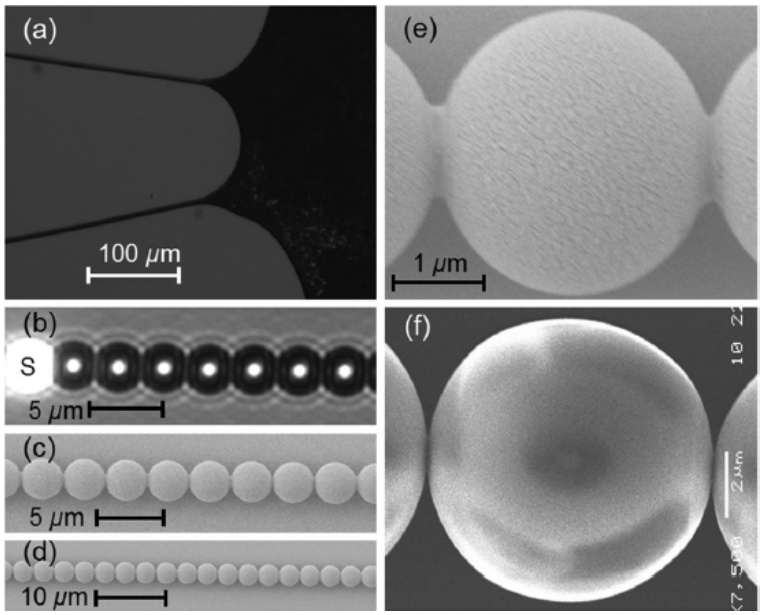


FIGURE 1.8 – (a) Image illustrant le processus d'auto-assemblage,(b) Images optiques et (c) et (d) images au microscope à balayage électronique (MEB) d'une chaîne de sphères de 3 μm, (e) et (f) images SEM de micro-joints à l'interface entre des sphères de D = 3 et 10 μm, respectivement [57].

L'expérience a été poursuivie en insérant la chaîne dans un tube capillaire de manière à ce que la surface de la sphère d'extrémité soit en contact avec un échantillon

[58]. Les caractéristiques du spectre d'un micro-démultiplexeur, d'un guide d'onde optique à résonateurs couplés (coupled-resonator optical waveguide) composé de microsphères de polystyrène a également été étudiée [59]. Les résultats démontrent que les microsphères peuvent être assemblées de manière complexe et en plusieurs branches sans subir de pertes élevées (figure 1.9).

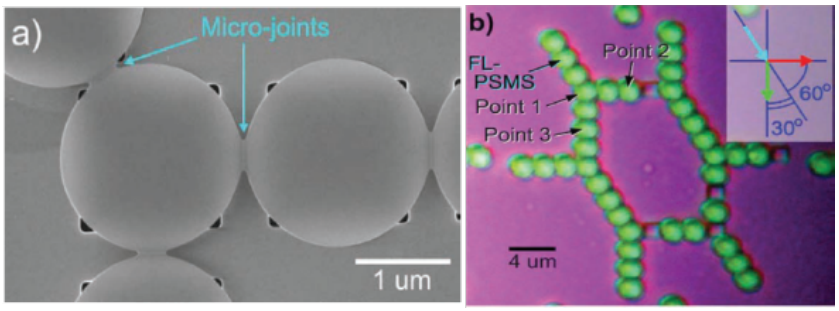


FIGURE 1.9 – Guide d'onde optique à résonateurs couplés : (a) Image du point de branchement des microsphères. (b) Image au microscope optique de chaines de microsphères structurées en branches [59].

Dans l'exemple précédent, il y a guidage mais toujours via des microsphères. C'est le laboratoire Hubert Curien en partenariat avec ICube qui sont les premiers à considérer un guide d'onde planaire faiblement multimode [12, 60, 61]. Ils le font dans le domaine radiofréquence à 30 GHz ($\lambda = 1$ cm)). Cela permet de fabriquer ainsi des structures centimétriques, facilement réalisables d'un point de vue mécanique, afin d'étudier expérimentalement les jets. La configuration choisie est un guide d'onde en téflon de permittivité relative $\varepsilon_r = 2$ limité par deux plaques parallèles de cuivre considérées parfaitement conductrices. A l'une des extrémités du guide, un embout cylindrique en téflon à forme semi-élliptique est fixé (voir figure 1.11) [60]. L'embout débouche en espace libre et produit un des jets électromagnétiques simples ou doubles (voir figure 1.10). Une application pratique de ces jets électromagnétiques est par exemple la détection et l'imagerie d'objet sub-longueur d'onde (millimétrique ici) dans des milieux opaques à la lumière comme illustré par H. Hiyani[62]. Par la suite, afin de développer un dispositif facilement transportable, ils ont choisi d'étudier une structure guidée profilée. Leur étude, dans un premier temps menée en deux dimensions afin d'établir une base solide de conception, sera ensuite réalisée en 3D. Ils ont choisi d'utiliser une méthode modale pour réduire les temps de calcul, ce qui sera largement mis à profit dans la recherche de formes géométriques optimisées [62].

Concernant les fibres optiques, *Ghenuche et al.* rapportent pour la première fois la possibilité de générer un jet photonique à l'extrémité d'une fibre à cristaux photoniques à coeur creux [63]. Une microsphère de latex en 30 μm est directement fixée à la face externe de la fibre HC-PCF (Hollow-core photonic crystal fiber) éclairée en entrée par un faisceau de profil gaussien de longueur d'onde $\lambda = 633$ nm (voir figure 1.12). Il s'agit d'une solution efficace pour répondre au défi de la focalisation de la lumière provenant d'une HC-PCF à grand cœur et à faible ouverture numérique. La largeur à mi-hauteur (FWHM) de la tache focale (jet photonique) obtenue avec ce type de fibre est de 540 nm [63].

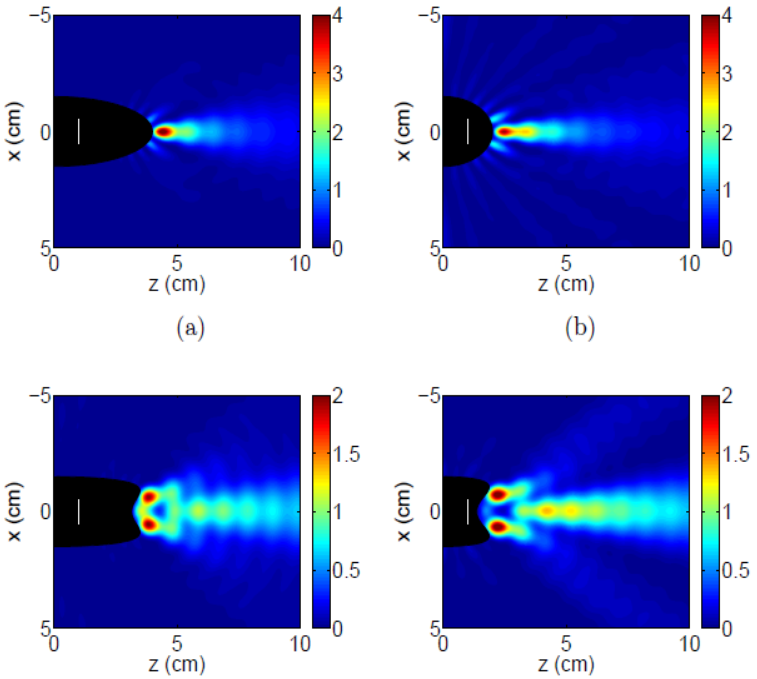


FIGURE 1.10 – Jets photoniques simples et doubles émergeant de guides d'ondes avec embouts adaptés. Excitation du mode fondamental. (a), (c) polarisation TE. (b) et (d) polarisation TM [60].

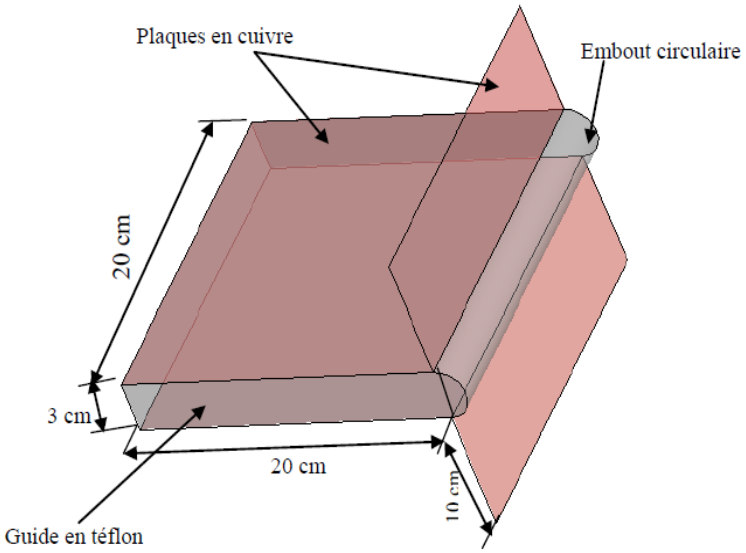


FIGURE 1.11 – Schéma du guide d'onde bi-plaque empli de téflon associé avec un embout circulaire [61].

La combinaison de la HC-PCF avec une microsphère de polystyrène permet de réaliser une nouvelle sonde pour la détection de fluorescence. Les sondes en fibres à cristal photonique à cœur creux offrent une réduction du bruit de fond de la luminescence par rapport aux fibres conventionnelles. Les faisceaux d'excitation et de fluorescence

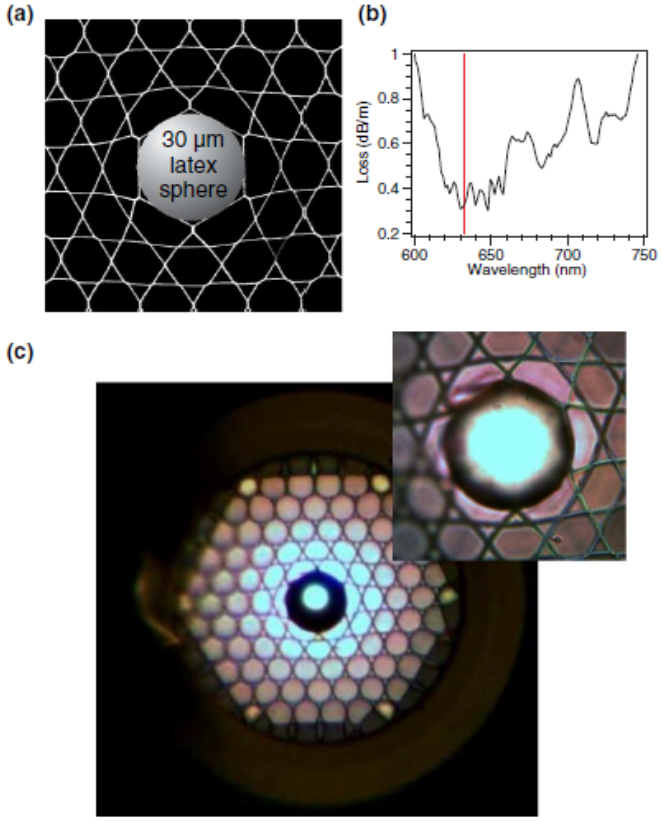


FIGURE 1.12 – (a) SEM du réseau de kagome HC-PCF. Une sphère de 30 μm de diamètre est représentée schématiquement sur l'image SEM. (b) Pertes de transmission. La ligne verticale rouge indique la longueur d'onde du laser (633 nm) utilisée. (c) Micrographies optiques de la combinaison HC-PCF-microsphère , en zoom une vue rapprochée de la région centrale du HC-PCF chargée de la microsphère [63].

se propagent à la fois en sens inverse dans la même fibre. Une microsphère de polystyrène de 30 μm est utilisée pour exciter et collecter efficacement la fluorescence grâce au nanojet photonique [64]. Une association similaire microsphère - hollow core fiber a également été expérimentée par l'équipe d'Astratov pour utilisation en chirurgie laser [65].

Une alternative avec fibre optique mais sans microsphère a été proposée pour la première fois par le laboratoire ICube en 2016. Elle consiste à utiliser une fibre optique multimode en silice classique (coeur plein) et de façonner thermiquement l'embout pour générer un jet photonique [6]. C'est ainsi que *Zelgowski et al.* en 2016 ont réalisé des gravures sur un wafer de silicium grâce à un jet photonique à travers une fibre optique 100/140 (100 μm de diamètre de coeur et 140 μm de diamètre de gaine) à embout façonné (voir figure 1.13) en utilisant un laser Nd :YAG (λ = 1064 nm) avec des impulsions de 100 ns. Dans cette étude, notre équipe avait prouvé que le jet photonique n'est dû qu'au mode fondamental. Les modes supérieurs sont focalisés hors axe, ces derniers ne contribuent pas au processus de gravure car en dessous du seuil d'ablation [6].

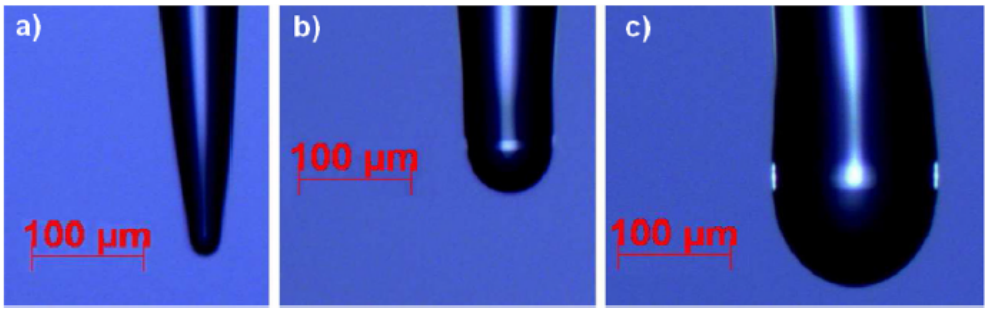


FIGURE 1.13 – Embouts de fibres optiques façonnés conçus pour obtenir un jet photonique avec une FWHM de 1 μm. (a) Fibre LMA 20/125, (b) fibre 50/125 et (c) fibre 100/140 [66].

En 2017, notre équipe a étudié la gravure de métaux par un jet photonique généré par cet technique. Le travail avait été réalisé par *Robin Pierron*. Des gravures de diamètre de 1 μm ont été réalisées sur de l'acier inoxydable et du titane avec le laser pulsé [66]. Plus surprenant, Pierron et al. a également obtenu de la même manière des micro-pics avec un FWHM d'environ 1 μm et une hauteur jusqu'à 590 nm sur silicium (rayon d'apex de 14 nm) [67]. Ce phénomène dû à un effet d'auto-organisation de la matière quand elle est irradiée en dessous du seuil d'ablation, a été obtenu de manière répétable. La matrice des micropics est illustrée figure 1.14. Ainsi, de la même manière *Pierron et al* ont pu graver un QR code de 110 μm de coté. Chaque marque gravée a un diamètre d'environ 1,3 $\pm$ 0,6 μm. 35 impulsions d'énergie 17 μJ été utilisées pour chaque gravure (voir l'illustration figure 1.15). Métaux et semiconducteurs sont gravés sans que la fibre, ni son embout ne soit détérioré. Ce qui n'était pas le cas quand des microbilles en contact avec l'échantillon étaient utilisés.

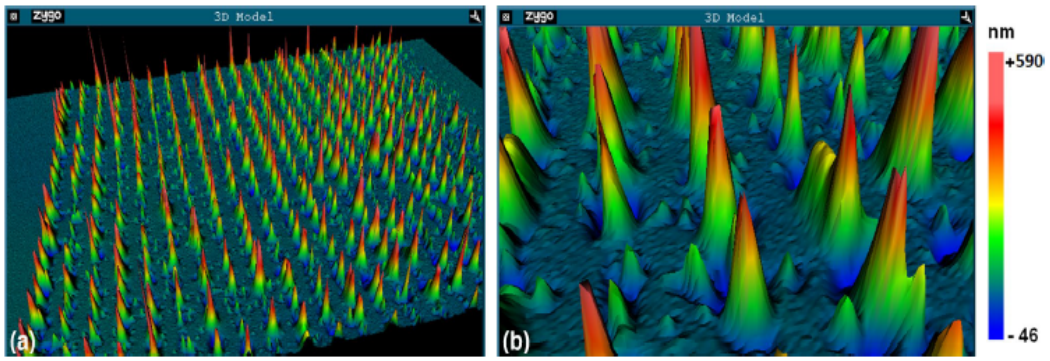


FIGURE 1.14 – Vue 3D avec un profilomètre Zygo.(a) une matrice de 110 $\times$ 110 μm sur silicium avec des pics tous les 5 μm ; 35 impulsions pour chaque pic ; énergie d'impulsion de 30 μJ. (b) zoom de la matrice[67].

Les travaux décrits jusque là et qui visent l'obtention de jet photonique en sortie d'une fibre optique à coeur plein ont été effectués avec des fibres multimodes car dans ce cas l'embout était plus facile à façonner. Mais bien que la fibre soit multi-mode, le jet photonique n'est dû qu'à la partie de la puissance injectée sur le mode

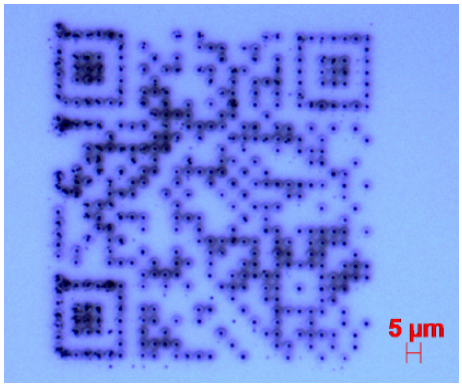


FIGURE 1.15 – Matrice de QR code (110x110 μm) sur silicium. Chaque marque gravée a un diamètre d'environ 1,3 $\pm$ 0,6 μm. Une énergie d'impulsion de 17 μJ. 35 impulsions pour chaque gravure par jet photonique en sortie d'une fibre 100/140 [68].

fondamental [6, 67]. L'énergie sur les autres modes est perdue pour le procédé. Cela peut représenter 90% de la puissance. Par conséquent, on comprend l'intérêt de travailler avec des fibres monomodes. Cependant les fibres monomodes possèdent des diamètres de cœur plus petits que les fibres multimodes. En terme de fabrication, elles sont difficiles à lentiller. Un échauffement fait disparaître de coeur et la courbure crée s'applique plus à la gaine qu'au coeur. Une des solutions expérimentées par notre équipe avec le laboratoire Phlam de Lille a été d'utiliser une fibre monomode LMA (Large Mode Area). Il s'agit de fibre microstructurée de telle manière à être monomode tout en ayant un mode fondamental large (20 μm) [69]. La fibre a pu être façonnée et servir à graver du silicum. La difficulté de ce type de fibre est les pertes à l'injection en raison de leur très faible ouverture numérique (0,03). Ainsi on le voit l'enjeu de l'utilisation des fibres monomodes pour générer des jets photoniques réside dans la capacité à fabriquer leurs embouts. C'est la motivation de la coopération initiée entre ICube et l'Université de Sétif.

1.4 Fabrication de fibre microlentilée

Avant de décrire et donner les atouts de la technique de fabrication de microlentilles en embout de fibre développée dans cette thèse, il est nécessaire de de faire un aperçu des principales méthodes existantes de fabrication de microlentilles pour fibre. Des micro-composants, comme les lentilles de dimensions micrométriques (microlentilles), nécessitent une grande précision non seulement sur la maîtrise des rayons de courbure et leur état de surface mais aussi pour leur manipulation pour leur centrage et leur alignement avec l'axe du coeur de la fibre.
La combinaison fibre optique et microlentille est parfois dénommée micro-lentille intrinsèque lorsque la microlentille constitue une partie intégrante de la fibre optique, et dénommée extrinsèque quand la microlentille est placée à l'extérieur de la fibre optique et qu'elle peut être déplacée. Ce sont les microlentilles intrinsèques qui nous intéressent ici. Plus compactes et moins complexes à assembler.
Les microlentilles associées aux fibres optiques monomodes, SMF (single mode fiber)

ont un faible diamètre de cœur comparées aux mulimodes, quelques microns. Elles nécessitent, en l'occurrence, une précision de centrage et d'alignement encore plus grande, inférieure au micron par rapport à l'axe des fibres optiques.

Il existe de nombreuses techniques permettant de fabriquer des embouts de fibres optiques. Les principales sont la fusion par arcs électriques [70] ou fusion laser (thermoformage) [71], la gravure chimique [72], l'usinage mécanique [73], la photo-polymérisation [74], le soudage de microlentilles à gradient d'indice (GRIN) [7] et les procédés de lithographies [75]. Une comparaison de ces méthodes est présentée dans le tableau 1.1.

Une des techniques les plus utilisée dans la réalisation de microlentilles est la fusion par décharge électrique [70] ou par chauffage externe par laser [71]. Sous l'action extérieure d'une source de chaleur. Le verre fondu se solidifie en une forme, déterminée par la tension superficielle du liquide, souvent hémisphérique et peut donc être considéré comme une microlentille. Pendant la fabrication, une fois la température de la silice au-delà de la température de fusion, les forces de tension superficielle donnent naturellement une forme sphéroïdale au matériau [76].

La lithographie avec fusion est une technique très utilisées pour réaliser des matrices de microlentilles. Elle consiste à faire fondre des micro-piliers (heating reflow) précédemment gravés par photolithographie. Elle présente l'avantage de permettre d'obtenir des microcomposants de petites dimensions avec des géométries (sphérique, hémisphérique) de façon répétable. Elle est beaucoup moins utilisée pour réaliser des microlentilles en embout de fibre optique.

TABLE 1.1 – Evaluation comparative des techniques de fabrication de la microlentille : simplicité, répétabilité, positionnement, diversité des formes.

Techniques	Simpl.	Rép.	Pos.	Div. formes	Remarques
Polissage mécanique	-	–	–	–	Pour grande dimension
Lithographie	-	+	-	-	Pour matrice de microlentilles
Fusion	-	- -	-	-	Pour fibre
Soudage GRIN	-	+	- -	-	Pour fibre
Photo-polymérisation	+	+	+	- -	Pour fibre

La difficulté réside dans la fabrication d'un embout de dimension microscopique avec un profil contrôlé. Toutes ces méthodes, bien qu'apportant des solutions, sont souvent complexes à mettre en oeuvre, ne proposent souvent pas le choix de la géométrie, parfois une faible répétabilité, un risque de désalignement par rapport au coeur de la fibre.

Notre technique de fabrication des microlentilles utilisant entre autre la gravure chimique, la section suivante rappelle l'état de l'art dans ce domaine.

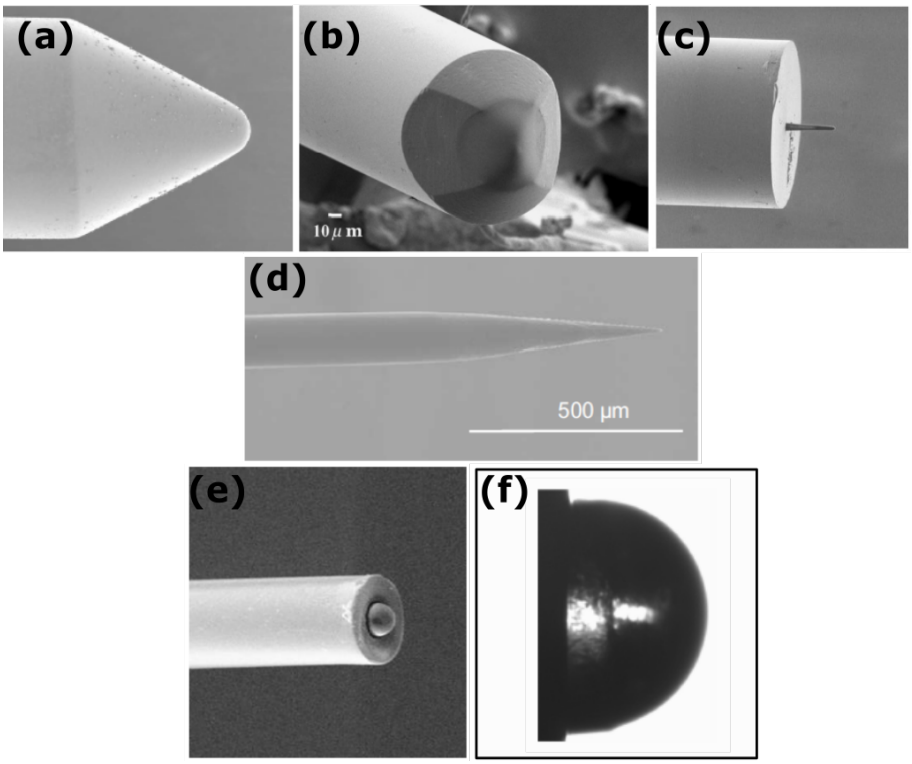


FIGURE 1.16 – Microlentilles fabriquées par : (a) usinage mécanique[73] ; (b) polissage [77] ; (c) photpolymérisation [78] ; (d) attaque chimique simple [79] ; (e) attaque HF [72] ; (f) photpolymérisation [74].

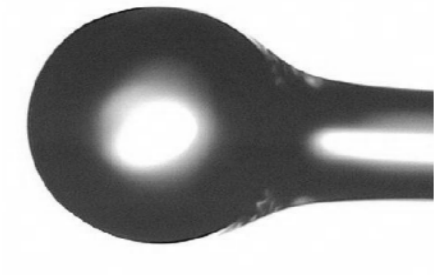


FIGURE 1.17 – Microsphère de diamètre 277 µm par fusion via décharge électrique [76].

1.4.1 Attaque chimique d'une fibre optique

L'acide hydrofluorique (HF) est capable de graver la silice. La vitesse de gravure dépend du dopage .
Sur cette base, en 1982, G. Eisenstein et D. Vitello ont suggéré une méthode simple de fabrication d'une microlentille conique, réalisée par gravure chimique sélective de la fibre [80]. Une fibre monomode classique est gravée dans une solution composée à 40 % d'acide fluorhydrique et de fluorure d'ammonium et à 60 % d'eau distillée. La vitesse de l'attaque est plus élevé dans la région dopée au phosphore (la gaine) et plus basse dans le coeur, dopé au germanium (Ge). Par conséquent, l'extrémité de

fibre devient conique figure 1.18. Une microlentille conique est naturellement créée et autocentrée.

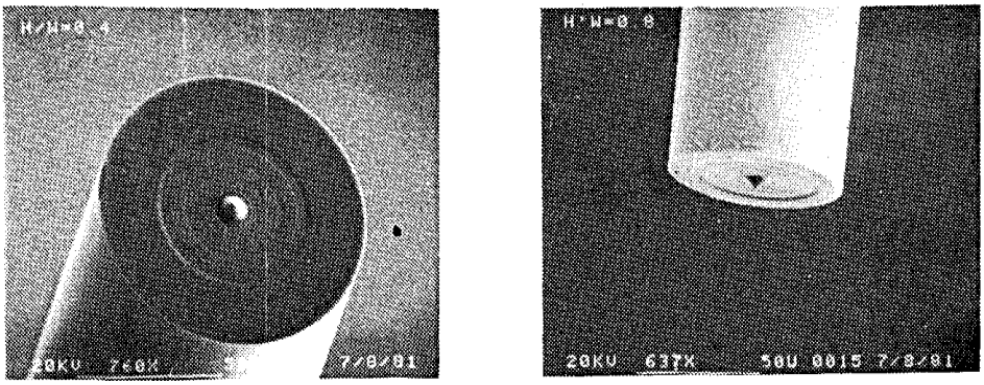


FIGURE 1.18 – Différents microlentilles fabriquées par l'attaque chimique [80].

La hauteur des cônes, peut-être contrôlée par le temps de gravure, la concentration de HF, et la température de la solution. La base du cône dépend de la section transversale du coeur et s'élargit progressivement.

L'acide fluorhydrique (HF) est un composé fluoré très utilisé. Il s'agit d'une solution aqueuse, très corrosive et dangereuse pour l'humain. L'acide fluorhydrique peut être stocké dans des récipients en téflon. Il est préparé par chauffage d'une solution de fluorure de calcium et d'acide sulfurique concentré [8].
Lorsqu'une fibre optique est plongée dans cet acide, la silice SiO2 principale constituant du verre est dissoute (consommée) par la réaction suivante et qui donne naissance à la formation de l'acide hexafluorosilicique [81] [82] :

$$SiO_2 + 6HF \rightarrow H_2SiF_6 + 2H_2O \tag{1.1}$$

Huo Xin et al ont montré une méthode hybride qui relie la gravure et la fusion thermique. Dans cette étude des micro-lentilles hémisphériques de différents rayons peuvent être fabriquées par une méthode avec gravure HF, clivage et fusion à l'extrémité d'une fibre optique [83] (figure 1.19). Les rayons des microlentilles fabriquées par cette méthode sont par exemple de 10 et 20 μm figure 1.21.

La gravure chimique offre plusieurs avantages. Le système de fabrication est plutôt facile à mettre en œuvre et peu coûteux. Le cœur de la fibre est encore présent jusqu'à l'extrémité. L'extrémité de la fibre optique est passée de la forme cylindrique initiale à la forme conique convexe finale (pointe), en passant par tout un ensemble d'états intermédiaires décrits dans la figure 1.20 et dont nous tirerons avantage dans la technique que nous avons développée et qui sera décrite section 3.4.

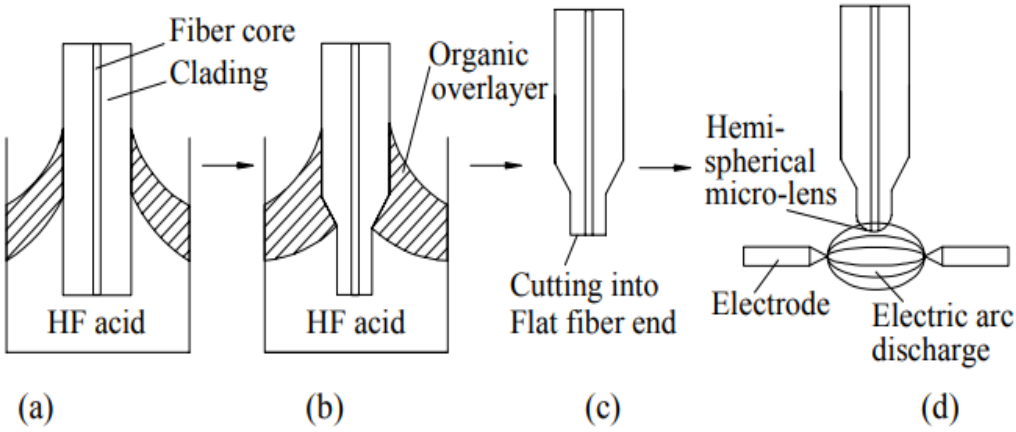


FIGURE 1.19 – Illustration du procédé de fabrication de micro-lentilles hémisphériques en embout de fibre optique par gravure HF puis fusion [83].

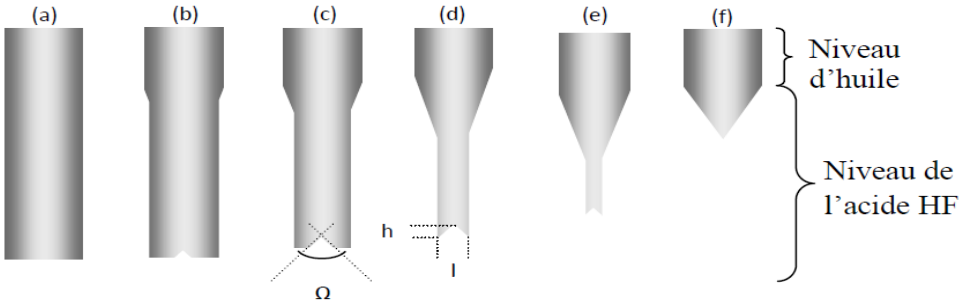


FIGURE 1.20 – Représentation schématique de l'évolution de la transformation du bout d'une fibre optique en silice plongée dans de l'acide HF [8].

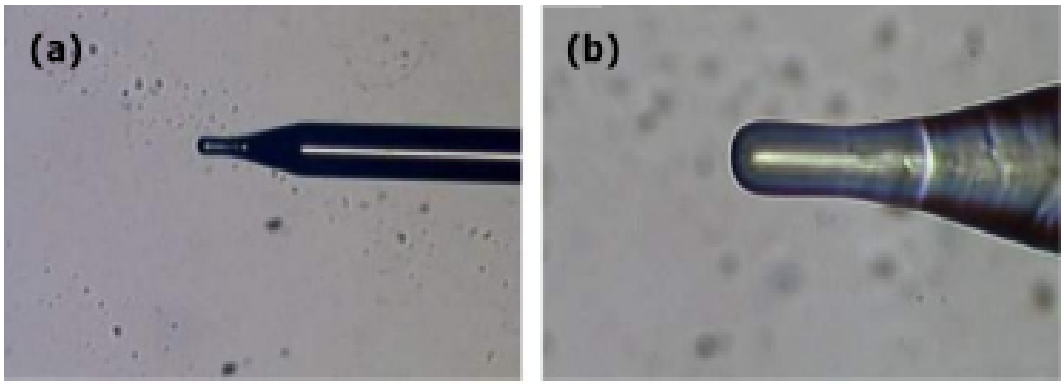


FIGURE 1.21 – Microlentilles avec des rayons de (a) 10µm et (b) 20µm réalisée par la méthode attaque chimique et fusion thermique [83].

1.5 Méthodes de modélisation de la réponse optique des microlentilles

L'étude de la réponse optique d'une microlentille peut, en première approximation, être réalisée de manière scalaire par propagation d'un faisceau gaussien [84].

Cependant la modélisation des jets photoniques est une étude qui passe plus généralement par la résolution de l'équation de propagation décrivant l'interaction des ondes électromagnétiques, décrites sous forme vectorielle, avec un micro-objet diélectrique. Elle consiste à déterminer la répartition du champ électromagnétique à l'intérieur ainsi qu'à l'extérieur de l'objet diélectrique.

Les méthodes de résolution permettant de modéliser les jets photoniques de manière rigoureuse peuvent être divisées en deux catégories : analytique (modale) et numérique (avec discrétisation de l'espace). Chaque méthode présente avantages et limites qui demande une analyse critique. Avant de sélectionner et de détailler l'approche la mieux adaptée à notre problématique (prochain chapitre), dans cette section, nous allons présenter rapidement un aperçu des méthodes les plus utilisées, ainsi que leurs principales caractéristiques.

1.5.1 Méthodes analytiques (modales)

Les méthodes analytiques, ou modales, sont des méthodes de résolution dites exactes, fournissant une solution rigoureusement exacte de la solution des équations de Maxwell ou de l'équation de propagation. Elles donnent la solution sous forme de décomposition sur une base de fonctions de l'espace, appelées modes. Ces méthodes sont généralement rapides, demandent peu de capacité mémoire. Elles sont cependant généralement limitées à l'étude de géométries simples. Par conséquent si les structures ont des géométries complexes, une transition vers une approche numérique est souvent nécessaire.

Théorie de Mie

La théorie de Mie est une méthode analytique qui permet d'obtenir une solution exacte des équations de Maxwell dans le cas de l'interaction de la lumière avec une sphère (ou un cylindre). Cette méthode est utilisée pour déterminer une solution analytique de la diffusion du champ électromagnétique autour et à l'intérieur d'une sphère diélectrique en termes de séries infinies (qui seront tronquées). Le champ total à l'extérieur de la sphère est considéré comme la somme du champ incident et du champ diffusé [85]. La théorie de Mie a été utilisée pour modéliser le jet photonique généré par une sphère diélectrique [2]. Pour déterminer la distribution de champ dans le cas d'un ensemble de plusieurs microsphères proches couplées, la théorie de Mie généralisée (GMM, Generalized Multiparticle Mie) peut être utilisée [86].

Méthodes intégrales

Les méthodes basées sur "l'équation intégrale aux frontières" consistent principalement à convertir un problème du calcul de champs électromagnétiques posé dans l'ensemble du domaine au calcul d'intégrales aux frontières du domaine [60]. Ces méthodes se basent sur le principe de Huygens-Poincaré qui dit que si le champ est connu le long d'une surface fermée contenant tous les objets diélectriques, alors il peut être déduit en tout point de l'espace. Le passage se fait en utilisant la fonction

de Green, solution vectorielle de l'équation de Helmholtz dans le cas d'une excitation ponctuelle et qui vérifie des conditions de rayonnement à l'infini. Les ondes incidentes, la fonction de Green, les ondes rayonnées en champ lointain peuvent être exprimées de manière analytique. La méthode des éléments de frontières peut également être utilisée pour discrétiser les frontières et traiter le couplage entre les modes numériquement. L'avantage conceptuel des méthodes intégrales par rapport aux autres techniques différentielles est que l'on n'a pas besoin de mailler la totalité du domaine. Le champ électromagnétique en tout point de l'espace peut alors être déterminé à partir du champ à la frontière. Une telle méthode avait été développée à ICube pour étudier l'obtention de jet photonique en sortie de guide d'onde planaire à bords conducteurs parfaits [60]. L'adaptation de la méthode a des géométries quelconques et des guides diélectriques a été un obstacle.

Méthode Modale de Fourier (FMM)

Cette méthode a été proposée pour la première fois en 1978 par Knop [87]. La méthode modale de Fourier (FMM), proche de l'analyse rigoureuse des ondes couplées (RCWA) est une technique qui a été largement utilisée pour résoudre des problèmes électromagnétiques, en particulier pour l'étude des réseaux de diffraction. La popularité de cette méthode est due en grande partie à sa simplicité et partiellement à sa polyvalence. Le calcul électromagnétique par la FMM est basé sur la "staircase approximation". Cette technique consiste à considérer le réseau dont le motif élémentaire peut a priori présenter une forme relativement complexe, comme un empilement de couches rectangulaires. Les modes de chaque région satisfont les équations de Maxwell et les conditions aux limites internes associées. La solution du champ total qui satisfait les conditions aux limites entre les différentes régions, est formés par la superposition de tous les modes, grâce au principe de superposition. La technique a été utilisée pour optimiser des jets photoniques en sortie de guides d'onde radiofréquence à embouts rectangulaires [88][89].

1.5.2 Méthodes numériques

Les méthodes numériques sont parfois classées parmi les méthodes "rigoureuses" bien qu'elles ne soient pas exprimées sous forme analytique lorsqu'elles sont basées sur une résolution vectorielle des équations de Maxwell. Elles sont basées sur une discrétisation de la zone de calcul. Dans un premier temps, nous résumerons les principales caractéristiques des méthodes différentielles les plus utilisées pour la modélisation en photonique : la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) pour laquelle il y a discrétisation dans l'espace et le temps, et la méthode des éléments finis (FEM) souvent utilisés pour calculer les états stationnaires à une fréquence donnée.

Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (ou en anglais "Finite Difference Time Domain") utilise le calcul des différences finies pour résoudre

les équations de Maxwell dans le domaine spatial et temporel. C'est une méthode temporelle élaborée en 1966 par K. Yee [90]. Elle consiste en une mise en œuvre directe des dérivées spatiales et temporelles des équations de Maxwell pour résoudre la variation temporelle des ondes électromagnétiques dans un espace fini qui contient l'objet à modéliser. Il est donc nécessaire d'introduire des frontières aux limites numériques telles que des conditions limites d'absorption (PML : Perfect Matched Layer) [91]. La méthode nécessite un temps de calcul généralement long car elle va calculer de proche en proche l'évolution de la distribution d'intensité dans le temps. Elle demande aussi beaucoup de place mémoire en raison d'une discrtisation à environ $\lambda/10$ nécessaire.

Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis (FEM en anglais) est une méthode différentielle basée sur la discrétisation du domaine de calcul en un nombre fini d'éléments à l'aide d'éléments géométriques adaptés (par exemple en 2D : maillage triangulaire) appelés éléments finis [92]. La modélisation consiste dans un premier temps à discrétiser l'espace d'étude en sous-domaine, que l'on nomme éléments ou mailles, dont les frontières sont deux à deux communes. Un certain nombre de points, nommés nœuds, sont définis au centre de chaque élément. On aboutit dans chacune des mailles à un système d'équations linéaires dont les inconnues correspondent aux champs que l'on souhaite déterminer. La FEM impose de manière automatique les conditions de continuité de la fonction d'un élément à l'autre, ce qui nous permet de rechercher une solution approximative fiable du problème. En outre, elle possède l'avantage d'être robuste dans la modélisation d'objets complexes. Par conséquent, son inconvénient principal est qu'elle doit discrétiser l'espace par un pavage adapté et résoudre les équations de Maxwell en chaque point de la grille, ce qui nécessite un temps de calcul long et une taille mémoire importante. Cette méthode est néanmoins efficace pour étudier des discontinuités et des structures guidées [61].

TABLE 1.2 – Comparaison des méthodes de modélisation pour résoudre les problèmes électromagnétiques.

Techniques	Avantages	Inconvénients
Théorie de Mie	rapide, rigoureux	géométries : cylindres, sphéres, ellipses
FDTD	géométries et matériaux adaptables	résoudre un pb dans un espace fini temps de calcul grand
FEM	géométries et matériaux adaptablse	résoudre un pb dans un espace fini temps de calcul grand une taille de mémoire grande
intégrale	pas besoin de mailler la totalité du domaine	difficulté pour s'adapter à des géométries complexes
FMM	efficace pour les réseaux et les guides	moins adaptée pour les formes courbes

En résumé, après une présentation synthétique des principales méthodes qui

pourraient être utilisées pour la résolution de notre problème, notre choix s'est orienté vers l'utilisation de la méthode des éléments finis (MEF) en raison de sa capacité à s'adapter à des géométries différentes et des matériaux différents. Pour des raisons de lace mémoire, nous ramènerons l'étude à un cas 2D. Nous aurions pu également utiliser la FDTD, mais nous disposons au laboratoire du logiciel "COMSOL Multiphysics" basé sur les éléments finis. Nous détaillerons dans ce qui suit le programme "Matlab" qui permet de commander sous forme de script cet outil de calcul.

1.6 Caractérisation expérimentale de jets photoniques

1.6.1 Caractérisation expérimentale indirecte

La démonstration expérimentale de l'existence du jet photonique, peut être effectuée par observation directe ou indirecte. Une preuve indirecte de l'existence d'un jet peut être obtenue sous la forme de la taille d'un motif gravé sur un support. Il existe de nombreux papiers validant les corrélations entre les travaux de simulations numériques et de travaux expérimentaux. La première étude de la gravure laser sub-longueur d'onde sur le silicium a été fait par *Lu et al.* [93]. Les auteurs ont utilisé un laser pour éclairer un wafer de silicium comportant des microsphères de silice de 0,5 μm, cette combinaison a provoqué des gravures où la largeur à mi-hauteur (FWHM) était de 100 nm, partant sur le même principe, *Elkarkri et al.* montrent la gravure par jet photonique par l'intermédiaire de microsphères de verre pour la mise en œuvre de la micro/nanofabrication de matériaux en polymères [94] (Figure 1.22(a)). Ainsi *Rahman et al.* ont prouvé la réalisation de micro-usinage laser par nanojet photonique en milieu aqueux avec un diamètre d'ablation de 0,6 μm (Figure 1.22(b)).

Par la suite, pour bénéficier d'un moyen de contrôler le mouvement des jets sur l'échantillon, *Zelgowski et al.* pour la première fois, ont démontré que les jets photoniques peuvent être obtenus à proximité d'une fibre optique (100/140) à embout façonné [6]. Ces fibres avec embouts peuvent être utilisées pour réaliser des gravures sub-longueur d'onde de FWHM de 685 nm avec un laser à 1064 nm [67] [69].

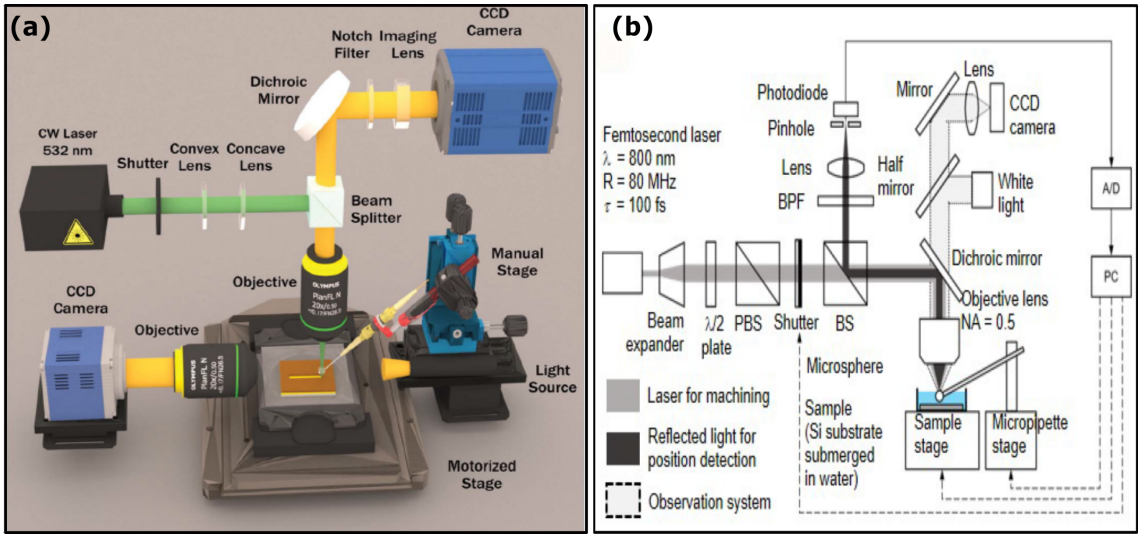


FIGURE 1.22 – Illustration des différents montages qui valident expérimentalement les jets photoniques générés avec plusieurs objets diélectriques. (a) Développement du montage optique pour la micro/nanofabrication de matériaux polymères, grâce à une sonde colloïdale exemplaire utilisée pour la génération de nanojets photoniques [94]. (b) micro-usinage laser par nanojet photonique d'une microsphère dans un milieu aqueux [95].

1.6.2 Caractérisation expérimentale directe

L'observation directe se fait par capture directe de la distribution d'intensité du jet photonique à l'aide d'un système imageur hautement résolu tel qu'un système de scan avec un objectif de microscope [96][97][98]. L'imagerie peut être en intensité, comme par exemple figure 1.23(c), mais aussi interférométrique pour déterminer la phase [99] (Figure 1.23(b)). Une autre technique est de reconstruire point par point le volume du jet avec un microscope confocal [10] (Figure 1.23(a)). Dans le domaine radiofréquence, une antenne balayant l'espace a également été utilisée [100][12].

Les travaux ayant réalisé la validation expérimentale directe de jet photonique dans la littérature sont récapitulées dans le tableau 1.3.

TABLE 1.3 – Validation expérimentale des jets photoniques générés par différents objets diélectriques illuminés par plusieurs types de sources

Année	Nom	Méthode/système	micro-objet	λ	FWHM
2008 [10]	Ferrand et al	microscopie confocale	microsphères	520 nm	270 nm
2011 [99]	Kim et al	interférométrie	sphères dièléctriques	405, 532, 642 nm	220 nm
2007 [55]	Kapitonov et al	microscope à fluorescence	chaînes - microsphères NIMs	460-500 nm,	2,9-1 μm
2009 [100]	Zhao et al	Antenne coaxial	cylindre - diélectrique	8–13 GHz	0.65 λ
2015 [12]	Ounnas et al	antenne	guide	13 GHz	0.5 λ
2018 [101]	Hyani et al	sonde	d'onde	30 GHz	0,36 λ
2011 [96]	Liu et al	scan avec objectif de microscope	microsphère - diélectrique	633 nm	331 nm
2015 [97]	Liu et al	scan avec objectif de microscope	microdisques - diélectrique	405,532 nm 671 nm	200, 233 291 nm
2020 [98]	Minin et al	scan avec objectif de microscope	microcylindre	405 nm	$< \lambda/2$
2019 [102]	Minin et al	SNOM	cube- diélectrique	1530 nm	5,43 μm
2021 [103]	Liu et al	scan avec objectif de microscope	cube diélectrique	405,532 nm 671 nm	0,8-1μm

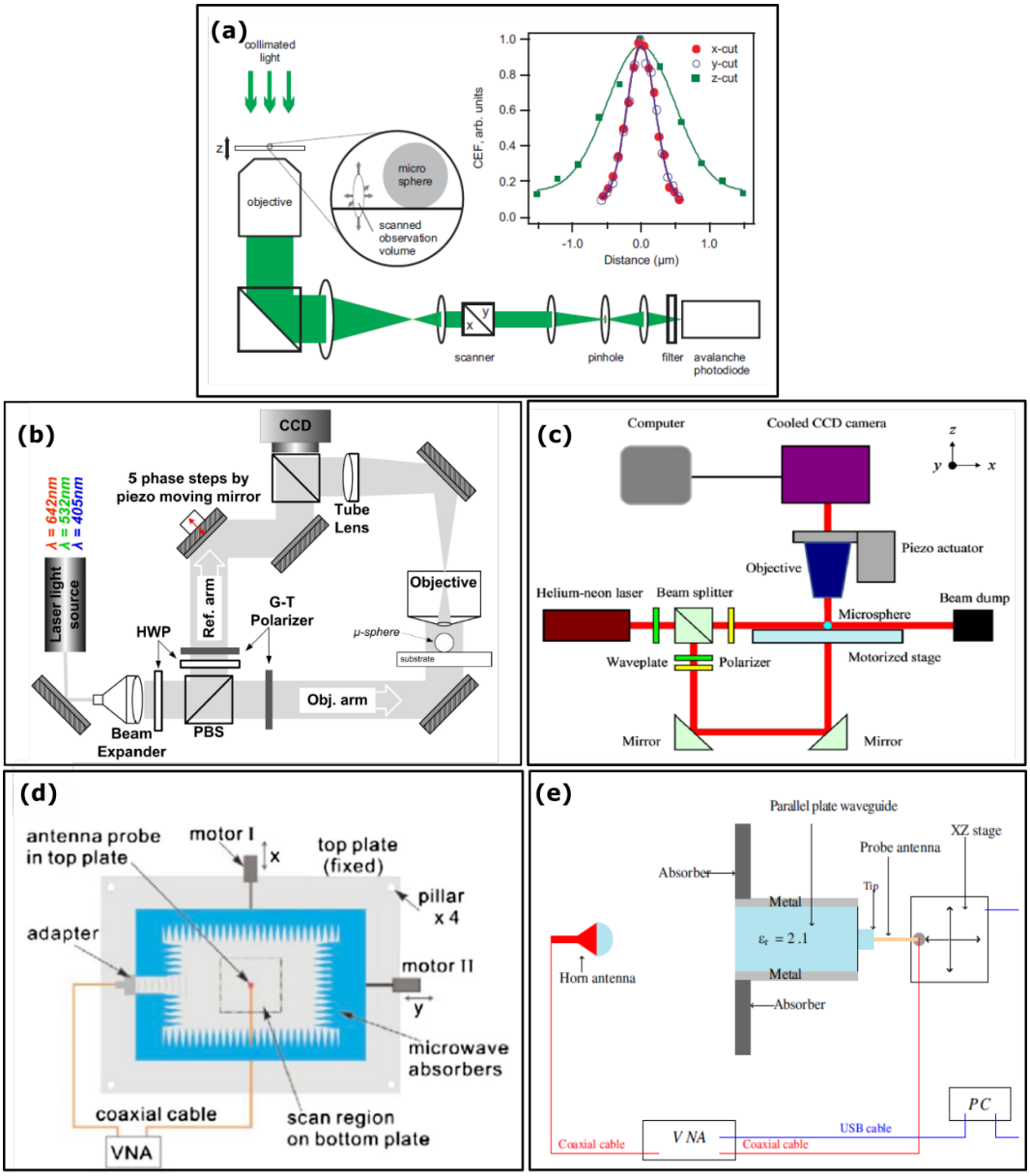


FIGURE 1.23 – Illustration de différents montages utilisés pour imager expérimentalement la distribution d'intensité de jets photoniques générés par plusieurs objets diélectriques. (a) Montage d'imagerie directe des nanojets photoniques équipés d'un système personnalisé de microscopie confocale à balayage laser (LSCM) [10]. (b)(c) Mise en évidence du jet photonique par microsphère (b) illuminée avec différentes longueurs d'ondes en mode interférométrique, (c) système de scan avec un objectif de microscope [99][96]. (d)(e) Schéma de dispositifs expérimentaux pour l'observation directe du jet photonique dans le domaine radiofréquence respectivement pour un cylindre diélectrique et un guide d'onde [100] [101].

1.7 Applications des jet photoniques

Après avoir répertorié les différentes méthodes numériques pour étudier l'obtention de jet photonique et les structures pertinentes qui permettent de les obtenir,

nous considérons ici les applications évoquées dans la littérature. En raison des nombreuses propriétés des jets photoniques comme leur petite dimension et leur intensité élevée, l'intérêt relatif aux jets photoniques est de plus en plus manifeste. Au cours de la dernière décennie, nous avons assisté à des propositions d'application dans de nombreux domaines allant de l'imagerie super-résolue et de la détection à l'échelle nanométrique, à la spectroscopie Raman et à la nano-manipulation optique. Dans ce qui suit, ces applications sont brièvement présentées.

1.7.1 Imagerie super-résolue

La microscopie optique est l'une des techniques les plus puissantes pour l'imagerie non destructive en temps réel des échantillons à une résolution qui dépasse la capacité de l'œil humain. Cependant, la résolution spatiale de tout microscope conventionnel est fondamentalement limitée par la diffraction des ondes lumineuses au niveau de l'ouverture de la lentille. La caractéristique minimale résolvable par un microscope conventionnel est $k\lambda/NA$, où k est un coefficient (k = 0,609, 0,473, ou 0,515 selon respectivement les critères de résolution de Rayleigh, Sparrow et Houston [104][105][106]. λ est la longueur d'onde et NA est l'ouverture numérique qui est déterminée par le demi-angle au sommet du cône d'acceptation de l'objectif.

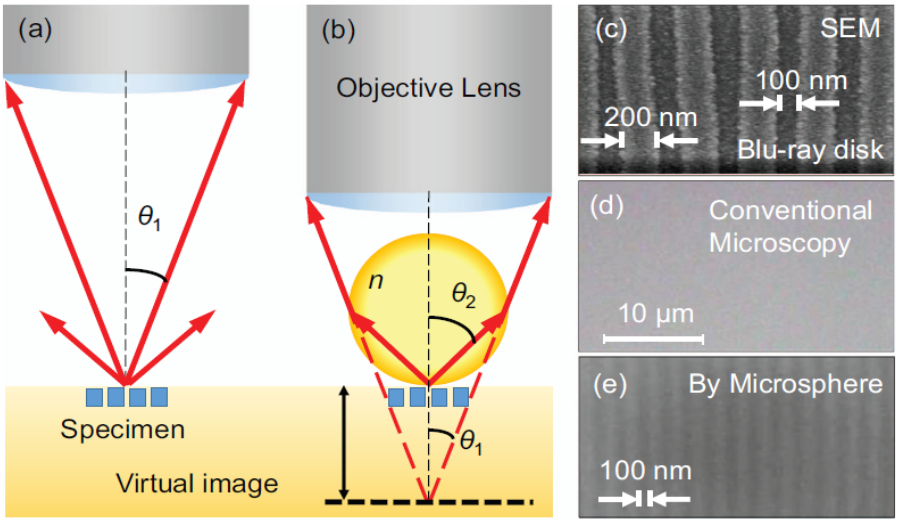


FIGURE 1.24 – (a), (b) Schémas illustrant le principe de la microscopie assistée par microsphères. (c) Image au microscope électronique à balayage (MEB) d'un spécimen de disque Blu-ray composé de bandes de 200 nm séparées de 100 nm. (d) La microscopie conventionnelle (100×, NA = 0,9) ne peut pas résoudre la structure du disque Blu-ray. (e) La structure du disque Blu-ray peut être observée par imagerie à travers une microsphère de verre de titanate de baryum (n_p = 2,1) intégrée dans un film de PDMS ($n_b g$ = 1,41) [20].

La microscopie assistée par microsphère est une méthode a priori simple et efficace pour améliorer la résolution en microscopie optique. Avec cette technique, une microsphère diélectrique est placée sur l'échantillon pour produire une image

virtuelle magnifiée qui est ensuite captée en refocalisant la lentille de l'objectif sur l'image virtuelle. Notre équipe au laboratoire ICube travaille à la compréhension du phénomène de super-résolution [3][107] et est une des premières à avoir montré que le phénomène pouvait être utilisé pour la reconstruction 3D de profils microscopiques [108]. Pour plus de détails voir les références suivantes [109], [110], [111], [112].

1.7.2 Nano-fabrication

La limite de diffraction est longtemps resté un obstacle fondamental aux technologies de structuration de surface par voie optique, comme la lithographie optique et la gravure directe par laser [113][114]. Les jets photoniques peuvent avoir une largeur de faisceau jusqu'à deux fois plus petite que la limite de diffraction. Les techniques de nano-fabrication sont demandeuses.

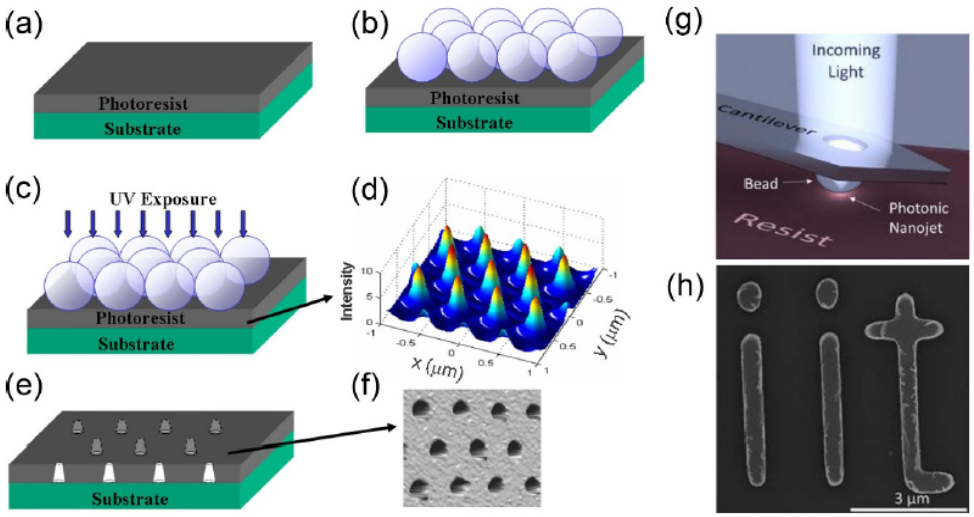


FIGURE 1.25 – (a)(b)(c) Illustrations schématiques du processus de fabrication de nano-matrices périodiques. (d) Profil d'intensité calculé dans le plan de la résine photosensible. (e) Motifs sub-longueur d'onde obtenus. (f) Image AFM d'une résine photosensible développée (diamètre des trous : 250 nm) [115]. (g) Illustration schématique d'un cantilever avec une microsphère. (h) SEM d'un motif créé avec la lithographie par jet photonique [116].

Des motifs faits de rangées de nanopiliers ou nano-trous très uniformes peuvent être utilisés pour une variété d'applications, y compris les cellules solaires [117] ou les photodétecteurs [118]. *Wu et al* ont démontré la lithographie assistée par microsphères avec des billes de polystyrène ou de silice (D = 0,97 μm) déposées sur un photorésist (voir figure 1.25) [115]. L'échantillon a été exposé dans le bleu (λ = 400 nm). L'interaction de la lumière avec la photorésine se produit uniquement aux endroits où se trouvent les nanojets formés par chaque microsphère.
Jacassi et al ont proposé une sonde à balayage par jet photonique pour la lithographie permettant d'écrire des motifs arbitraires avec une résolution inférieure à la longueur d'onde (jusqu'à 290 nm avec un laser de 405 nm) [116]. Le cantilever a été positionné de manière à ce que la microsphère soit en contact avec la surface du

substrat et que le jet soit insole la résine photosensible. Le cantilever a été ensuite déplacé sur le substrat par le générateur de motifs AFM afin de révéler le motif souhaité (voir figure 1.25(g)(h)).
ICube a été la première équipe à montrer que de la gravure directe par jet photonique pouvait être réalisée en embout de fibre optique [6][66]. Ce fut montré sur du silicium et plusieurs métaux, parfois très réfléchissant. L'équipe a montré l'importance de l'excitation du mode fondamental pour réduire la puissance nécessaire et la taille de gravure en sortie de fibres multimodes [68]. Enfin elle a montré en collaboration avec le Phlam (Lille) l'intérêt des fibres LMA pour la gravure [69]. Ces fibres monomodes à large coeur permettent à toute l'énergie injectée d'être dans le mode fondamental et donc de contribuer à la gravure. Elles permettent également grâce à leur large coeur de bénéficier d'une distance de travail plus grande.

1.7.3 Spectroscopie Raman

La diffusion Raman est une technique d'analyse optique non destructive basée sur le phénomène de diffusion inélastique de la lumière par effet Raman. Pour mettre en évidence l'effet Raman, on excite un matériau avec une lumière monochromatique (actuellement à l'aide d'un laser) de fréquence f_i. Arrivée sur l'échantillon, une partie de la lumière incidente va être réfléchie. Une autre partie va être diffusée dans la matière. On distingue deux composantes dans la partie diffusée de la lumière. La première est la diffusion élastique des photons, également appelée diffusion Rayleigh, n'entrainant pas de modification de la fréquence f_i. Néanmoins, une seconde composante beaucoup plus faible est observée avec un changement de fréquence des photons diffusés. La diffusion Raman fait partie de cette composante associée à la diffusion inélastique. Elle est due à une interaction photon-phonon.
Le Raman est une technique générale puissante permettant d'extraire des "empreintes moléculaires" qui permettent d'identifier la composition chimique de matériau [119] [120] et d'échantillons biologiques [121] [122].
Yi et al ont montré une amélioration de la diffusion Raman en exploitant les propriétés des nano-jets de microsphères en silice [123]. Dans leur recherche, un substrat de silicium a été recouvert d'une monocouche de microsphères de silice auto-assemblées, avec différents diamètres dans la gamme 0,33-5,08 μm. Un objectif de microscope 50× avec NA = 0,7 a été utilisé pour focaliser le faisceau laser d'excitation (λ = 514,5 nm) dont la taille du spot était 2,5 μm. Le même objectif de microsphère a été utilisé pour collecter la diffusion Raman. Celle-ci a été mesurée pour toutes les tailles de sphères. La présence des nanojets photoniques conduit à une amplification de la diffusion Raman [124-128].

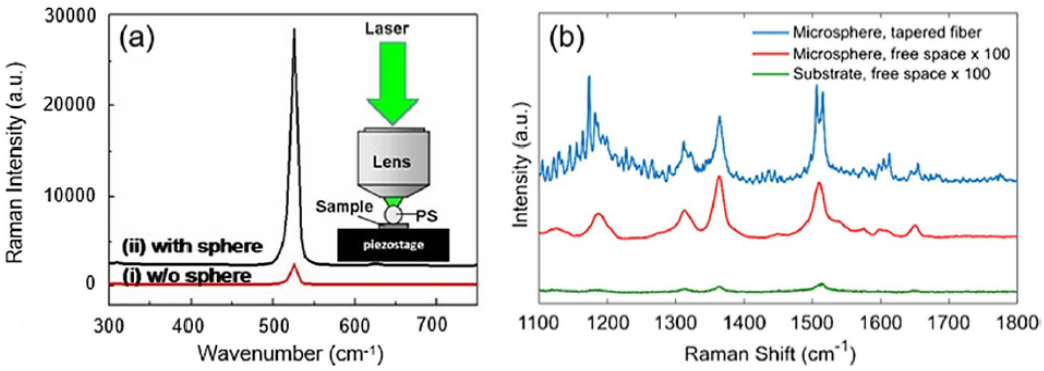


FIGURE 1.26 – (a) Spectres Raman du Si sans (i) et avec (ii) une microsphère de polystyrène [129]. (b) Spectre Raman de la rhodamine 6G à travers une microsphère de silice : pour l'excitation des coupleurs à fibre effilée (bleu), excitation en espace libre sur une microsphère (rouge) et microscopie Raman traditionnelle sans microsphère (en vert) [128].

1.7.4 Nano-manipulation optique

La détection et la manipulation de nanoparticules est une tâche exigeante pour les applications de détection en biologie moléculaire, la chimie analytique, les sciences environnementales. Les microsphères diélectriques ont été étudiées pour la détection des nanoparticules en raison des propriétés spatiales intéressantes des jets photoniques. *Chen et al* ont effectué une simulation afin d'étudier la formation de nanojets par un cylindre diélectrique de 6 μm de diamètre et d'indice $n_p = 2{,}3275$ incorporé dans un milieu d'indice $n_{bg} = 1{,}33$ (contraste d'indice n1/n2 = 1,75) éclairé par une onde plane de longueur d'onde $\lambda = 300$ nm [1]. Dans leur simulation 2D, des nanoparticules diélectriques d'indice n = 1,5 et de dimensions latérales comprises entre 1,25 et 60 nm étaient situées dans le jet. Une augmentation du facteur de rétrodiffusion de plusieurs ordres de grandeur $(10^3 - 10^5)$ a été rapportée.

Li et al ont utilisé la méthode de Mie multiparticules généralisée (GMM), qui fournit une solution analytique rigoureuse pour la diffusion de la lumière par des sphères multiples, dans le but d'étudier le phénomène de rétrodiffusion induite par les jets photonique en 3D [130]. Une microsphère diélectrique ($n_p = 1{,}59$, $n_{bg} = 1$) de 3,5 μm de diamètre a été illuminée par une onde plane avec $\lambda = 400$ nm pour générer un nanojet. Des nanoparticules d'or d'un diamètre compris entre 2 et 60 nm ont été placées dans le jet à une distance de 240 nm entre le centre de la nanoparticule et la surface de la microsphère. (voir figure 1.27).

Il a été constaté que la rétrodiffusion est extrêmement sensible à la taille et à la position des nanoparticules relativement au nano-jet. Ce qui indique qu'il peut être utilisé pour la localisation précises des nanoparticules [131-135].
Les jets photoniques utilisés comme pinces optiques ont également été explorés afin de manipuler les nanoparticules en raison de leur champ optique intense et très localisé [136-139].

Li et al ont utilisé des jets photoniques pour effectuer la manipulation et la détection d'objets individuels, y compris une seule nanoparticule de polystyrène

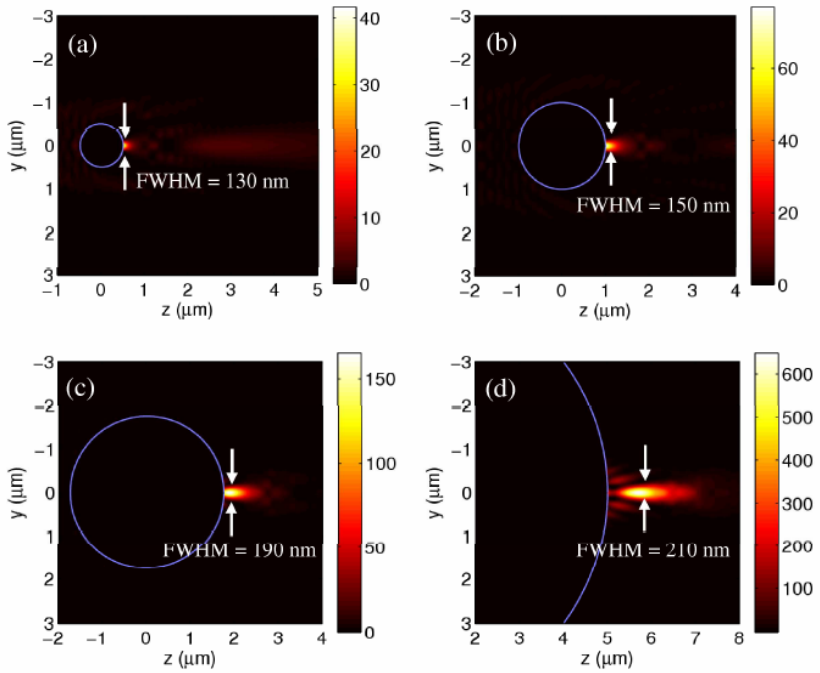


FIGURE 1.27 – Nanojets photoniques générés par l'illumination de sphères diélectriques (n = 1,59) avec une onde plane incidente se propageant dans le vide : (a) Diamètre de la sphère D = 1 μm, (b) D = 2 μm, (c) D = 3,5 μm, (d) D = 8 μm [130].

fluorescente de 85 nm et une molécule d'ADN plasmique [140]. Ils ont détecté les signaux de rétrodiffusion et de fluorescence et ont trouvé que les facteurs d'amélioration atteignent (10^3 et 30), respectivement. Le schéma est présenté sur la figure 1.28.

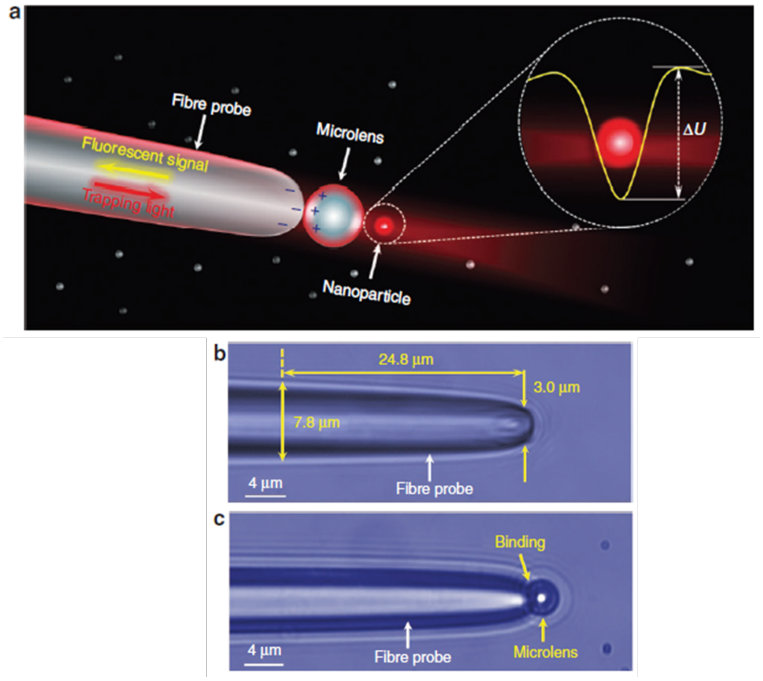


FIGURE 1.28 – (a) Schéma illustrant la manipulation et la détection d'une nanoparticule unique par un jet photonique. (b) Image au microscope optique de la sonde utilisée dans les expériences. (c) Image au microscope optique de la sonde liée à une microlentille de 3 μm par attraction électrostatique [140].

1.8 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la présentation de l'état de l'art sur les jets photoniques. En premier lieu, nous avons présenté les approches théoriques du phénomène qui englobent les propriétés clés des jets photoniques ainsi que les différentes méthodes pour générer ce dernier. Cela a permis de contextualiser nos travaux et de justifier notre volonté de générer ces faisceaux en embout de fibre optique.

Puis, après avoir répertorié les méthodes de fabrication pour la réalisation d'embouts façonnés de fibres optiques avec leur limitation pour générer de tels jets photoniques, les différentes méthodes rigoureuses qui peuvent être utilisées pour modéliser de telles focalisations ont été évoquées. Nous avons choisi dans notre cas une méthode éléments finis 2D en raison de sa capacité à étudier une grande diversité de géométrie et de matériaux. Puis nous avons présenté les validations expérimentales de l'existence des jets photoniques décrites dans la littérature. Nous nous sommes inspirés de ces travaux pour réaliser un montage d'imagerie directe de nos jets.

Enfin, dans la dernière section de ce chapitre, nous avons répertorié les différentes applications mettant à profit les propriétés des jets photoniques. Cependant dans cette thèse nous n'avons pas voulu cibler une application particulière, mais plutôt comprendre le lien physique entre le choix de la fibre optique, l'excitation optique en entrée, la forme de l'embout et les propriétés du jet obtenus. Cela en proposant

et validant expérimentalement une nouvelle technique de fabrication de ces embouts (ou microlentilles) que nous avons brevetée. Ce chapitre a été ainsi l'occasion de situer les travaux de cette thèse et de justifier de l'orientation choisie pour pouvoir répondre au mieux à la problématique de la thèse. Le deux chapitres suivant présenteront respectivement les résultats de nos études théoriques et expérimentales.

Chapitre 2

Simulation de l'obtention de jet photonique en embout de fibre optique

2.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que la génération des jets photoniques dépend des paramètres physiques et géométriques de l'objet diélectrique utilisé (sphère, cylindre, etc.). Dans notre cas nous souhaitons obtenir les jets photoniques en sortie d'une fibre optique à embout façonné. La géométrie de l'embout nécessite d'être optimisée pour pouvoir générer le jet.
En effet, nous avons besoin d'optimiser les jets photoniques pour pouvoir bénéficier au mieux de leurs caractéristiques dans les différentes applications envisagées. Pour cela on peut définir l'optimisation comme un procédé consistant à identifier les paramètres (diamètre d'embout, hauteur (h) d'embout, forme d'embout) qui permettent les propriétés du jet photonique voulu (position, largeur à mi-hauteur, densité de puissance maximale, longueur, etc.).
Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord rappeler brièvement les principes du guidage dans une fibre optique. Puis, nous exposerons le modèle mathématique que nous avons choisi pour décrire la forme des embouts. Les résultats de simulations électromagnétiques obtenus avec le logiciel Comsol (méthode des éléments-finis) seront ensuite discutés en mettant l'accent sur l'influence des paramètres de l'embout sur les propriétés clés du jet photonique. Nous introduirons également les concepts de faisceaux de Bessel non-diffractant, bi-jets latéraux et modes de galerie que nous avons observé.

2.2 Principes du guidage dans une fibre optique

La fibre optique est un guide diélectrique cylindrique permettant de conduire la lumière sur de grandes distances. Elle est formée de trois éléments principaux : (1) Le coeur (en silice dopée, verre ou polymères) d'indice de réfraction n_c. (2) La gaine optique d'indice légèrement inférieur n_g ($n_g < n_c$). Cet écart d'indice entre le coeur et la gaine est réalisé généralement dans la silice par le dopage du coeur

avec du germanium GeO_2 ou du phosphore P_5O_5 (dans le but d'accroître n_c). Il est aussi possible de doper la gaine avec du bore ou du fluor pour faire décroître l'indice n_g. (3) Une gaine de protection en polymère pour protéger la fibre des polluants externes et des perturbations mécaniques et thermiques (figure 2.1 [8]) Le mécanisme de confinement et de propagation de la lumière à l'intérieur d'une

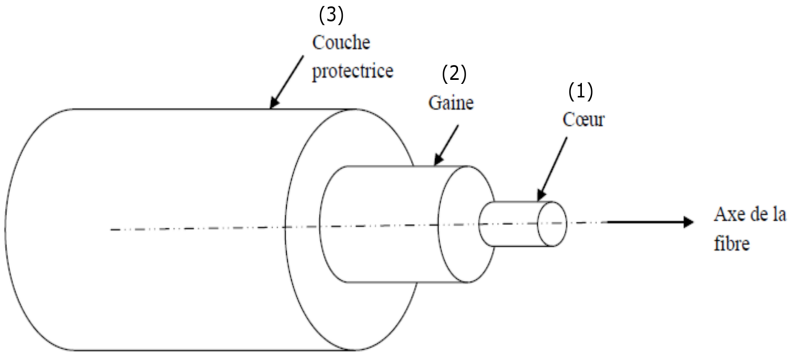


FIGURE 2.1 – Schéma de la structure typique d'une la fibre optique [8]

fibre optique est la réflexion totale interne. Pour obtenir le phénomène de réflexion totale, deux conditions doivent être satisfaites : (1) Le milieu d'indice de réfraction du coeur n_c est supérieur au milieu d'indice de réfraction de la gaine n_g ; (2) L'angle d'incidence θ_i du rayon lumineux avec la normale doit être toujours supérieure à l'angle critique θ_c (Figure 2.2 [8, 9]). Le rapport des indices de réfraction de la gaine

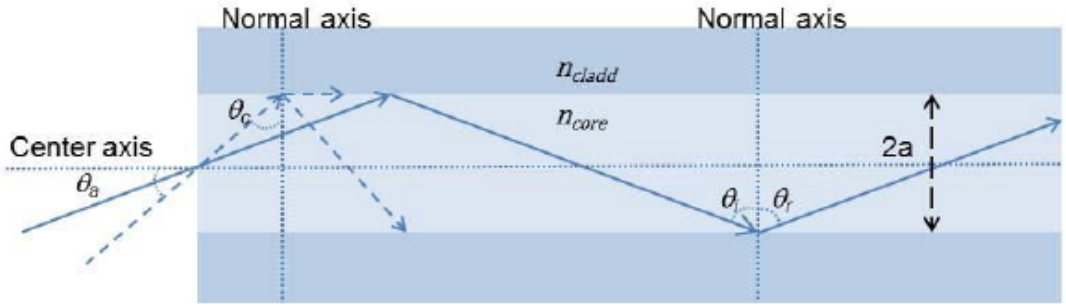


FIGURE 2.2 – Principe du guidage dans une fibre optique par réflexion totale interne. [9]

et du cœur détermine le sinus de l'angle critique :

$$\sin\theta_c = (\frac{n_g}{n_c}) \tag{2.1}$$

θ_a est l'angle maximal de la lumière incidente sur la section d'entrée de la fibre optique qui permette le guidage. Il est lié à l'ouverture numérique (ON) de la fibre optique.

$$\sin\theta_a = ON \tag{2.2}$$

Autrement dit, l'ON d'une fibre optique (tout comme pour un objectif de système imageur) est déterminée par l'angle maximal des rayons qui pourront se propager à

travers l'ensemble du système optique, la fibre optique dans notre cas.

$$ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \tag{2.3}$$

Les rayons de la lumière incidente (laser pour nous) doivent frapper la section d'entrée de le fibre (air/coeur) avec un angle par rapport à la normal inférieur à θ_a. Audelà de cette limite, les rayons ne seront plus guidés. A chaque réflexion coeur/gaine, il y a aussi une réfraction avec de la lumière perdue dans le gaine créant une décroissance exponentielle du faisceau dans la fibre.
L'étude électromagnétique de la propagation dans une fibre optique fait apparaître la notion de modes de propagation, dont le nombre dépend du rapport entre le rayon du cœur de la fibre optique et la longueur d'onde, ainsi que de l'ON de la fibre. Les guides ou fibres monomodes (SMF) n'admettent par définition que la propagation d'un seul mode. Pour cela, leur fréquence normalisée ν, donnée par la formule cidessous, doit être inférieure à la fréquence de coupure du second mode ($\nu_c \simeq 2,405$) :

$$\nu = k_0 a ON \tag{2.4}$$

avec

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{2.5}$$

λ : la longueur d'onde en espace libre
a : le rayon du coeur

A la différence d'une fibre SMF, une fibre multimode (MMF) supporte de nombreux modes de propagation de la lumière à l'intérieur de son cœur. Il existe essentiellement deux types de MMF qui exploitent le principe de la réflexion totale interne (figure 2.3) :

1/ *Les fibres multimodes à saut d'indice*
Il s'agit d'une fibre avec un cœur homogène d'indice de réfraction n_c entouré d'une gaine d'indice de réfraction légèrement inférieur n_g. Dans ce type de fibre, pour des raisons de fabrication, il existe une différence entre l'indice de réfraction du cœur et celui de la gaine qui est plus grand que pour une fibre monomode [142].
2/ *Les fibres multimodes à gradient d'indice* :
Dans ces fibres les rayons de lumière sont courbés par un gradient d'indice de réfraction jusqu'à réflexion totale.

2.3 Description mathématique de la forme des embouts

Généralement les embouts de fibre à forme elliptique sont décrits avec leur demi-petit-axe et leur demi-grand-axe. Dans notre travail, nous avions besoin de décrire des formes d'embout plus variés. Pour cela nous avons choisi d'utiliser les courbes de Bézier quadratiques rationnelles. Ces courbes qui s'appuient sur des points, peuvent quasiment décrire des formes quelconques. Elles peuvent entre autres produire des

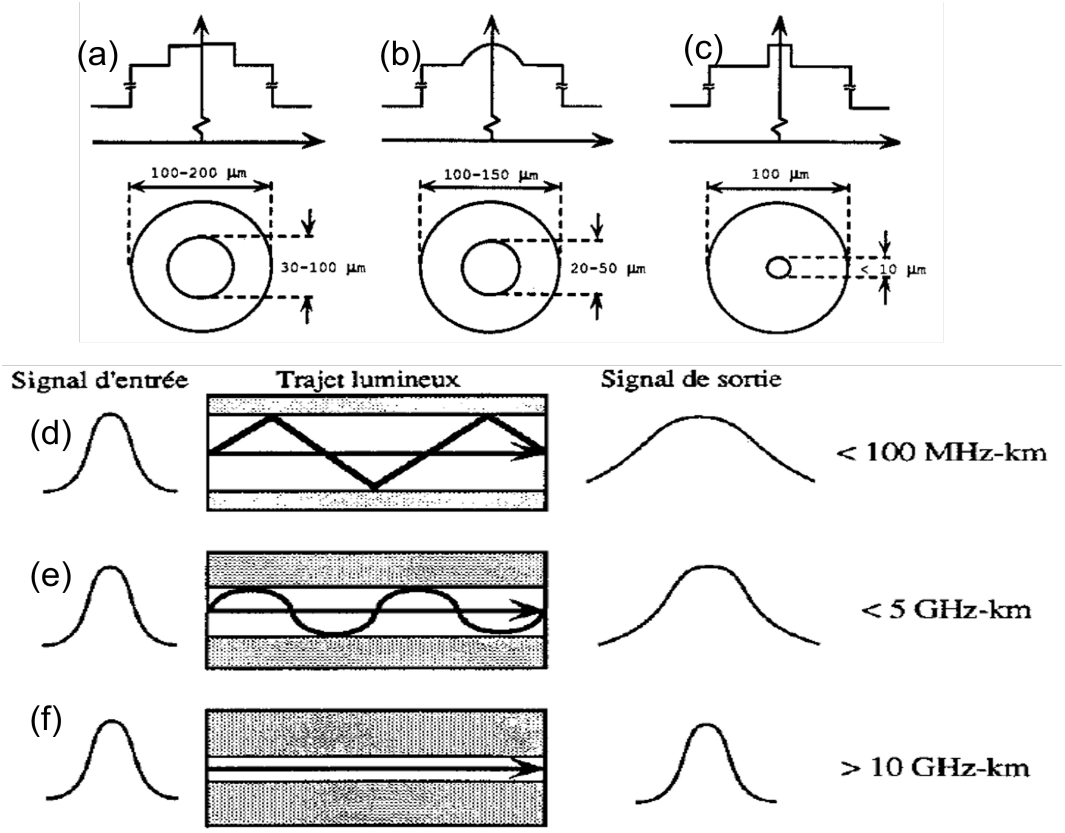


FIGURE 2.3 – Profil d'indice pour : (a) des fibres multimodes à saut d'indice, (b) des fibres à gradient d'indice et (c) des fibres monomodes. Tracé des rayons optiques avec indication de la bande passante et une représentation schématique de la dispersion d'une impulsion pour (d) la fibre multimode à saut d'indice, (e) la fibre à gradient d'indice, et (f) la fibre monomode [141].

courbes très proches des coniques comme les paraboles, les hyperboles et les ellipses. La forme générale de la courbe de Bézier quadratique rationnelle qui s'appuie sur les points P_0, P_1, et P_2 s'écrit de manière paramétrique :

$$P(t) = \frac{(1-t)^2 W_0 P_0 + 2(1-t)tW_1 P_1 + t^2 W_2 P_2}{(1-t)^2 W_0 + 2(1-t)tW_1 + t^2 W_2} \tag{2.6}$$

Chaque point $P_i(t)$ de la courbe de Bézier a un poids W_i une abscisse $x_i(t)$, et une ordonnée $y_i(t)$, où t est un paramètre qui varie de 0 à 1. Dans notre cas, nous n'avons conservé qu'un poids $W_1 = W$ ($W_0 = 1$, $W_2 = 1$). Nous obtenons ainsi la forme dite standard [143] :

$$P(t) = \frac{(1-t)^2 P_0 + 2(1-t)tW P_1 + t^2 P_2}{(1-t)^2 + 2(1-t)tW + t^2} \tag{2.7}$$

Où W est le poids de Bézier, tel que $0 \leq W \leq 1$ (même si en réalité W peut être $>$ 1 et P_0, P_1, P_2 sont les points de contrôle. Des exemples sont donnés figure 2.4 avec $P_0 = (\mathrm{b}\,;\,0)$, $P_1 = (\mathrm{b}\,;\,\mathrm{a})$, $P_2 = (0\,;\,\mathrm{a})$:

La courbe est proche d'un quart de cercle ou d'ellipse comme sur les figures 2.4

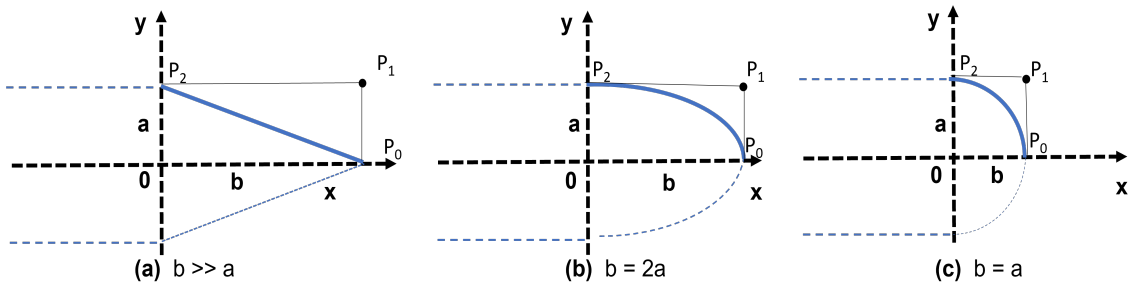


FIGURE 2.4 – Exemple de trois courbes de Bézier quadratiques rationnelles décrivant la moitié de l'embout de la fibre optique : (a) forme triangulaire avec b > a, $W = 0$, (b) forme elliptique avec b = 2a ($W = 0,707$) et (c) circulaire (b = a et $W = 0,707$).

(a) et (b) quand le poids de Bézier $W = 0,707$. Dans le cas ou W = 0, l'embout correspond à une forme triangulaire.

2.4 Modèle électromagnétique

En raison des dimensions des objets étudiés proches de la longueur d'onde, la simulation des jets photoniques est une étude qui passe généralement par la résolution de l'équation de propagation décrivant l'interaction des ondes électromagnétiques avec des objets physiques (objets diélectriques dans notre cas). Elle consiste à calculer la distribution du champ électromagnétique, répartition spatiale du champ électrique (E) et du champ magnétique (H), à l'intérieur et à l'extérieur des objets. Les conditions aux limites numériques sur les bords de la zone d'étude sont des éléments très important.

2.4.1 Implémentation

Pour réaliser les simulations des jets photoniques, nous avons utilisé la méthode des éléments-finis du logiciel commercial Comsol Multiphysics© commandé via des scripts écrits sous Matlab grâce au module dédié à l'optique ondulatoire. Pour des raisons de place mémoire et de temps de calcul, l'étude a été ramenée au cas 2D de simulation de l'embout d'un guide d'onde planaire. Cette approche s'inspire des similarités observées entre cylindres (2D) et sphères (3D) pour ce qui est de déterminer l'influence de leur dimension et de leur indice. Par contre les densités de puissances obtenues et la dépendance à la polarisation sont différentes. Le code est destiné à être polyvalent et utilisable pour plusieurs applications distinctes. Le code est structuré en plusieurs blocs qui sont activés selon le besoin.

Les scripts listés figure 2.5 permettent d'étudier les jets photoniques en embout de guide d'onde 2D avec Comsol 4.4. **EtudeJetPhot.m** est le script principal qui lance tous les autres. C'est là que sont décrits les paramètres d'entrée. **Initialisation-parametres** est une fonction qui regroupe les variables dans des structures de données (guide, source, embout, etc). **routine-laserjet.m** lance la fonction adaptée au

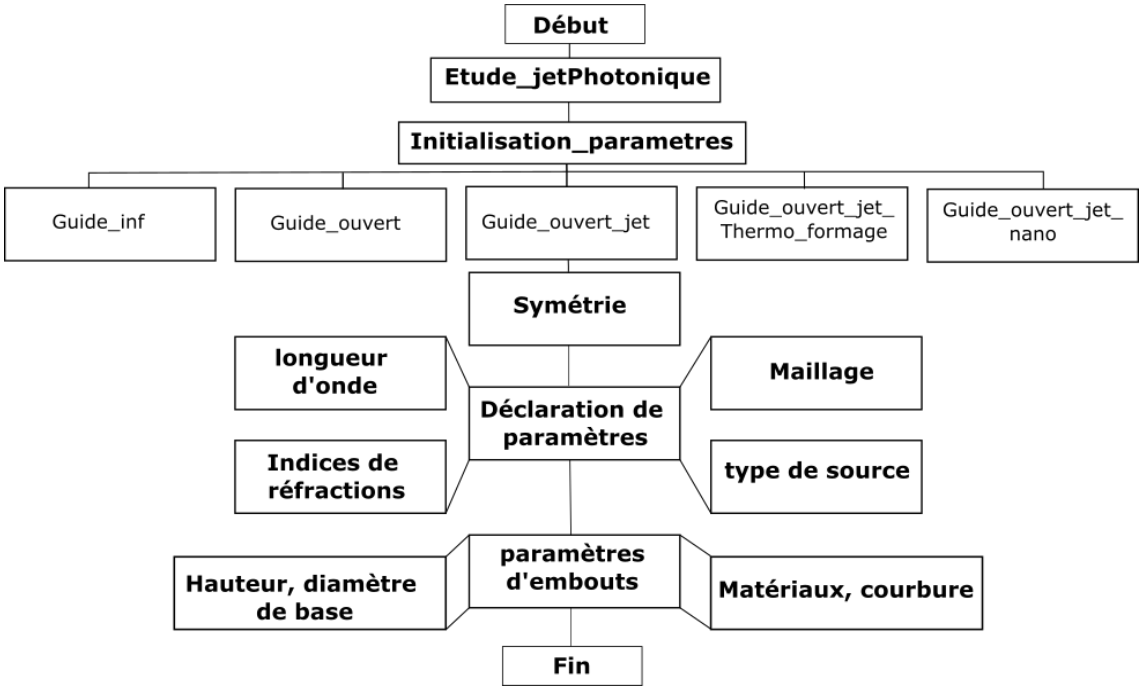


FIGURE 2.5 – Représentation par blocs des scripts Matlab couplés à Comsol pour la simulation de la propagation dans un guide à embout façonné

type de guide choisi (guide infini, guide débouchant dans l'air, guide avec embout, etc.). Pour nos simulations, Nous avons utilisé l'approximation 2D TE gaussienne du mode fondamental comme source d'excitation. C'est une approximation courante dans le cas de faible guidage ($n_g \simeq n_c$) [144] :

$$E_z(x,y) = E_0 \exp \frac{-y^2}{w^2} \exp[i\beta x)] \tag{2.8}$$

$$E_x = 0 \tag{2.9}$$

$$E_y = 0 \tag{2.10}$$

Où w est le waist du faisceau (demi-largeur à $1/e$ du champ électrique), approximé par la formule de Marcuse [145] :

$$w = a.(0,65 + \frac{1,619}{\nu^{\frac{2}{3}}} + \frac{22,879}{\nu^6}) \tag{2.11}$$

Et β est la constante de propagation du mode.
Pour réduire le temps de calcul et les besoins mémoire, une fonction **Symétrie.m** a été rajoutée. Cette fonction divise la géométrie de notre simulation par 2 suivant l'axe de la fibre (plan de symétrie du guide). Il faut à l'avance définir si la propagation se fait en TE ou TM, et si les modes sont pairs ou impairs. Grâce à cette fonction des propagations de guides avec de grands diamètres par exemple 100 μm ont été simulées.
Les simulations ont souvent été réalisées pour une excitation du mode fondamental.

Il faut prendre en considération le fait qu'un simple changement sur des paramètres physiques du guide, comme par exemple l'indice du coeur n_c, l'indice de la gaine n_g, la largeur du guide ou la longueur d'onde λ, influe sur le nombre de modes pouvant se propager à travers le guide et sur leur constante de propagation.

Des conditions aux limites de diffusion (scattering boundary condition) sont utilisées le long de la fibre et des couches parfaitement adaptées (PML) autour de l'espace libre entourant l'embout. Elles permettent en absorbant les ondes sans réflexion de simuler des milieux semi-infinis.
La discrétisation de l'espace a été réalisée avec un maillage triangulaire libre avec une maille de taille maximale $\lambda/10$.
Un fichier texte "Results" est créé, incorporant les données de base de la simulation ainsi que les résultats des calculs. Nous calculons ensuite les paramètres clés du jet photonique.

2.5 Jet photonique, faisceau de Bessel, bi-jets latéraux, WGM

Le premier lot de simulations présenté ici, initialement effectué par Julien Zelgowski, a été réalisé pour se faire une première idée de l'influence du choix de la fibre optique et de sa forme d'embout.

Les hypothèses sont les suivantes :
- Les simulations sont réalisées en 2D TE.
- Le guide est excité par son mode fondamental gaussien via un port d'entrée sous Comsol.
- Le faisceau gaussien source a une longueur d'onde de 1 μm et un champ électrique maximal de $E_{max} = 1V/m$.
- L'indice du coeur est fixé à 1,457 et à 1,44 pour la gaine ($ON = 0,22$). Ce dernier correspond à l'indice de la silice à la longueur d'onde d'excitation.

Les premières simulations ont été faites avec les paramètres suivants :
- Diamètre de cœur ($2.a$) : 10 ; 20 ; 40 ; 60 ; 80 ; 100 ; 140 ; 160 ; 200 μm.
- Longueur de l'embout (h) : a/2 ; 2a/3 ; a ; 3a/2 ; 2a.
- Poids de la courbe de Bézier de l'embout (W) : 0,2 ; 0,45 ; 0,707.

Plusieurs types de distribution d'intensité peuvent être observées détaillées ci-dessous.

2.5.1 Jet photonique

Certains embouts focalisent la lumière sur l'axe, sur une zone de petite dimension proche de l'embout. Il s'agit d'un jet photonique.
D'autres simulations ne donnent pas de jets photoniques. Elles nous renseignent néanmoins sur les différents processus en jeu lors de la propagation du faisceau. Ces autres résultats que nous avons classés dans différentes catégories, sont examinés dans les sections suivantes. Elles ne seront pas étudiées dans la suite de la thèse.

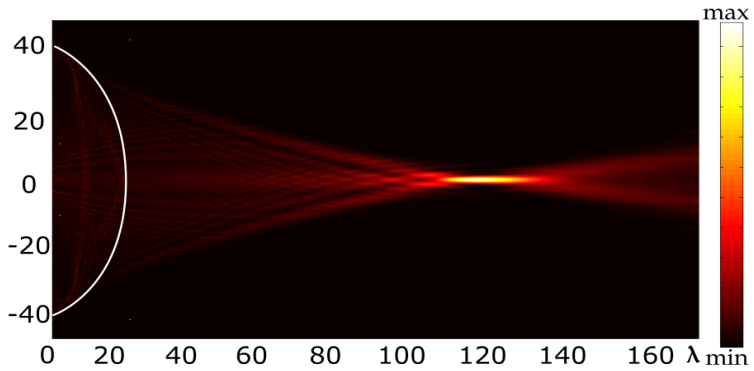


FIGURE 2.6 – Jet photonique. Distribution d'intensité pour les paramètres : diamètre 2a = 80 λ, hauteur h = 20λ, W = 0,45).

2.5.2 Faisceau de Bessel non-diffractant

Un axicon est une lentille de forme conique. Lorsqu'il est traversée par une onde électromagnétique plane, un axicon focalise la lumière en un faisceau dit non-diffractant sur une distance importante. Ces faisceaux sont également appelés des faisceaux de Bessel. Autrement dit un axicon est un composant optique qui créé une ligne focalisée le long de l'axe optique plutôt qu'un point [146]. D'après nos

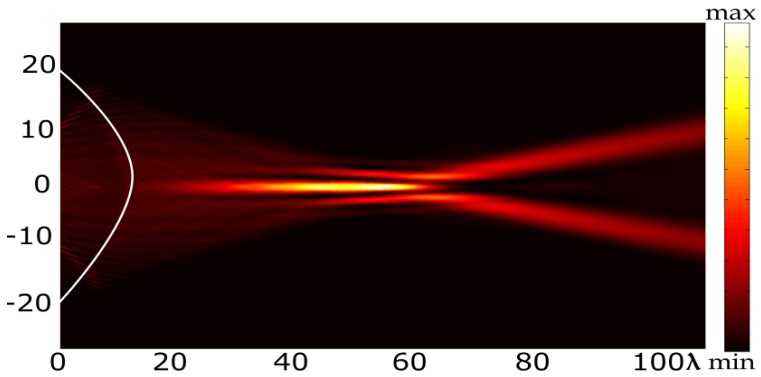


FIGURE 2.7 – Faisceau de Bessel. Distribution d'intensité pour les paramètres : 2a = 50λ, h = 10λ, W = 0,2).

résultats, les faisceaux de Bessel sont principalement obtenus avec des hauteurs de l'embout h supérieures ou égales à la moitié du diamètre du cœur et des poids de Bézier inférieur ou égal à 0,2 (embout triangulaire en 2D, conique en 3D), forme proche d'un axicon.

2.5.3 Bi-jet-lateraux

Nous avons attribué le nom "Bi-jet-latéraux" lorsque la lumière est focalisée des deux côtés de l'axe optique (figure 2.8). En effet, il est possible que la lumière soit réfléchie par réflexion totale interne par l'interface embout/air d'un côté de l'embout, si l'embout possède un poids de Bézier faible. La lumière réfléchie se propage latéralement et, comme l'angle d'attaque sur la deuxième interface est bien plus faible,

la lumière est transmise hors de l'embout et est focalisée hors de l'axe optique en raison de sa courbure. Les simulations révèlent que les bi-jets latéraux sont obtenus

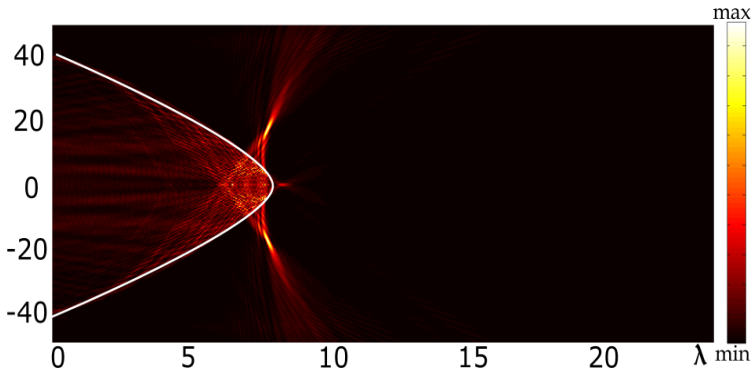


FIGURE 2.8 – Bi-jets latéraux. Distribution d'intensité pour les paramètres : 2a = 80λ, h = 80 λ, W = 0,2).

avec des longueurs d'embout b supérieures ou égales à 3a/2 et un poids de Bézier d'environ 0,2.

2.5.4 Modes de galerie (WGM)

Les modes de galerie (whispering gallery modes, WGMs, en anglais) : sont des résonances spécifiques d'une onde qui est confiné par réflexion total interne sur le bord d'une cavité (voir figure 2.9). Ce sont des modes pour lesquels la propagation lumineuse se fait le long de l'interface coeur/gaine du guide. La lumière qui arrive sur l'embout suit la courbe de celui-ci et reste piégée dans le guide [20].

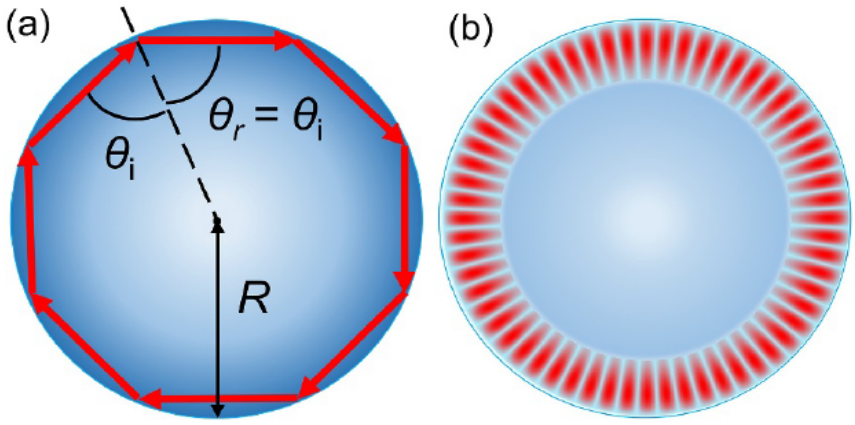


FIGURE 2.9 – (a) Schéma géométrique et (b) schéma de la propagation des modes de galeries (WGM) [20].

A partir de cette pré-étude numérique, nous avons découvert différents cas particuliers de distributions du champ électrique qui diffèrent des jets photoniques :

voir les exemples figures 2.10 et 2.11. L'annexe A.1 est dédiée aux modes de galerie (Définition, paramètres, applications), en particulier en embout de guides d'onde.

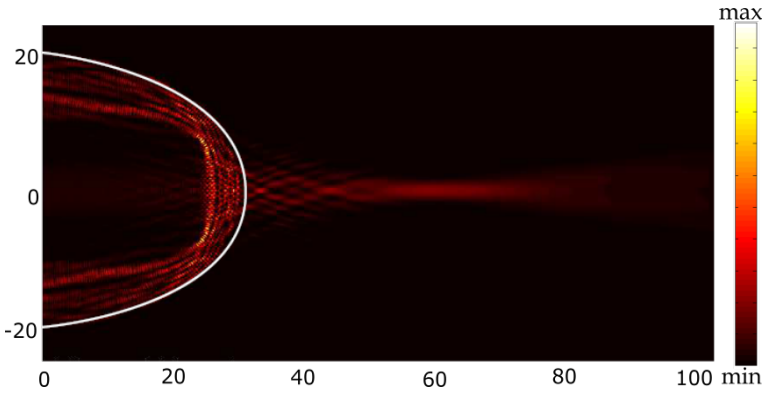


FIGURE 2.10 – WGMs. Dictribution d'intensité pour les paramètres, 2a = 40λ, h = 30λ, W = 0,707.

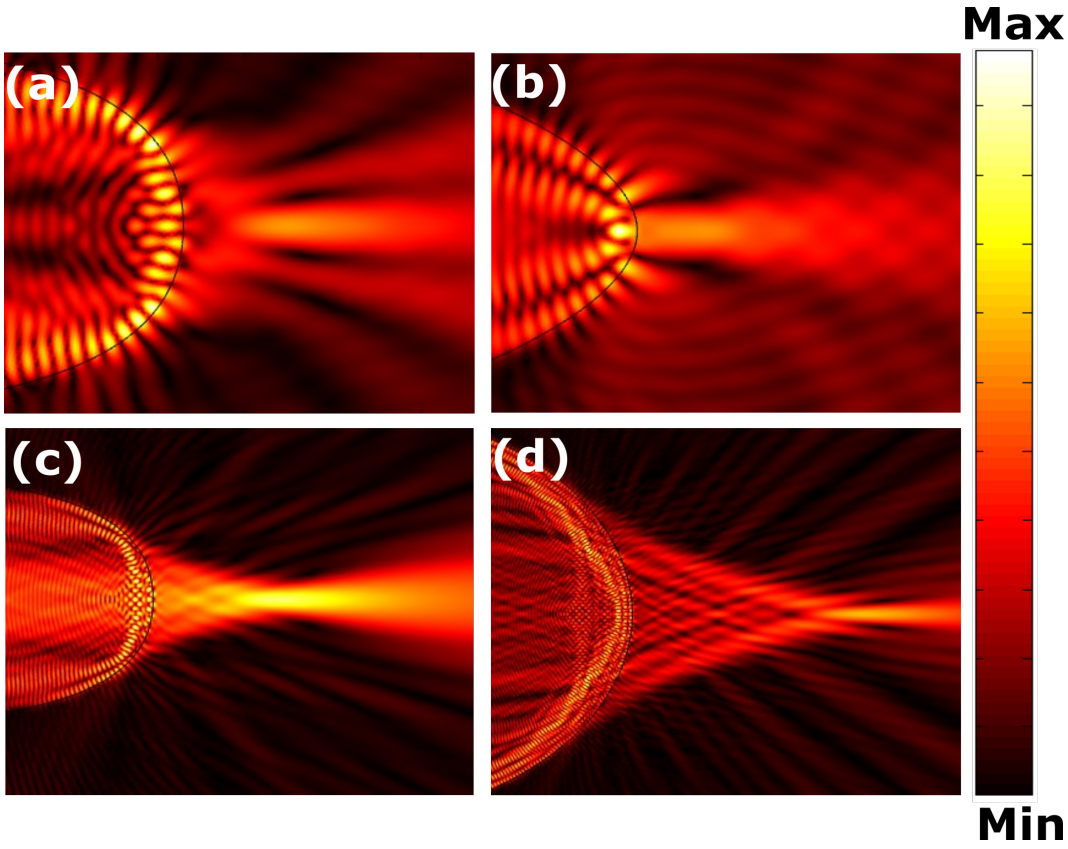


FIGURE 2.11 – WGMs. Distribution d'intensité en embout de guide pour différents diamètres de fibres et embouts : (a) fibre (9/125) ; h = 12 μm, W = 1,15, (b) fibre (10/125), h = 14 μm, W = 0,55, (c) fibre 20/125, h = 25,8 μm, W = 1,10, (d) fibre 50/125, h = 60,6μm, W = 0,8.

2.6 Étude de l'influence sur le jet photonique des paramètres d'embout

Les objectifs de cette étude sont :
- D'obtenir un faisceau concentré sur une petite dimension ; c'est-à-dire que sa largeur à mi-hauteur (FWHM) soit la plus petite possible.
- De contrôler sa position par rapport au bout de la fibre.
- D'avoir une densité de puissance élevée au point focal.
- D'éviter les phénomènes de résonance comme les WGMs.
- Distinguer la différence entre la génération de jets photoniques et la focalisation classique par des fibres lentillées, telle que connue depuis les années 80.

Les résultats de cette étude peuvent être utilisés comme un guide pour la fabrication sur mesure d'embouts de fibres optiques en fonction de l'application visée.

Tout d'abord, une fibre optique multimode en silice avec un faible nombre de modes est considérée pour une simulation 2D : diamètre du cœur $2a = 20\mu m$ et diamètre de la gaine de 125 μm. Fibre 20/125 μm, indice de réfraction de la gaine et du cœur : 1,457 et 1,44 respectivement, ce qui correspond à une ouverture numérique (ON) d'environ 0,22. Ce guide d'onde a été excité à la longueur d'onde de 1064 nm par son mode fondamental gaussien. La simulation est observable sur la figure 2.12. L'onde suit le chemin suivant : (1) guide d'ondes, (2) embout de la fibre et est ensuite (3) focalisé dans l'air.

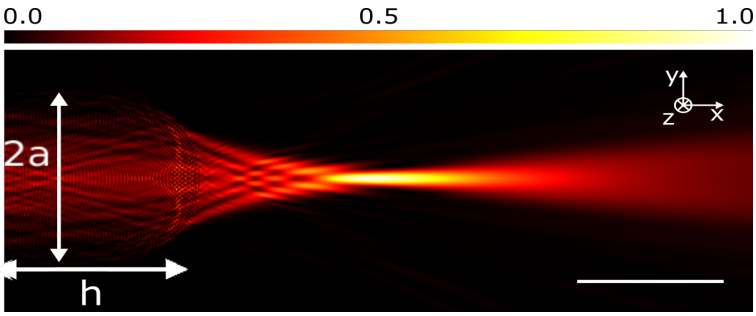


FIGURE 2.12 – Norme du champ électrique simulé pour les paramètres : 2a = 20 μm, D= 32 μm, h = 26 μm, W = 1,1. Excitation par le mode fondamental de la fibre.

2.6.1 Effet du diamètre de base

Premièrement, comme l'illustre les figures 2.13 et 2.14, plusieurs diamètres de base D (30 μm, 50 μm, 70 μm et 80 μm) ont été considérés dans le but de déterminer leur influence sur les propriétés du jet en utilisant la même forme (poids de Bézier W = 1,1) et une hauteur h = 26 μm.

La figure 2.15 contient les distributions d'intensité correspondantes aux différents diamètres de base d'embout considérés. Nous pouvons remarquer dans la fi-

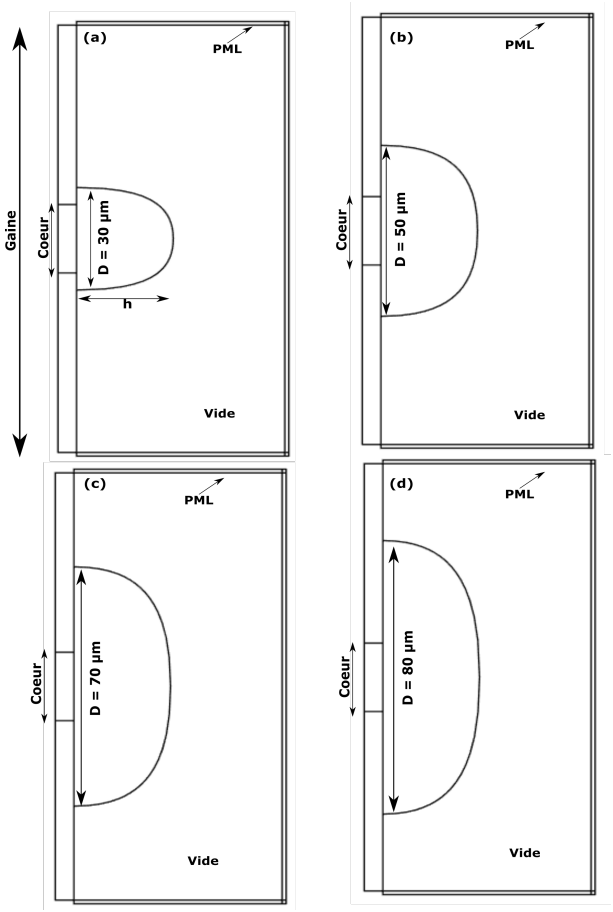


FIGURE 2.13 – Représentation des géométries pour 4 diamètres de base : (a) D = 30 μm, (b) D = 50 μm, (c) D = 70 μm et (d) D= 80 μm. Diamètre du coeur 2a = 20 μm.

gure 2.15(a) un jet photonique (maximum local) sur l'axe optique. Dans chaque cas, en plus des mesures de la FWHM, nous avons mesuré le champ électrique max hors du guide, E_{max}, et la distance de travail W_D. La distance de travail est définie comme la distance entre la surface externe de l'embout et la position du maximum d'intensité. Ces grandeurs sont indiquées dans le tableau 2.1. Il est clairement visible que, quand le diamètre de l'embout augmente, la largeur (FWHM) et la position (W_D) du jet photonique sont plus grandes et que le champ électrique max atteint sur l'axe est plus faible.

La figure 2.15(d) ($D = 80\mu m$) montre le plus long et plus large jet photonique. La distance de travail est 200% plus longue, la FWHM est 260% plus grande et l'intensité est 46% plus faible que le jet généré par le diamètre de base de 30 μm. Les profils correspondants à la norme du champ électrique |E| sur le plan transverse au jet photonique ont été tracés pour la fibre 20 μm mais aussi pour des fibres optiques dont le diamètre du cœur est de 50 μm et 10 μm :

— Fibre (10/125) : ON = 0,12, poids de la courbe de Bézier W = 1,1 ; hauteur d'embout h = 14 μm.
— Fibre (50/125) : ON = 0,22, poids de la courbe de Bézier W = 0,7 ; hauteur

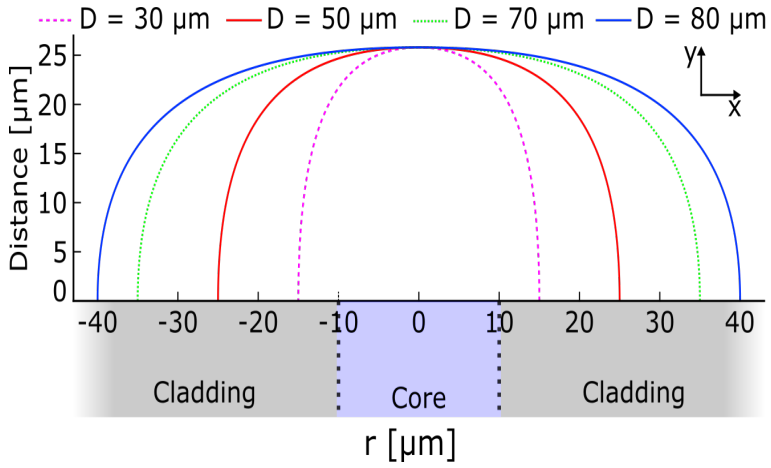


FIGURE 2.14 – Représentation des formes d'embout : Hauteur h = 26 μm. (Haut) W = 1,1, et 4 diamètres de base D : 30 μm, 50 μm, 70 μm, 80 μm.

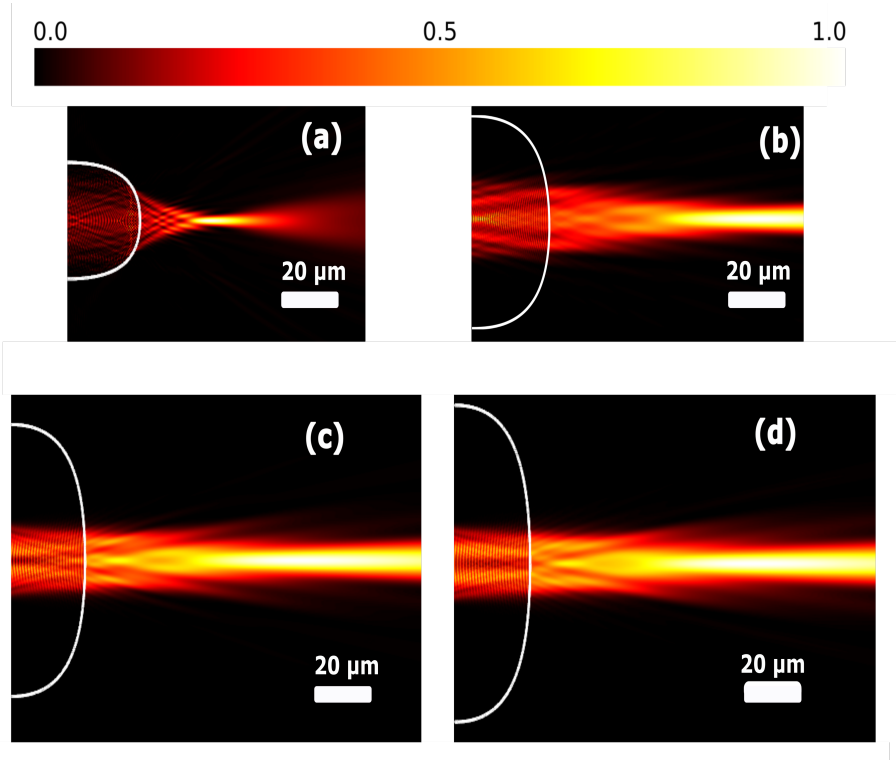


FIGURE 2.15 – Jet photonique (intensity $|E^2|$) avec une fibre 20/125, ON de 0,22. Excitation par le mode fondamental. $\lambda = 1064nm$. h= 26 μm, W = 1,10, (a) D = 30 μm, (b) D = 50 μm,(c) D= 70 μm, (d) D= 80 μm.

d'embout h = 36 μm.

En comparaison avec la fibre 20/125, un embout plus long et moins pointu (h = 36 μm, W = 0,7) pour la fibre de cœur de 50 μm et inversement, un embout plus petit et plus pointu (h = 14 μm, W = 1,1) pour la fibre de cœur de 10 μm ont été requis pour avoir un jet, justifiant ainsi nos choix. Pour les deux fibres, les paramètres de focalisation obtenus ont été récapitulés dans les tableaux 2.2 et 2.3.

TABLE 2.1 – Paramètres des jets photoniques pour plusieurs diamètres D de la fibre 20/125. h= 26 μm, W = 1,10.

Diamètre de base de la microlentille [μm]	**FWHM [μm]**	W_D [μm]	**Champ électrique [V/m]**
30	2,3	24,6	3,08
50	5,9	65,6	2,08
70	7,7	73,6	1,73
80	8,3	74,7	1,66

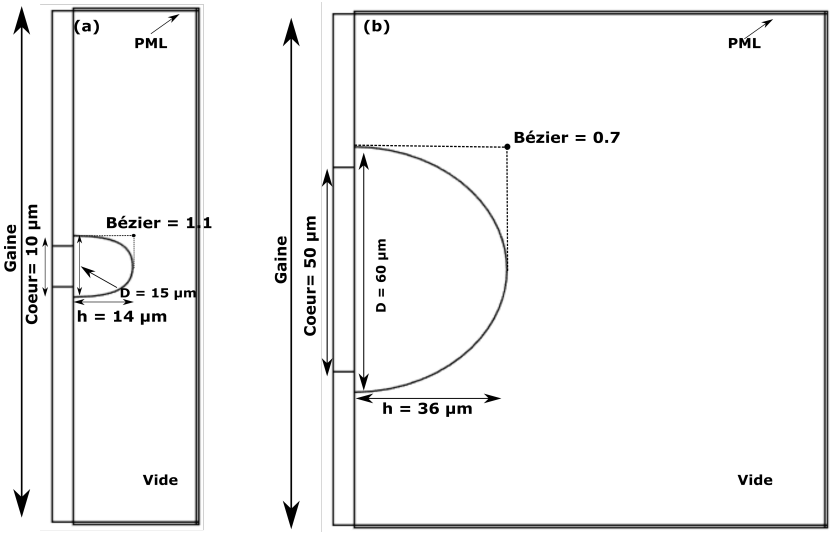


FIGURE 2.16 – Représentation des formes d'embout : (a) fibre (10/125), ON = 0,12, avec D = 15 μm, h = 14 μm, poids de Bézier W = 1,1 ; (b) fibre (50/125), ON = 0,22, avec D = 60 μm, h = 36 μm, poids de Bézier W = 0,7.

TABLE 2.2 – Fibre 10/125, ON = 0,12 ; h = 14 μm ; W_0 = 1,1.

Diamètre de base de la microlentille [μm]	**FWHM [μm]**	W_D [μm]	**Champ électrique [V/m]**
15	1,0	9,4	2,76
17	1,1	11,9	2,60
19	1,2	17,7	2,46
21	1,7	23,2	2,12

Les diamètres de base des embouts simulés ont été choisis pour être d'abord proche du diamètre du cœur et ensuite plus grand. La figure 2.17 illustre le profil de la norme du champ électrique |E| sur les plans transverses aux jets photoniques. Pour les trois fibres, un jet est obtenu lorsque le diamètre de base de la microlentille est proche du diamètre du coeur. Les tendances des simulations sont en bon accord avec ce que nous avions déjà observé : lorsque le diamètre de base de l'embout aug-

TABLE 2.3 – Fiber 50/125, ON = 0,22 ; h = 36 μm ; W = 0,7.

Diamètre de base de la microlentille [μm]	**FWHM [μm]**	W_D [μm]	**Champ électrique [V/m]**
60	1.1	41	4.63
70	1.2	57.1	4.51
80	1.3	76	4.45
110	2.5	153	3.40

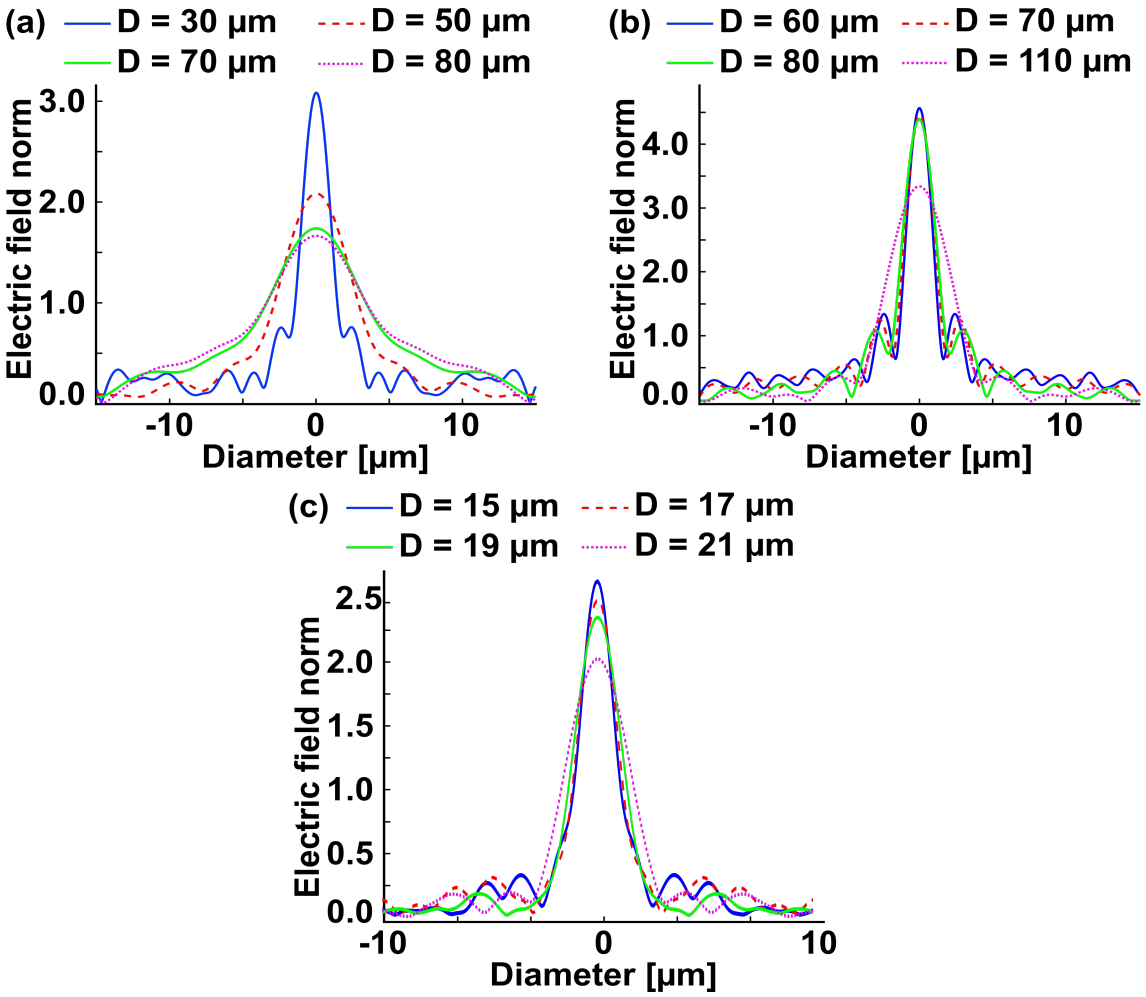


FIGURE 2.17 – Profil du champ électrique |E| sur les plans transverses au jet. Les différentes couleurs représentent les différents diamètres de base D des microlentilles pour (a) une fibre de silice 20/125 (h = 26 μm, W = 1,1, ON = 0,22). (b) une fibre de silice 50/125 (h = 36 μm, W = 0,7, ON = 0,22). (c) une fibre de silice 10/125 (h = 14 μm, W = 1,1, ON = 0,12). Excitation par le mode fondamental à $\lambda = 1\mu m$.

mente, le champ électrique maximal atteint diminue, la largeur (FWHM) du jet et sa position W_D augmentent. En d'autres termes, le système optique (fibre/embout) se comporte de plus en plus comme une fibre à lentille classique.

2.6.2 Effet de la hauteur et de la forme de d'embout

Nous considérons maintenant l'influence du poids de Bézier et de la hauteur des microlentilles (embouts) sur les propriétés de focalisation. Cette dépendance est représentée sur la figure 2.18.

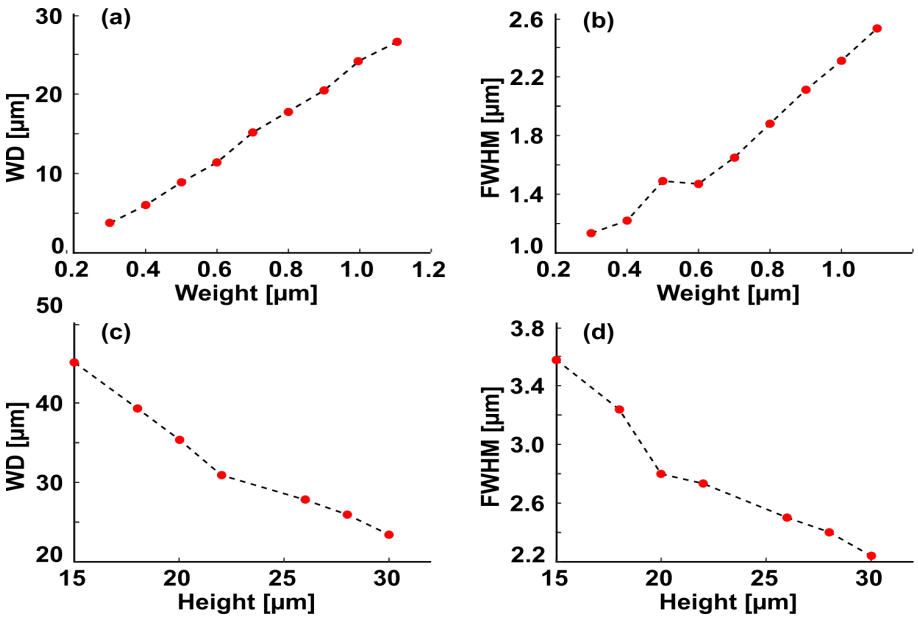


FIGURE 2.18 – Variations de la distance de travail W_D (a et c) et de la FWHM (b et d) en fonction du poids de Bézier (a et b) et de la hauteur (c et d) de l'embout pour la fibre 20/125 (ON = 0,22). Valeur par défaut : D = 32 μm, h = 26 μm et W = 1,1.

Avec la fibre 20/125, une augmentation du poids de Bézier (embout moins pointu) éloigne le jet photonique (W_D) de l'extrémité de la fibre et augmente la FWHM du jet photonique (comme le ferait une lentille ayant une distance focale plus grande). Une largeur du jet photonique (FWHM) faible de de 0,55 μm est obtenu pour le poids plus faible, W = 0,3 (bout plus pointu) à une distance de travail W_D de 3 μm. C'est une largeur divisée par 2 par rapport à celle avec W = 1,1. Ainsi, la présente étude confirme que le poids de Bézier joue un rôle primordial dans le contrôle des paramètres de focalisation. Sur la figure 2.18 (c) et (d), nous pouvons également observer que la FWHM et la position (W_D) diminuent avec l'augmentation de la hauteur de l'embout.

2.7 Conclusion

Ce chapitre a été dédié à l'étude numérique des jets photoniques en sortie de fibres optiques à embout façonné. Elle a été menée avec la méthode des éléments-finis (MEF). Pour des raisons de place mémoire et de temps de calcul, elle a été ramenée à une étude bidimensionnelle, celui d'un guide d'onde planaire. Cette étude a fait l'objet d'une publication en revue internationale avec comité de lecture [147]. Pour ces simulations, une source laser avec une longueur d'onde de 1064 nm et quatre tailles de cœur de guide (9, 10, 20, 50 μm) ont été considérées. Les guides sont à chaque fois excité par leur mode fondamental. La finalité de cette partie a été d'abord de chercher puis sélectionner la forme la plus adaptée d'embout pour optimiser la focalisation. Les critères physiques qui doivent être pris en compte pour construire la forme géométrique de l'embout de la fibre optique ont été discutés. Pour générer un jet photonique, nous avons montré que le diamètre de base des embouts doit être proche de celui du coeur de la fibre. Pour les fibres à faible coeur, l'embout doit avoir un petit rayon de courbure et avoir une longueur plus grande que son diamètre. A l'inverse les embouts ayant des diamètres de base plus grand que le coeur feront des focalisations plus éloignées de la fibre et plus large, comme des fibres lentillées classiques.

En outre, deux types de focalisations qui ne sont pas à proprement parlé des jets photoniques ont été mises en évidence : des faisceaux de Bessel non-diffractant, et ce que nous avons nommés des bi-jet-latéraux. Les caractéristiques principales de ces deniers ont été présentées. Enfin la possibilité d'exciter des modes de galeries dans l'embout, résultant de réflexions totales internes a également été démontrée.

Le chapitre suivant visera désormais à valider expérimentalement la nature des jets photoniques obtenus pour comparaisons avec les simulations de ce chapitre.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux : Fabrication des embouts de fibre et imagerie directe du jet photonique

3.1 Introduction

Dans le chapitre sur l'état de l'art les méthodes de caractérisation expérimentale des jets photoniques, telle que celle utilisé dans ce chapitre, ont été présentées. Ces méthodes ont pour but de caractériser pour améliorer les caractéristiques du jet photonique, généré dans notre cas en sortie d'une fibre optique. Les différentes méthodes de fabrication d'embouts de fibre sur le marché ont également été présentées. Dans le chapitre 2, la méthode des éléments-finis 2D a été utilisée pour trouver les formes d'embout capables de générer des jets photoniques en sortie d'un guide optique. Nous avons montré comment la génération de jets photoniques repose sur les paramètres géométriques de l'embout du guide. Les résultats de cette étude peuvent être utilisés comme lignes directrices pour la fabrication de fibres optiques avec embouts façonnés en fonction de l'application.

L'objectif du présent chapitre est de valider expérimentalement les résultats issus des simulations. Les performances des jets photoniques sortant de fibres optiques multimodes mais aussi monomodes, dont les extrémités sont façonnées, sont étudiées à l'aide d'une technique d'imagerie directe. Le volume du jet photonique le long de l'axe optique est reconstruit. La reconstruction tridimensionnelle du faisceau permet non seulement d'extraire la largeur à mi-hauteur (FWHM) du jet photonique dû au mode fondamental, mais aussi d'étudier l'influence des modes d'ordres supérieurs involontairement excités en entrée de la fibre ou lors de la propagation.
Les premiers embouts de fibre testés ont été réalisés par thermoformage (méthode classique). Une méthode innovante de fabrication des embouts de fibre, présentée dans ce chapitre, a ensuite été mise au point en collaboration avec l'université de Sétif pour réaliser des embouts avec des géométries plus proches de nos attentes.

Les expériences ont été réalisées en quatre étapes :

1. La caractérisation du faisceau laser incident.
2. Les tests d'injection du laser et son optimisation.

3. Les mesures du jet photonique en temps réel pour des fibres multimodes et monomodes avec différents embouts.
4. L'extraction du volume focal du jet photonique.

3.2 Montage d'imagerie directe du jet photonique en embout de fibre optique

3.2.1 Principe du montage

Afin de caractériser la focalisation en sortie d'une fibre à embout façonné, un montage optique a été développé pour permettre la reconstruction du volume focal par imagerie directe [148]. J'ai pu bénéficier de l'aide de ***Stéphane Perrin***, postdoc au laboratoire, pour la mise en place de ce montage. Pour la première fois, le volume du jet en sortie d'une fibre optique à embout façonné est récupéré expérimentalement en utilisant l'imagerie directe. Le montage est illustré figure 3.1.

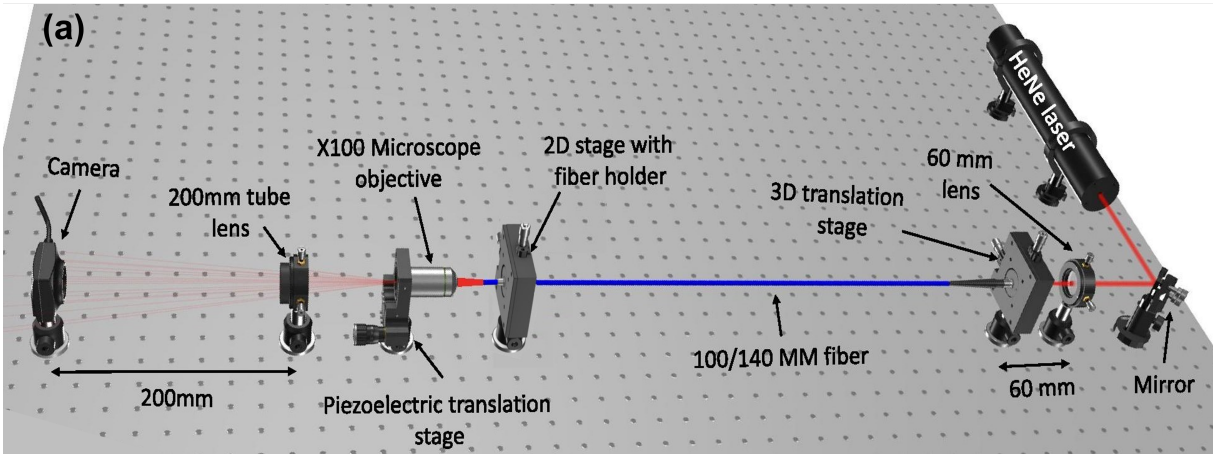


FIGURE 3.1 – (a) : Montage expérimental d'imagerie directe des jets photoniques.

Le laser est un He-Ne continu ($\lambda = 633$ nm) avec un diamètre d'environ 1 mm est focalisé dans une fibre optique multimode 100/140. D'après la relation de Marcuse [26], le waist w du mode fondamental dans une fibre à saut d'indice est donné par :

$$w = a\left(0.65 + \frac{1.619}{\nu^{3/2}} + \frac{2.879}{\nu^{6}}\right) \tag{3.1}$$

Où ν est la fréquence normalisée définie comme $2\pi\ a\ ON/\lambda$ (a le rayon du cœur de la fibre optique). Dans notre cas, le diamètre du mode fondamental est $2w = 65$ μm. Afin d'exciter uniquement le mode fondamental, le faisceau laser incident est focalisé avec une lentille dont la distance focale est de 60 mm. De plus, l'extrémité proximale de la fibre est alignée avec une platine micrométrique XYZ pour éviter le couplage des modes supérieurs de la fibre. Un faisceau focalisé, étroit, est formé à la sortie avec embout de la fibre. Il est collecté de manière séquentielle par un objectif

de microscope à haute résolution (Leica, 100, ON = 0,9 dans l'air).
Chaque tranche du faisceau agrandie est enregistrée sur une caméra (Prosilica, EC566C) par l'intermédiaire d'une lentille relais ayant une longueur focale de 200 mm. La résolution latérale et la profondeur d'imagerie de l'objectif sont respectivement de 700 nm et 750 nm. Les caractéristiques dimensionnelles du volume focal sont donc échantillonnées par tranche. L'épaisseur des tranches est inférieure au micromètre.
Pour enregistrer une série de tranches, un dispositif piézoélectrique (PI, P-721 PIFOC) déplace axialement l'objectif du microscope sur une plage de 100 μm avec un incrément minimal de 5 nm en mode boucle fermée. En raison de la configuration de l'objectif (image à l'infini), le facteur de grossissement reste de 100 quelle que soit la position axiale. Deux programmes, sous Labview et Matlab, ont été implémentés pour respectivement contrôler les composants matériels, pour acquérir les images, et pour reconstruire le volume focal à partir de la série d'images.

3.2.2 Récapitulatif du matériel utilisé

1. Une source de lumière, laser He-Ne (λ= 633 nm) focalisée par une lentille de focale 60 mm. Son facteur de qualité, M^2, est supposé égal à 1.
2. Une fibre avec un embout façonné pour générer un jet photonique.
3. Un objectif de microscope (x100, ON = 0,9) pour collecter la distribution transversale d'intensité du jet photonique. Il a un fort grossissement pour pouvoir imager au mieux la taille du spot du jet photonique (son waist) et une ouverture numérique élevée afin de résoudre spatialement le waist du jet photonique.
4. Une lentille tube (f = 200 mm), pour imager sur la caméra la distribution transverse du faisceau collecté par l'objectif.
5. Une caméra CMOS (Prosilica, EC566C) pour enregistrer chaque distribution transverse d'intensité du volume focal du jet photonique.
6. Un actuateur piézoélectrique (PI, P-721 PIFOC) déplace axialement l'objectif du microscope sur une plage de 100 μm et avec un incrément minimal de 5 nm en mode boucle fermée, pour faire l'acquisition des coupes transversales d'intensité. L'incrément minimal et la plage de déplacement seront définis en fonction de l'ouverture numérique du jet photonique.

3.2.3 Caractérisation du faisceau laser

On vérifie les caractéristiques du faisceau laser introduit dans la lentille ainsi que celui injecté dans la fibre avec un analyseur de faisceau, Ophir BeamStar FX 33HD figure 3.2. L'analyseur a une intensité de saturation de 0,5 $\mu W/cm^2$, et une intensité d'endommagement de 50W/cm^2.
Le logiciel Beamstar nous permet de récupérer les données de notre faisceau (profil 2D ainsi que d'autres caractéristiques comme : la puissance totale, la densité de puissance moyenne, le diamètre 4σ. σ représente w/2). Dans notre cas, les données brutes sont récupérées sous forme de fichier CSV. Nous les traitons ensuite sous

MATLAB.
Le profil du faisceau laser He-Ne mesuré est illustré figure 3.3. Il est proche d'un

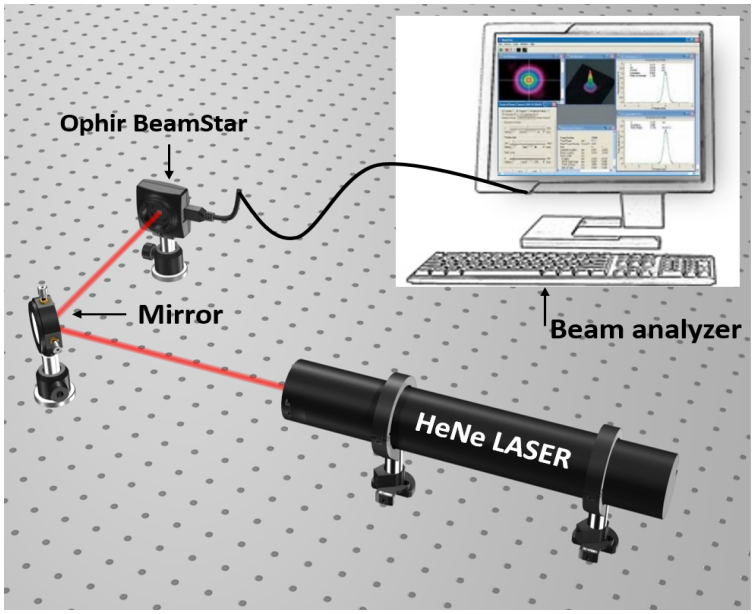


FIGURE 3.2 – Montage de mesure du profil du faisceau du laser He-Ne.

faisceau gaussien, avec une distribution d'intensité donnée par :

$$I = I_0 exp(\frac{-2r^2}{w^2}) \tag{3.2}$$

L'analyseur de faisceau évalue la largeur à quatre sigma 4σ de la tache focale : $4\sigma = 0,84mm$, soit $w = 0{,}42$ mm. Pour mesurer la puissance injectée dans la fibre, un puissance-mètre du type FieldMaxII-TOP de la société COHERENT a été utilisé. Les caractéristiques du faisceau d'excitation sont les suivantes : $w = 0{,}418$ mm, puissance totale = 6,8 mW, densité de puissance moyenne = 2,95 W/cm^2.

3.2.4 Injection laser-fibre et choix de la lentille

L'injection du faisceau laser dans la fibre optique doit être fait avec attention. D'autant plus que dans cette étude nous ne voulons exciter que le mode fondamental et que des fibres optiques avec des diamètres de cœur différents (100 μm, 50 μm, 9 μm, 5 μm) ont été utilisées. L'optimisation de l'injection du laser vise à choisir la bonne lentille et à ajuster sa position, pour adapter le diamètre de la tache focale à celui du diamètre du mode fondamental.
Avant d'injecter le faisceau laser dans la fibre optique, tous les éléments : le laser, la lentille, le miroir, la fibre optique, l'objectif de microscope et la caméra doivent être bien alignés et tous doivent être perpendiculaires à l'axe de propagation du faisceau laser. Des filtres de densité optique neutre ont été utilisés à la sortie de la source laser pour éviter la saturation du détecteur.

On peut résumer les paramètres dont dépend l'injection par les points suivants :

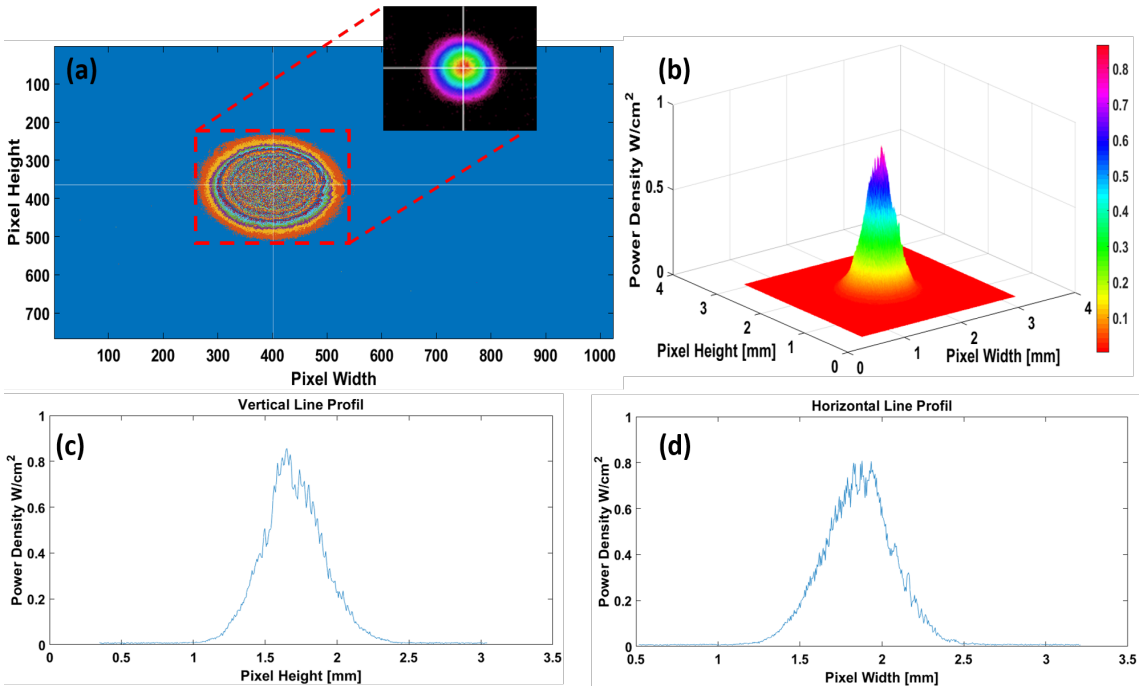


FIGURE 3.3 – Distribution d'intensité du faisceau laser He-Ne en représentation (a) 2D, (b) 3D. (c) Coupe verticale (d) Coupe horizontale.

1. le diamètre D du faisceau laser d'excitation,
2. le choix de la focale f de la lentille de focalisation,
3. le diamètre $2a$ du cœur de la fibre optique,
4. l'ouverture numérique, ON, de la fibre.

Selon la nature de la fibre, la difficulté est différente :

1. Fibre multimode : excitation préférentielle du mode fondamental. On ne souhaite pas que les modes d'ordres plus élevés soient excités car on sait qu'ils seront focalisés hors axe.
2. Fibre monomode : précision du positionnement (exciter un coeur de diamètre 9 μm ou 5 μm).

Pour maximiser le couplage avec le mode fondamental de la fibre, il faut que le diamètre de la tâche d'Airy au point focal de la lentille (sans aberration, par exemple un achroma ou une lentille asphérique) coïncide avec le diamètre $2w$ du mode fondamental. La focale de la lentille permettant de le faire se calcule donc ainsi :

$$f = \frac{2w.D\pi}{4\lambda.M^2} \tag{3.3}$$

Les focales correspondantes calculées pour les différentes fibres optiques considérées sont référencées dans le tableau 3.1.

$$N = \frac{\nu^2}{2} \tag{3.4}$$

$$\mu = \frac{\nu}{\sqrt{2}} \tag{3.5}$$

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des paramètres permettant d'obtenir la focale de la lentille couplant un maximum de puissance dans le mode fondamental.

Fibre	Fréquence normalisée ν	Waist du mode fondamental w (μm)	Focale lentille f (mm)	Nombre de modes N	Nombre de groupes de modes μ
100/140 (µm)	109	32,6	67	5961	77
50/125 (µm)	55	16,4	34	1490	39
9/125 (µm)	9,8	3,16	6,5	48	5
5/125 (µm)	5	1,94	4	15	4

3.3 Jet photonique généré par une fibre multimode 100/140

Les premières fibres étudiées sont multimodes à saut d'indice avec des diamètres de cœur et de gaine respectivement de 100 μm et 140 μm. L'ouverture numérique (ON) des fibres est de 0,22 et les formes de leurs embouts réalisés par thermoformage sont décrites mathématiquement par une courbe de Bézier quadratique rationnelle où le poids Bézier W est de 1, le rayon de base a est de 50 μm, et la longueur de l'embout h est de 63 μm.
Les embouts de quatre de ces fibres multimodes ont été façonnés de manière similaire à l'aide d'une technique de thermoformage par la société Novalab. La figure 3.4(b) montre une vue de l'embout façonné de la fibre 1 à travers un microscope optique.

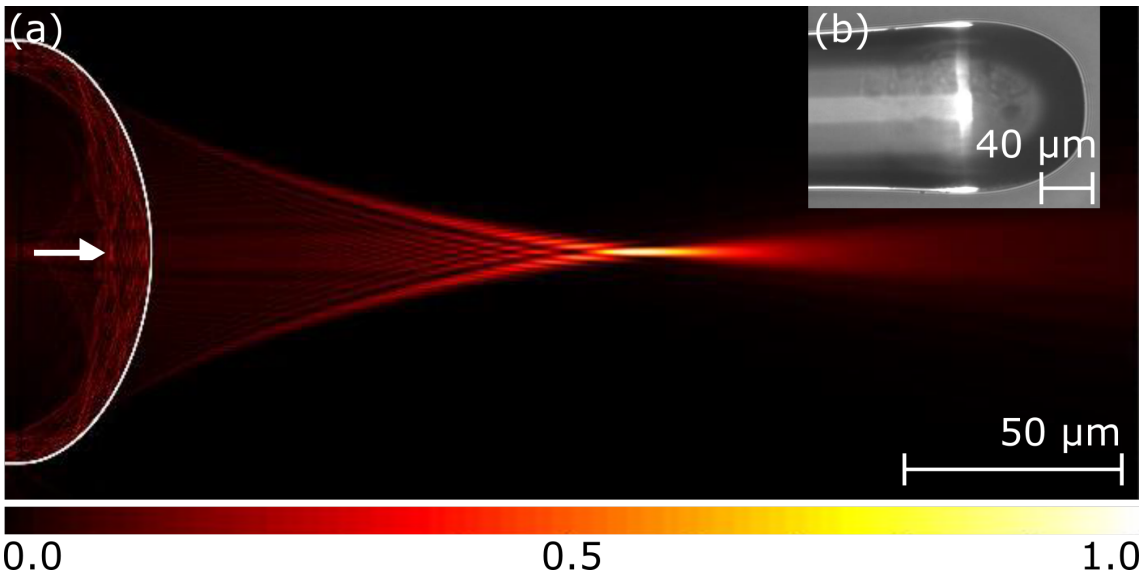


FIGURE 3.4 – (a) Simulation de la distribution d'intensité en sortie d'une fibre 100/140 (ON = 2,2) où l'embout correspond à $W = 1$, 2a= 50 μm et h = 63 μm. Mode fondamental excité à $\lambda = 633$ nm. (b) Vue au microscope optique d'un embout.

D'après la simulation, un jet photonique est généré avec une largeur transversale

à mi-hauteur (FWHM) de 1 μm et une position axiale du maximum d'intensité W_D à environ 100 μm de l'extrémité d'embout. Ces propriétés sont résumées dans le tableau 3.2.

TABLE 3.2 – Propriétés simulées du jet photonique en sortie de l'embout de la fibre 100/140 (W = 1, D = 100 μm, h = 63 μm)

Fibre	Distance de travail	FWHM	Concentration d'intensité	$1/e^2$ axial décroissance
100/140	124 µm	1 µm	44	67 µm

3.3.1 Résultats de mesures du jet photonique

La figure 3.5 contient la mesure de la distribution de l'intensité du jet photonique généré par l'embout façonné. La figure 3.5 (b)(e) montre la distribution d'intensité du jet photonique mesurée en z = 0 μm. Cette représentation montre non seulement le pic de 900 nm de largeur (FWHM), mais également, pour la première fois, l'observation directe de pics moins intenses qui s'étalent 30 μm autour. Ces pics correspondent à des interférences constructives entre les modes supérieurs. Ils résultent de l'excitation de modes autres que le fondamental lors de l'injection du faisceau incident à l'intérieur de la fibre optique ou couplage entre mode lors de la propagation dans la fibre. Son intensité est maintenant supérieure d'une magnitude à celle des pics secondaires environnants. La figure 3.5 représente la distribution d'intensité dans différents plans du jet : (a)(d) à Z = -5 μm et figure 3.5 (c)(f) à Z = +2 μm. On peut remarquer que lorsque Z est différent de 0 μm, des pics secondaires entourent le pic central avec des intensités relativement importantes comparées au jet photonique dans la figure 3.5(b)(e). Ces pics secondaires s'étalant sur environ 30 μm autour du pic central (le jet).

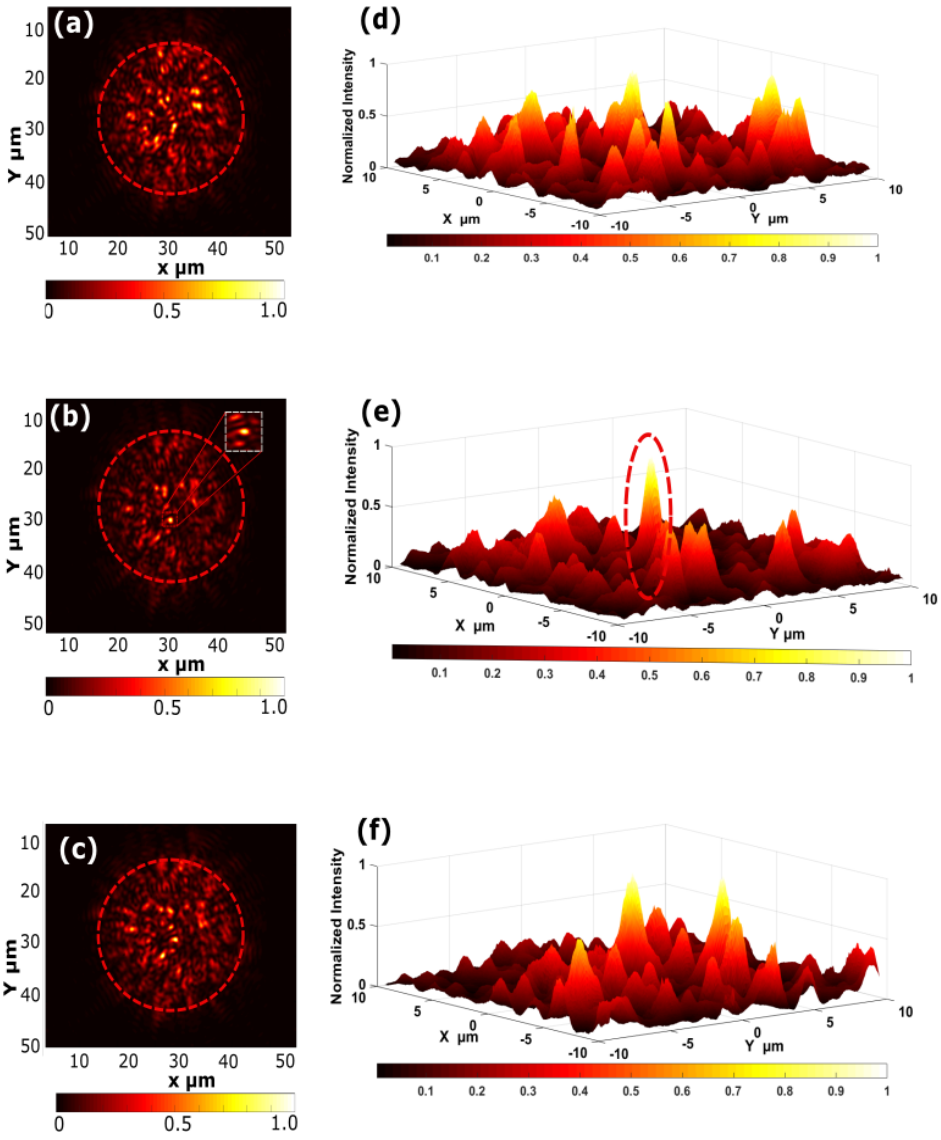


FIGURE 3.5 – Présentation 2D de la distribution d'intensité normalisée à trois positions axiales (a) Z = -5 μm, (b) à Z = 0 μm avec vue zoom sur le jet photonique dans le carré en pointillés blancs et (c) à Z = +2 μm. Représentation 3D de la distribution d'intensité normalisée du jet photonique à (d) Z = -5 μm, (e) Z = 0 μm, (f) Z = +2 μm.

3.3.2 Volume focal du jet photonique

La figure 3.6(a) montre un profil en coupe longitudinale du volume focal du jet photonique généré par la fibre multimode 100/140 1. Les positions transversales à mi-hauteur mesurées sont représentées par des points noirs pour chaque tranche (incrément axial de 1 μm). À ce stade, les images sont traitées individuellement. Une FWHM moyenne est calculée à partir de 4 FWHM mesurées sur quatre axes radiaux différents. Les barres d'erreur noires de chaque estimation de la FWHM atteignent ainsi ± 100 nm. Le jet photonique se propage longitudinalement en suivant l'allure d'un faisceau gaussien. Par définition, la position axiale Z = 0 μm correspond au

plan dans lequel le jet photonique a le plus petit diamètre.

Tout système de formation d'image optique (ici l'objectif de microscope utilisé pour la mesure) a la propriété de diminuer d'autant plus le contraste que l'objet est petit. Si la limite de résolution (diffraction) est dépassée, il n'y a plus de contraste (et donc plus moyen de résoudre). Les grands objets sont lumineux, mais les petits objets semblent moins contrastés et plus sombres qu'ils ne le devraient. Il s'agit d'une erreur systématique, caractérisée par la fonction d'étalement des points (PSF) ou réponse impulsionnelle du système optique, qui rend les informations d'intensité d'image non quantitatives. La restauration du contraste d'image par déconvolution est un moyen de corriger cette erreur systématique. Le système d'imagerie (objectif + lentille relais) étant connue, un algorithme de déconvolution a été appliqué à chaque image [149].
L'idée de la déconvolution est donc de reconstruire numériquement le plus fidèlement possible les données d'origine.
Comme le résume la figure 3.7, pour parvenir à un résultat le plus satisfaisant possible, la déconvolution doit idéalement combiner, les points suivants :

— une bonne connaissance des paramètres d'acquisition,
— un algorithme de déconvolution adapté,
— des connaissances sur la source de lumière utilisée.

À titre d'illustration, la figure 3.8 montre une image de la distribution d'intensité du jet photonique obtenu par notre système d'imagerie voir la figure 3.1. Dans la figure 3.8(a)(b) on note sur cette image un flou caractéristique des images acquises assez important. Cette image a été déconvoluée à l'aide d'un algorithme

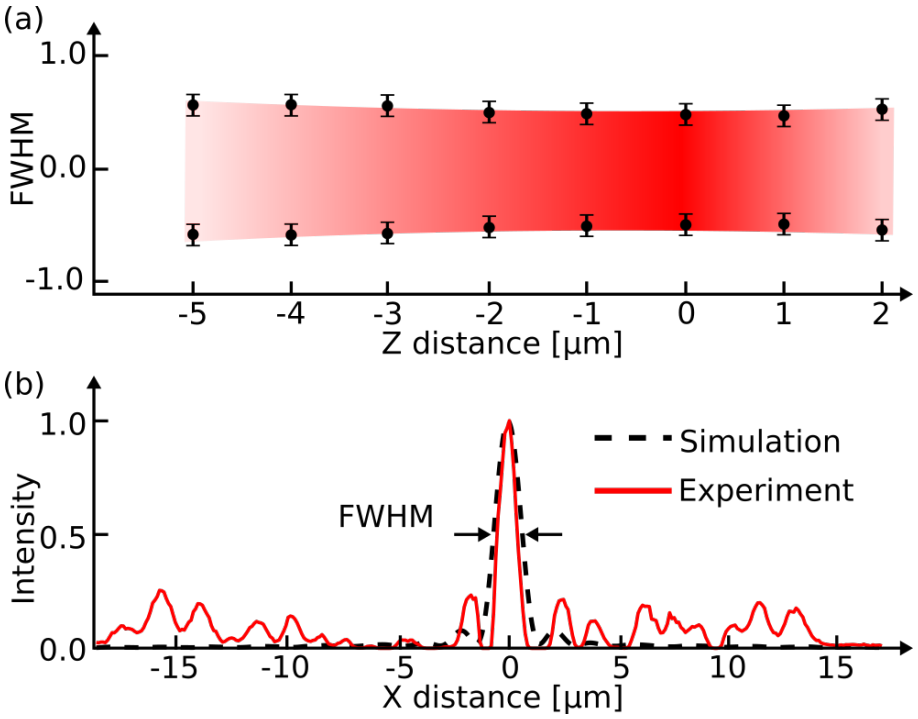


FIGURE 3.6 – (a) Évolution du volume focal (largeur à mi-hauteur) du jet photonique issu d'une fibre (100/140) à embout façonné. (b) Coupes transversales de l'intensité normalisée du jet à Z= 0 μm, données numériques et expérimentales.

adapté qui se base sur la fonction MATLAB mentionnée (deconvblind). Pour assurer l'amélioration de résolution on a mesuré la FWHM avant déconvolution et après déconvolution. notons de plus la très nette diminution du flou de fond, l'amélioration de la résolution d'un facteur de 100 nm dans notre cas est visible (figure 3.8(c)).

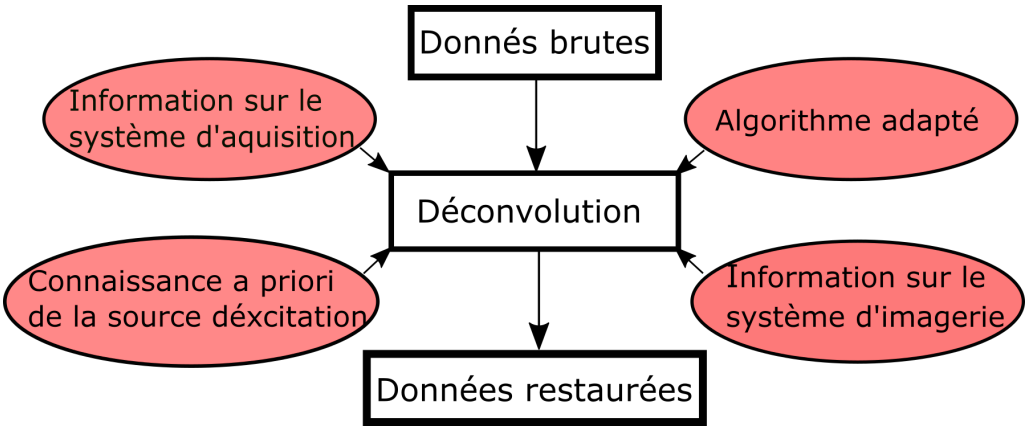


FIGURE 3.7 – Éléments intervenants dans un algorithme de déconvolution.

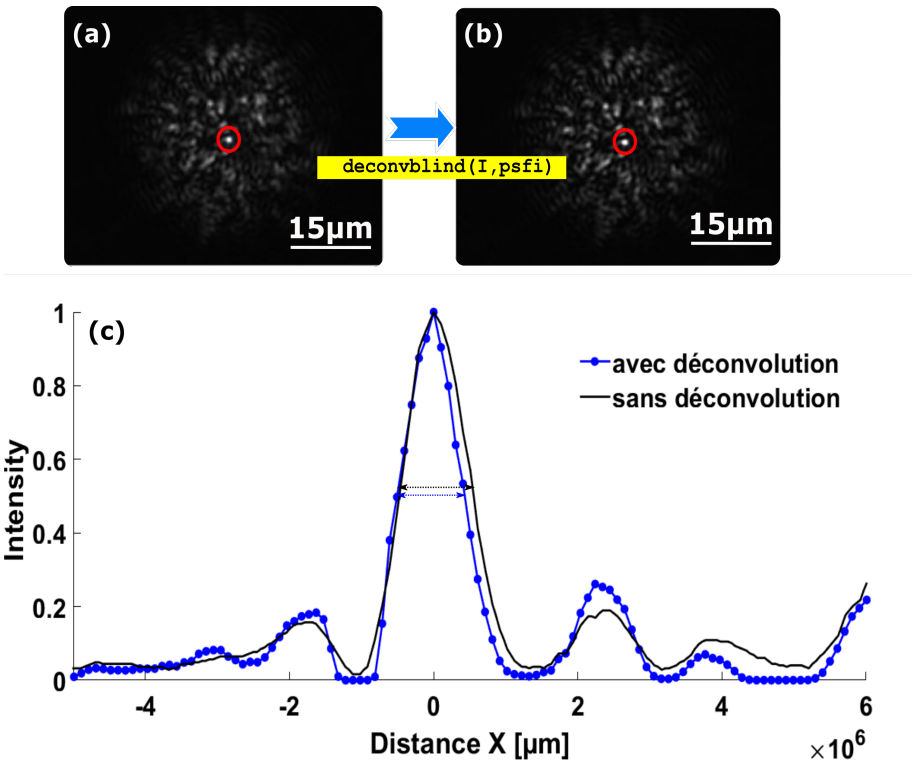


FIGURE 3.8 – Déconvolution. (a) avant, (b) après. (c) comparaison entre deux coupes transversales de l'intensité normalisée du jet photonique : avant et après déconvolution.

Dans le plan Z = 0 μm, la FWHM du jet généré par la fibre 1 est de 900 nm ± 100 nm, similaire au résultat obtenu dans l'analyse numérique. La mesure montre donc un bon accord avec la théorie. Afin d'attester de la répétabilité des mesures,

les jets photoniques des trois autres fibres optiques (FO-2, FO-3 et FO-4) ont été caractérisés (figure 3.9, figure 3.10 et figure 3.11). Les résultats sont résumés dans le tableau 3.3.

TABLE 3.3 – Mesures expérimentales de FWHM des jets de quatre fibres 100/140 avec embouts fabriquées par thermoformage décrit figure 3.4.

Fibre	FO-1	FO-2	FO-3	FO-4
FWHM (µm)	0.9	1.3	1	1.2

Comme, il est possible de le voir, la FWHM mesurée varie entre 900 nm et 1,3 μm. Ces légères variations peuvent être dues à la précision de la mesure ou au processus de fabrication de l' embout.

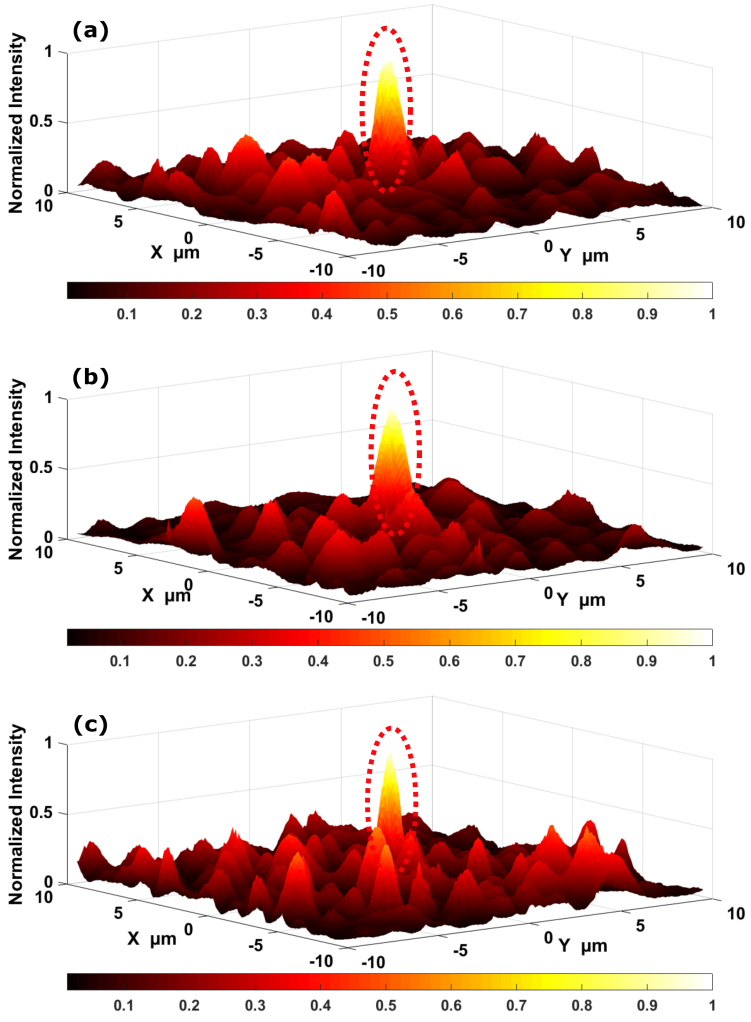


FIGURE 3.9 – Représentation 3D de la distribution d'intensité normalisée du jet photonique à une position axiale Z = 0 μm pour 3 fibres similaires (a) FO-2, (b) FO-3, (c) FO-4.

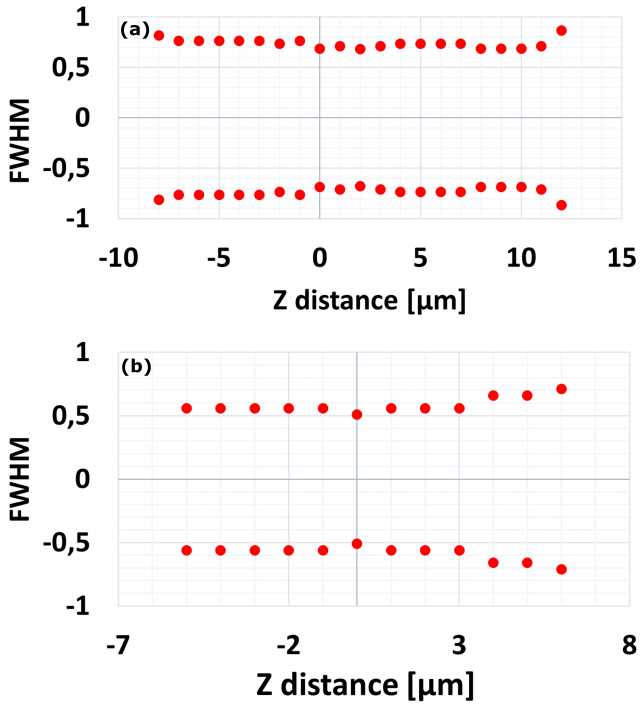


FIGURE 3.10 – Évolution du volume focal du jet photonique (largeur à mi-hauteur) issu des fibres : (a) FO-3, (b) FO-4.

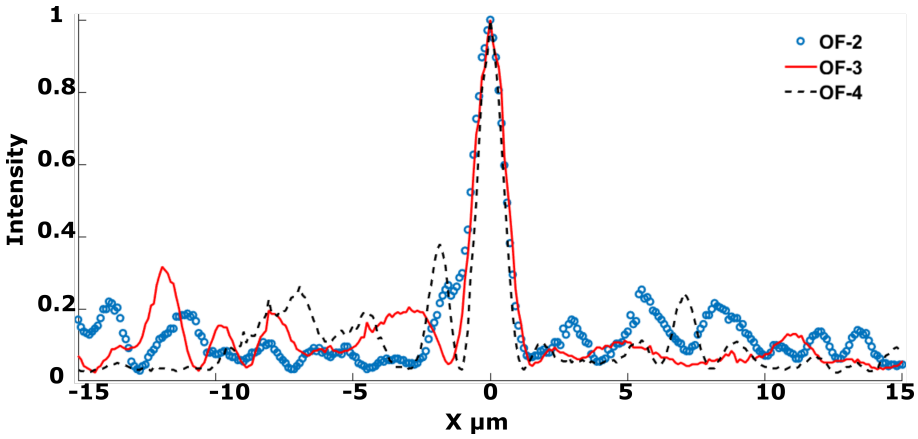


FIGURE 3.11 – Coupes transversales de l'intensité normalisée des jets photoniques pour trois fibres (100/140) : FO-2, FO-3, FO-4 à Z = 0 μm.

En résumé, lorsque la fibre est multimode, le jet photonique est seulement dû à la part de la puissance injectée sur le mode fondamental. L'énergie sur les autres modes est perdue pour le procédé. Comme la densité de puissance est augmentée d'un facteur de 40^2 comparé au faisceau incident et que la perte sur les modes d'ordres élevés la divise par environ 50, le bilan est malgré tout largement positif. On comprend cependant aisément l'intérêt qu'il pourrait y avoir à travailler avec des fibres monomodes.
Les fibres monomodes ont généralement de petits diamètres de cœur. Or comme dé-

montré dans le chapitre 2, pour générer un jet photonique il est souhaitable d'avoir un embout avec un diamètre comparable avec le cœur de la fibre. La difficulté réside donc dans la fabrication d'un embout plus petit, de diamètre comparable au cœur des fibres monomodes.

Dans la suite sera donc abordée l'obtention de jets photoniques avec des fibres ayant des cœurs plus petits que la fibre (100/140), et donc avec moins de modes. Une nouvelle méthode de fabrication des embouts est nécessaire.

L'utilisation d'embouts de fibre capables de focaliser la lumière guidée n'est pas nouvelle et connue sous le nom de fibres lentillées depuis plus de 40 ans. Elles sont généralement utilisées pour des faisceaux de faibles puissances et concentrent la lumière sur une dimension comparable au diamètre du cœur. Comme vu dans le chapitre 2, deux paramètres distinguent l'obtention de jet photonique en sortie de fibre optique du lentillage classique de fibre :

1. Le diamètre de base de l'embout doit être comparable à celui du cœur.
2. L'injection doit privilégier l'excitation des modes d'ordres faibles.

Les embouts de fibre réalisés jusqu'à maintenant l'ont été par thermoformage sur des fibres en silice. La technique convient bien pour les fibres multimodes mais moins pour les monomodes pour lesquelles le cœur a une taille près de 10 fois plus petite que la gaine. Dans ce cas, le thermoformage ne maintient pas la structure cœur/gaine jusqu'à l'embout et la courbure de l'embout est considérablement plus grande que de diamètre du coeur.
Par conséquent, le travail présenté dans les sections suivantes se décline comme suit :

— Présentation d'une nouvelle méthode de fabrication d'embouts pour des fibres 50/125, 9/125 et 5/125.
— Mesures directes des jet photoniques obtenus grâce aux nouveaux embouts.

3.4 Proposition d'une méthode de fabrication d'embout à petits rayons de courbure

Différentes méthodes de fabrication de microlentilles ont été référencées dans le premier chapitre. Toutes ces méthodes, bien que fournissant des solutions partielles, sont généralement complexes. Selon les méthodes, elles ne permettent pas d'offrir à la fois un choix de géométrie, une bonne répétabilité, des rayons de courbure petits et précis, ainsi qu'une garantie de centrage des microlentilles sur le coeur de la fibre. Il était donc nécessaire pour cette étude de développer une nouvelle technique de fabrication.

3.4.1 Contexte

Depuis 2006, le Professeur Nacer-Eddine Demagh, le Docteur Assia Guessoum et leur équipe, au sein de l'institut d'optique et mécanique de précision, laboratoire d'optique et photonique appliquée (LOA) à l'université de Ferhat Abbas Sétif-1, réalisent des travaux permettant de fabriquer des microlentilles en embout de fibre

optique. La méthode développée lors de cette thèse, en collaboration avec l'équipe IPP du laboratoire ICube, de l'université de Strasbourg, en France et l'INSA Strasbourg, permet de réaliser des embouts s'appuyant uniquement sur le coeur de la fibre (monomode et multimode). En 2021, ce travail a abouti au dépôt d'un brevet international [150]. Cette technique a pour avantage de permettre de déposer des microlentilles sur tout type de fibre optique (ou autre) avec des caractéristiques opto-géométriques (profil, dimension et indice de réfraction) prédéfinies, et ce de manière répétable, avec une solution de positionnement précise.
Cette technique permet :

— de contrôler le profil géométrique des microlentilles,
— de contrôler leurs rayons de courbure, même petit,
— d'avoir une bonne qualité de leurs surfaces,
— de les manipuler et positionner précisément,
— de les intégrer à d'autres systèmes et composants optiques.

3.4.2 Description de la technique

Pour réaliser nos embouts, il faut passer par trois phases essentielles :

1. La réalisation d'une microcavité, appelée moule, gravée à l'acide fluoridrique (HF) au bout d'une fibre optique.
2. Le dépôt d'un polymère dans le moule, ce dernier épouse sa forme. La lentille sera réalisée avec ce polymère.
3. La pose de la microlentille sur la fibre destination ou un autre substrat (guide d'onde, diode laser, etc.).

1. Préparation du moule

1.a Préparation des fibres moule et destination

Cette étape consiste à enlever le revêtement de protection, c'est-à-dire la gaine mécanique, sur une longueur de quelques millimètres, puis à nettoyer à l'eau distillée et rincer à l'éthanol et enfin cliver.

1.b Préparation de l'acide fluorhydrique HF

Dans un récipient en polystyrène qui ne réagit pas avec l'acide fluorhydrique (HF), on prépare une solution réactive d'HF avec une concentration de 40 %.

Le HF est un acide à haut niveau de dangerosité. Voici les précautions à prendre pour une manipulation du HF sans danger (merci à Stéphane Roques, ingénieur de la plateforme C3-fab, pour son aide) :

1. Porter un équipement de protection individuelle/un équipement de protection du visage.
2. Porter des gants appropriés. Des gants de protection contre les substances chimiques.
3. Éviter tout contact avec les yeux, la peau ou les vêtements.

4. Utiliser seulement sous une hotte aspirant les vapeurs de produits chimiques.
5. Ne pas respirer les brouillards/vapeurs.
6. En cas d'ingestion, consulter immédiatement un médecin.
7. Faire un double rinçage à l'eau distillée de la fibre après retrait de la solution de HF.

1.c Attaque chimique

La fibre dégainée "moule" est immergées dans la solution de HF [8][151]. Le dispositif expérimental utilisé est représenté figure 3.12

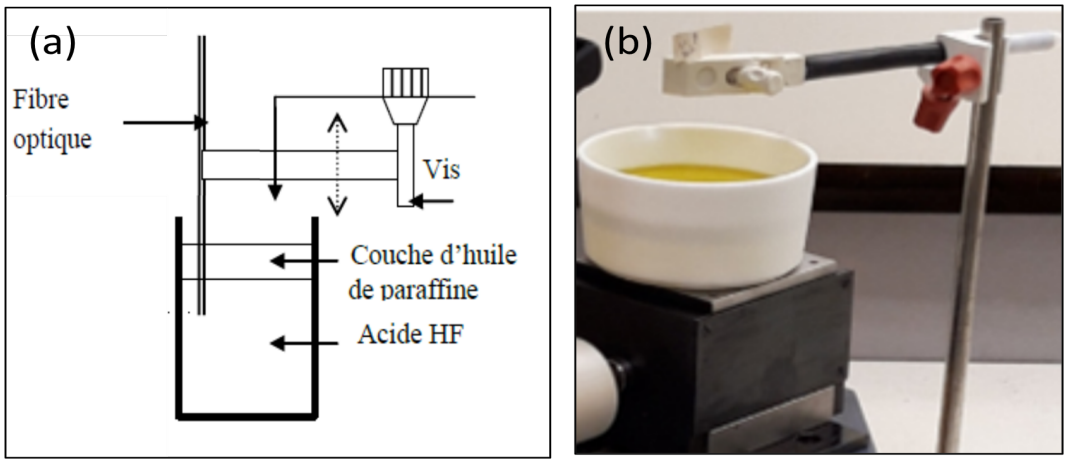


FIGURE 3.12 – (a) Schéma et (b) montage expérimental pour la réalisation des microcavités par attaque chimique (HF) [8][151].

Le récipient qui contient l'acide est recouvert d'une couche d'huile de paraffine d'isolation, afin d'éviter l'évaporation de l'acide dans le milieu extérieur.

La fibre est fixée à un support avec trois degrés de liberté. Au contact de l'acide, la fibre en silice commence à se dissoudre. Le suivi des diverses phases de transformation se fait à l'aide d'une caméra CCD associée au microscope, pendant ou après la gravure [151]. La figure 3.13 illustre ces étapes de transformations provoquées par l'attaque chimique sur l'extrémité de la fibre optique. Dès que la fibre est immergée, l'attaque chimique commence sur toutes les surfaces de contact : contour cylindrique et section droite. De ce fait, son diamètre et sa longueur diminuent. La fibre se transforme de sa forme initiale cylindrique vers une forme finale conique. La vitesse de gravure est en fonction de la concentration de la solution réactive et de la température.

Cependant, due à la dissolution sélective, la vitesse de l'attaque chimique est plus grande dans le coeur dopé au germanium que dans la gaine en silice non dopée. Figure 3.13(b), la fibre commence à se creuser au centre. Cela va faire apparaitre une cavité en embout de fibre, qui sera notre moule. Sa forme dépend du gradient de dopage initial. Contrôler ce dopage permet donc de contrôler la forme du moule et donc la forme de la future lentille. Le moule est naturellement centré sur cette

fibre. Simultanément, le diamètre de la fibre diminue, le diamètre de la microcavité augmente.
Si la gravure était prolongée plus longtemps, le moule disparaitrait, gravé par le côté et la fibre finirait simplement conique.

La Figure 3.14 présente les images réelles d'un suivi directe de la transforma-

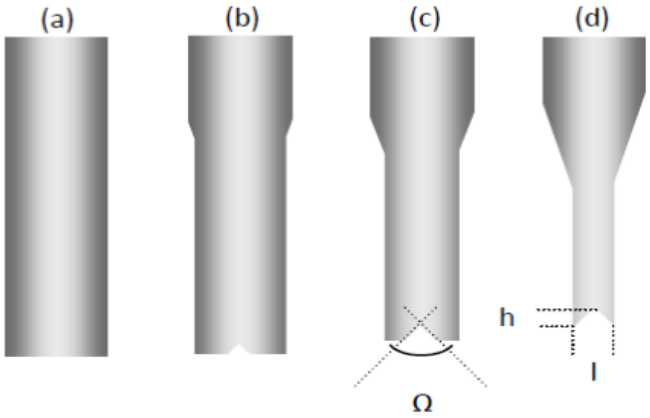


FIGURE 3.13 – Représentation schématique des différentes étapes de gravure par attaque chimique de l'extrémité d'une fibre optique en silice dont le coeur est dopé au germanium [151].

tion morphologique du bout d'une fibre immergée dans du HF au cours du temps. L'évolution des dimensions en fonction des étapes est présentée ci-dessous :

- (a) d = 125 μm, h = n/a, L = n/a,
- (b) d = 84 μm, h = 18 μm , L = 32 μm,
- (c) d = 53 μm, h = 24 μm , L = 43 μm,
- (d) d = 40 μm, h = 15 μm , L = 30 μm,
- (e) d = 32 μm, h = 12 μm , L = 30 μm,
- (f) d = 26 μm, h = 8 μm , L = 24 μm.

Avec d, h, L : diamètre extérieur de la fibre, hauteur et longueur des formes concaves gravées en embout.

2. Dépôt d'un polymère dans le moule

Après avoir formé le moule au bout d'une fibre optique, il faut ensuite le remplir d'un matériau de qualité optique cristallisable ou polymérisable. Par exemple le PDMS (polydiméthylsiloxane) ou la résine SU-8 (souvent utilisée comme masque en photolithographie). Le matériau optique introduit dans la microstructure épouse sa forme. Pour ce faire la fibre avec moule (FO2) est fixée horizontalement sur une platine à micro-déplacements à 3 degrés de liberté, schématisée dans le montage figure 3.15. Une micro-seringue à débit contrôlé chargée du polymère, ou un tronçon d'une autre fibre optique (FO3) de 20-30 mm, qui va jouer le rôle de support du polymère. La fibre optique support est légèrement recouverte de polymère. Le polymère ne se répartit pas de manière uniforme sur la fibre FO3, une succession

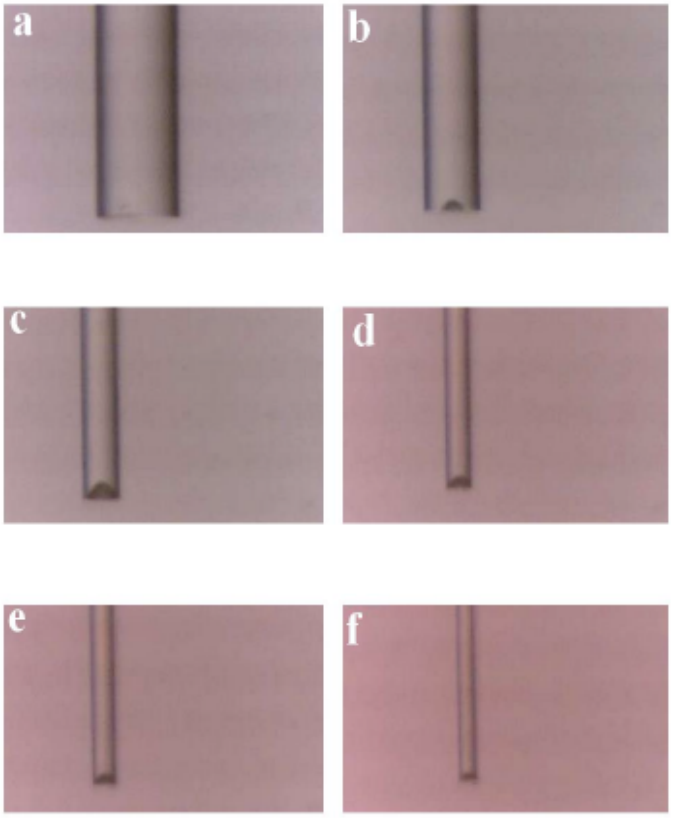


FIGURE 3.14 – Vue au microscope optique de la transformation morphologique des fibres dans du HF (concentration de 40%) [152].

de micro-gouttes se forme naturellement. Ce qui nous arrange, car cela correspond à de petite quantité. Enfin la fibre avec polymère est rapprochée de sorte qu'une micro-goutte touche le bord intérieur du moule. Les forces de capillarités font que le polymère s'incruste instantanément dans la cavité. Le protocole de remplissage du moule de polymère est décrit ci-dessous sous forme de schéma figure 3.15 et une vue du montage réel est donnée figure 3.16.

Dans la figure 3.17, il est possible d'observer une vue au microscope du déroulement du protocole de remplissage de polymère du moule : (a) rapprochement du moule et d'une goutte de polymère, (b) contact pour remplissage de polymère du moule.

Pose de la microlentille sur la fibre destination

Le processus de pose de la microlentille sur la fibre destination suit ces étapes :

1. Alignement des fibres moule et destination : Mise au point de l'image des deux fibres une à une dans le même plan via les deux caméras sur les deux axes de vues, puis premier alignement axial visuel des fibres FO1 (destination) et FO2 (moule).
2. Alignement et centrage du futur embout (sur FO2) par rapport à l'axe du coeur de la fibre FO1 (support) : La lumière qui ressort de celle-ci est ensuite

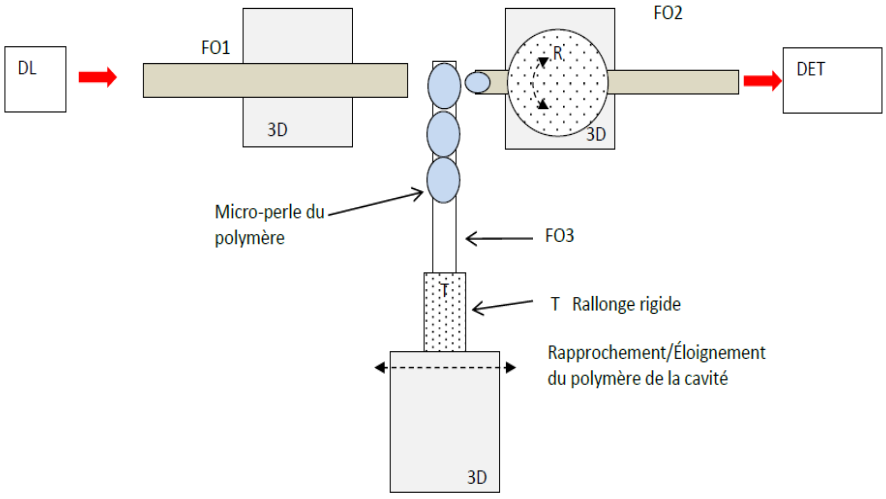


FIGURE 3.15 – Représentation schématique du montage servant à remplir de polymère le moule. FO : fibre optique ; R : platine de rotation horizontale ; DL : source de lumière (Laser, Diode Laser) ; DET : Photodétecteur.

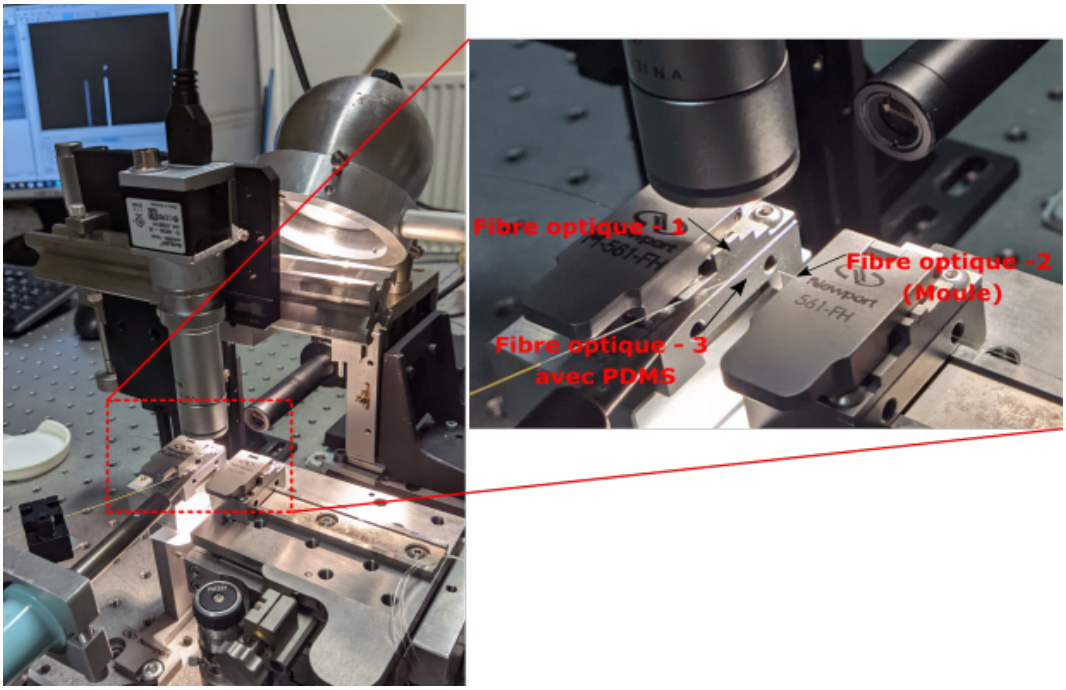


FIGURE 3.16 – Photos du montage réel servant à remplir de polymère le moule.

captée par la fibre moule FO2. La lumière transmise est mesurée via un photodétecteur. Les deux extrémités de FO1 et FO2 sont rapprochées (translation et rotation x, y, z) afin que le détecteur indique le signal maximum.

3. Lorsque les extrémités de FO1 et FO2 entrent en contact, le polymère s'étale sur la surface de l'extrémité de la fibre FO1.
4. Polymérisation de la microlentille : la polymérisation du polymère se fait selon la nature du polymère et les conditions de son durcissement (chauffage,

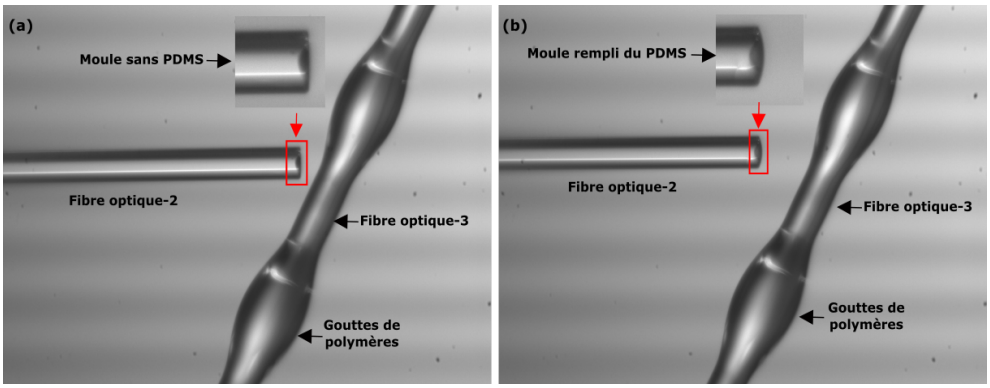


FIGURE 3.17 – Vue au microscope du déroulement du protocole de remplissage en polymère du moule : (a) moule vide, (b) moule rempli de PDMS.

UV, évaporation solvant, etc.).

5. Retrait de la fibre moule FO2. En polymérisant, la lentille se détache naturellement du moule.

TABLE 3.4 – Tableau récapitulatif des paramètres de quelques microlentilles réalisées et imagées dans la figure 3.18.

Image	Fibre μm	Diamètre de base μm	Hauteur μm	matériaux
Image (a)	9/125	64	84	SU-8
Image (b)	9/125	35	52	SU-8
Image (c)	9/125	14	13	SU-8
Image (d)	9/125	62	87	SU-8
Image (e)	9/125	51	40	SU-8
Image (f)	5/125	15	9	PDMS
Image (j)	50/125	67	60	PDMS
Image (h)	50/125	63	36	PDMS

La figure 3.18 présente les exemples de 8 embouts (microlentilles) ayant des caractéristiques géométriques différentes. Les six premières ont des caractéristiques qui sont regroupés dans le tableau 3.4.

En résumé, la technique développée et brevetée concerne la fabrication de microlentilles en polymère par moulage. Le procédé de moulage permet de contrôler la forme de la lentille et son positionnement par alignement optique rendu possible par le fait que le moule lui-même est une fibre. Indépendamment de cette thèse, ces lentilles peuvent avoir des usages dans le domaine de l'optique en général et plus particulièrement en micro- et nano-optique, télécom optique, où le contrôle du profil de microlentilles, leur centrage, l'optimisation de couplage optique, ou la collimation de la lumière ou la focalisation sont nécessaires.

Autres applications potentielles de cette technique :

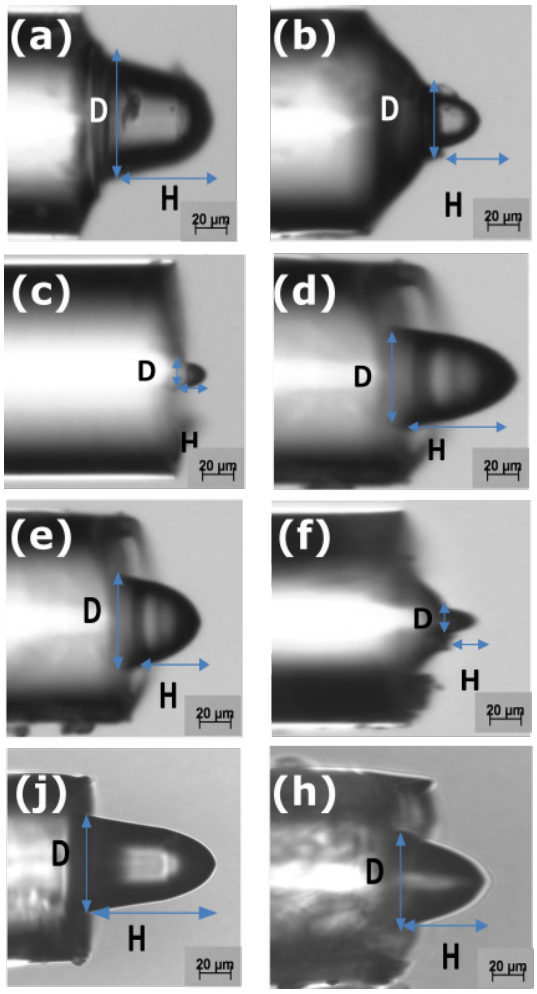


FIGURE 3.18 – Prises de vue de quelques microlentilles réalisées par la nouvelle technique de fabrication. Leurs caractéristiques sont récapitulées dans le tableau 3.4.

— La fabrication des composants optiques de formes concaves ou convexes de toutes dimensions (sans limitation dimensionnelle supérieure), tels que les lentilles coniques, sphériques, hémisphériques, paraboliques, elliptiques et toriques.
— La fabrication de microcomposants optiques en embout de guide d'onde intégré.
— La fabrication de miroirs, de formes concaves ou convexes de toutes dimensions (sans limitation dimensionnelle supérieure), lorsque les composants suscités sont rendus réfléchissants. Les réflecteurs peuvent-être en matériaux d'enduction métallique ou multicouche diélectrique.
— La fabrication d'assemblage en lignes ou en matrices constituées de macrocomposants ou microcomposants. Utilisation possible avec des fibres multicœurs ou des bundles de fibres.

3.5 Jets photoniques générés par une fibre multimode 50/125

3.5.1 Caractérisation des microlentilles sur des fibres 50/125

Après avoir montré que le principal enjeu de la génération de jet photonique en sortie de fibre optique réside dans la réduction du nombre de modes entrant en jeu dans le processus, et grâce à la nouvelle méthode de fabrication présentée, nous avons pu équiper d'embouts un lot de fibres 50/125.
Les caractéristiques des embouts observés au microscope sont présentés figure 3.19.

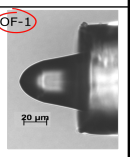
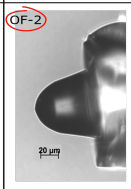
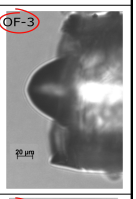
FO type	Mat	H [µm]	D [µm]	R [µm]	
50/125	PDMS	60.67	67.16	21.92	
50/125	SU8	55.73	56.72	21.90	
50/125	PDMS	36.34	63	26	
50/125	SU8	49.38	64	25.2	

FIGURE 3.19 – 4 embouts différents et leurs caractéristiques, fabriqués par la nouvelle technique sur des fibre 50/125.

3.5.2 Mesure de la cartographie du jet photonique

Nous avons déjà constaté précédemment que l'excitation du mode fondamental uniquement dans une fibre multimode doit être faite avec attention. La même méthode de caractérisation a été utilisée que pour les fibres 100/140. Nous avons d'abord calculé numériquement la distribution du champ électromagnétique. La simulation est faite sur une fibre à saut d'indice avec un diamètre du coeur de 50 μm, un diamètre de gaine de 125 μm (50/125) et une ouverture numérique (ON) de 0,22. Comme précédemment, la forme d'embout est décrite mathématiquement par une courbe de Bézier. Le poids de Bézier W est de 0,8. Le diamètre de base est D = 67,1 μm, la hauteur d'embout est h = 60,6 μm. Ils ont été déterminés à partir de l'image au microscope de l'embout.

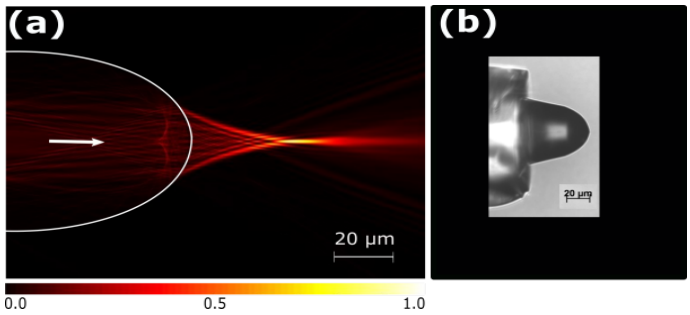


FIGURE 3.20 – (a) Simulation de la distribution d'intensité générée par un embout de fibre 50/125 : W = 0,8, D = 67,1 μm, h = 60.6 μm. $n_c = 1,46$ et $n_g = 1,44$. Mode fondamental excité à $\lambda = 633$ nm. (b) Vue au microscope optique de l'embout de fibre correspondant.

Seul le mode fondamental de la fibre est excité. On voit figure 3.20 qu'un jet photonique est généré. Sa largeur à mi-hauteur (FWHM) fait de 0,8 μm et sa position axiale (maximum d'intensité) est à $W_D = 30\mu$m de l'extrémité e l'embout. Ces propriétés sont résumées dans le tableau 3.5.
Pour mesurer expérimentalement la distribution d'intensité du jet photonique, on

TABLE 3.5 – Propriétés simulées (2D) du jet photonique en sortie de l'embout du guide 50/125, W = 0,8, D = 67,1 μm, h = 60,7 μm.

Guide	Distance de travail	FWHM	Concentration (2D) d'intensité	$1/e^2$ axial décroissance
50/125	30 µm	0,8 µm	29	24 µm

utilise le même principe de montage que celui utilisé dans la section 3.2. Cependant, celui a été refait pour être plus robuste, voir figure 3.21.

La figure 3.22 (b) et (e) montre la distribution d'intensité du jet photonique mesurée en z = 0 μm. Un pic d'intensité au centre (jet photonique) a une largeur (FWHM) de 600 nm ± 100 nm. Son intensité est maintenant supérieure d'une magnitude à celle des pics secondaires environnants. Comparé aux mesures des jets obtenus avec la fibre 100/140, les nouvelles lentilles sur ces fibres 50/125 avec moins

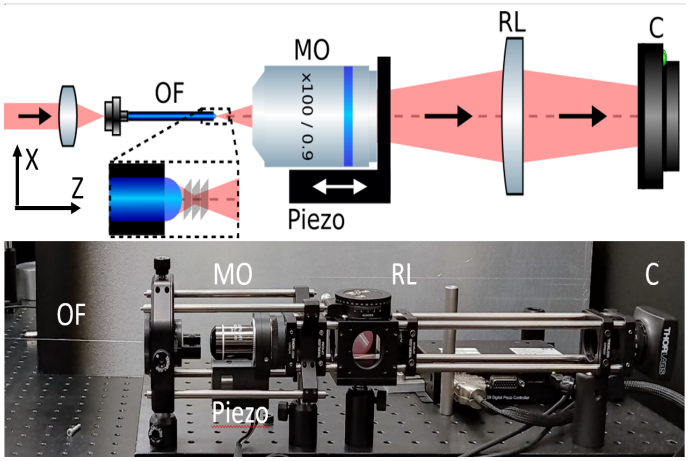


FIGURE 3.21 – Montage d'imagerie directe des jets photoniques. Version 2 plus robuste.

de modes permettent clairement de réduire l'étalement de puissance autour du jet photonique, celui dû aux modes autres que le fondamental.

La figure 3.22 représente également la distribution d'intensité générée par l'embout dans différents plans du jet : (a)(c) à Z = +8 μm et (e)(f) à Z = -19 μm.

On peut remarquer dans figure 3.22(b)(e) que lorsque Z est différent de 0, des pics secondaires entourent le pic central avec des intensités relativement importantes comparées au jet photonique central. Ces pics secondaires s'étalant sur environ 30 μm autour du pic central.

3.5.3 Volume focale du jet photonique

Comme pour la fibre 100/140, nous avons pu réaliser un enregistrement d'une pile de tranches des distributions d'intensités autour du point focal de la fibre 50/125 avec embout (figure 3.23(a)). Les images ont été traitées individuellement afin d'en extraire la largeur (FWHM). L'incertitude sur les mesures de FWHM est de ± 100 nm. Un algorithme de déconvolution a été utilisé pour éliminer la contribution du système d'imagerie (objectif + lentille relais) (voir sous-section 3.5.3).

Dans la figure 3.23(a) que le jet photonique possède la plus petite FWHM à la position Z = 0 μm vaut 600 nm. Figure 3.23(b) on constate que simulations et mesures sont en bon accord.

Les jets photoniques de trois autres fibre 50/125 avec embout ont été mesurés. Les embouts sont sont différents. Les paramètres de ces embouts sont résumés dans la figure 3.19. Les résultats sont récapitulés dans le tableau 3.6. Les résultats sont assez proches malgré les écart entre les lentilles. Cela vient probablement du fait que le rayon de courbure de l'embout est assez proche pour toutes ces lentilles. La

TABLE 3.6 – Mesures expérimentales des largeurs (FWHM) des jets de quatre fibres 50/125 avec des embouts différents voir figure 3.19.

Fibre	FO-1	FO-2	FO-3	FO-4
FWHM (µm)	0.6	0.6	0.6	0.7

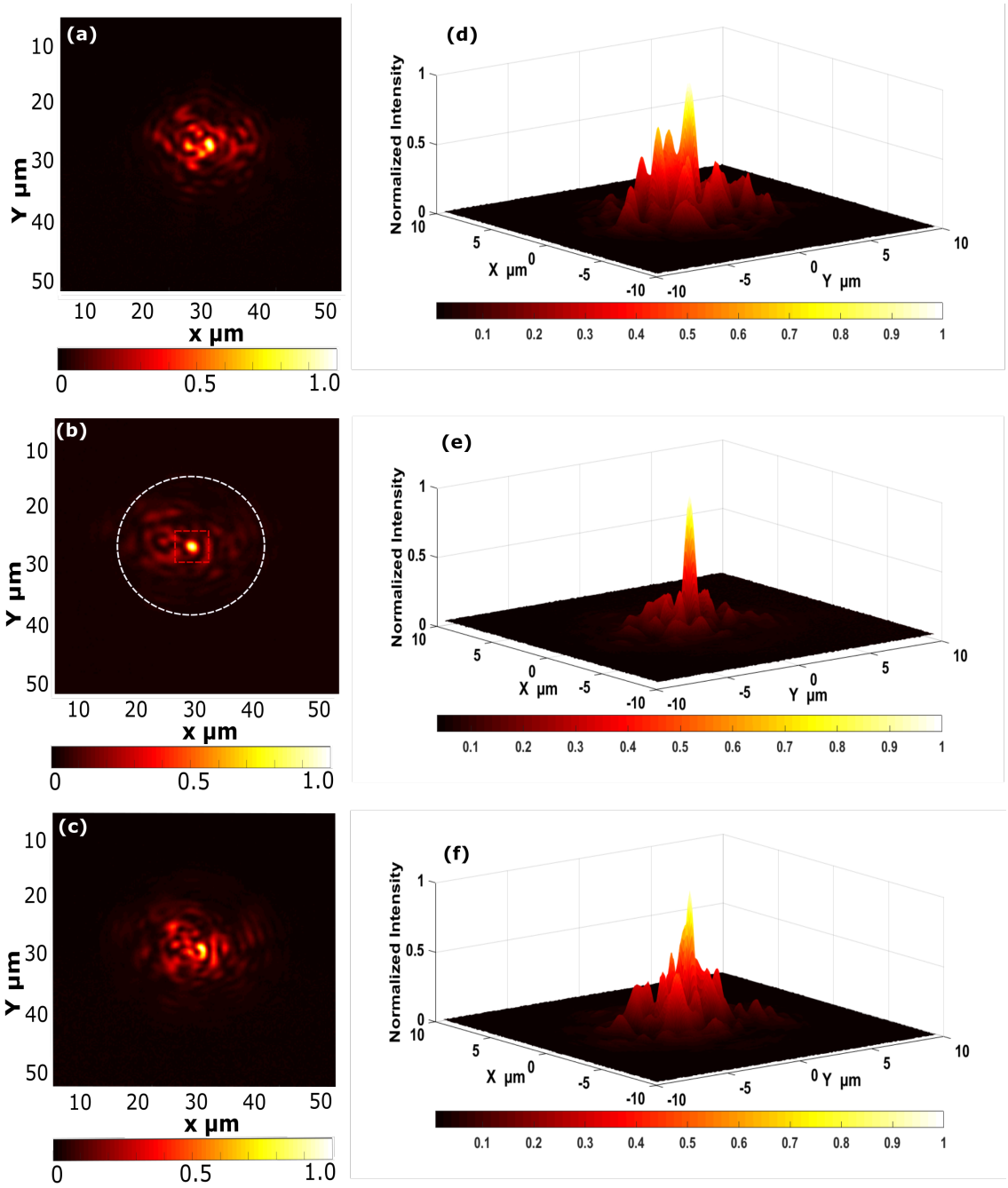


FIGURE 3.22 – Distribution d'intensité mesurée en sortie de la fibre 50/125 avec embout en (a)(d) Z = +8 μm ; (b)(e) Z = 0 et (c)(f) Z = -19 μm.

figure 3.25 confirme que le jet photonique se propage longitudinalement en suivant l'allure d'un faisceau gaussien (largeur du faisceau minimale à Z=0, plan du jet, puis le faisceau s'élargit).

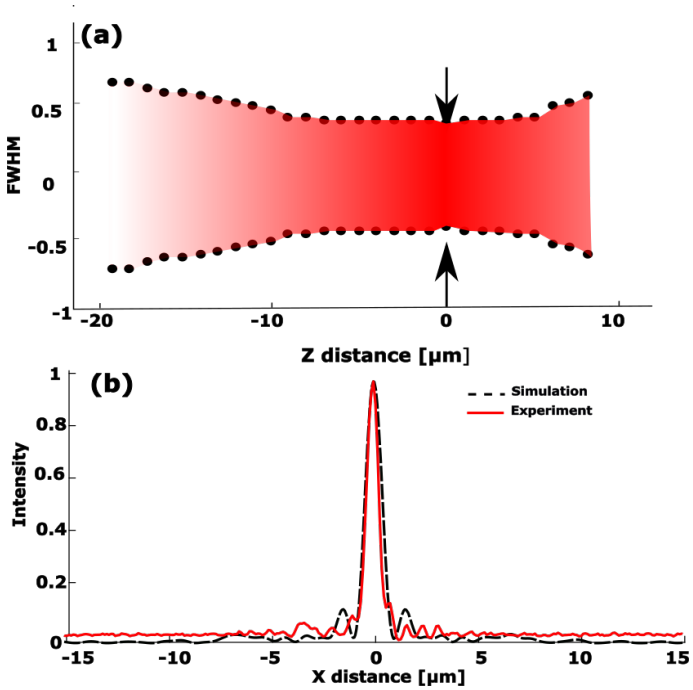


FIGURE 3.23 – (a) Volume focal mesuré (largeur à mi-hauteur) du jet photonique issu de la fibre 50/125 avec embout. (b) Coupes transversales de l'intensité normalisée du jet à Z = 0 μm : simulation et mesure.

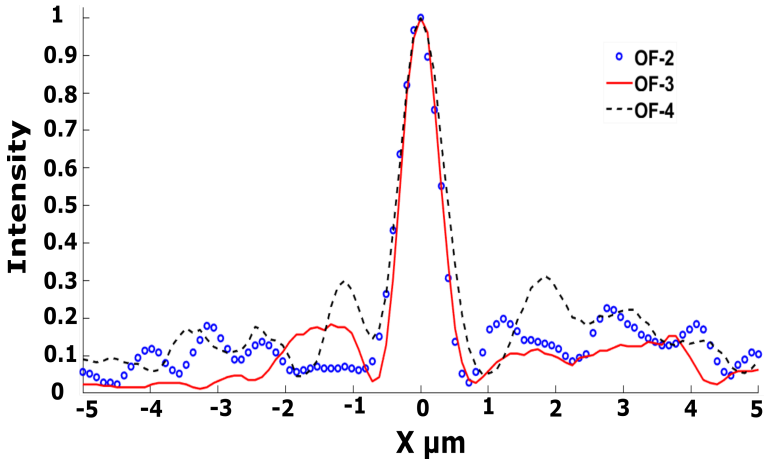


FIGURE 3.24 – Coupes transversales de l'intensité normalisée mesurée des jets photoniques à Z = 0 μm pour les trois fibres 50/125 : FO-2, FO-3, FO-4 avec leur embout.

3.6 Mesure directe du jet photonique pour les fibres monomodes 9/125 et 5/125

En comparant les résultats des fibres 50/125 et 100/140, nous avons montré l'intérêt d'utiliser des fibres avec moins de modes. Celles-ci ont généralement un cœur de plus petit diamètre. Comme nous l'avons montré dans le chapitre 2, pour générer des jets photoniques, il est souhaitable d'avoir des embouts (lentilles) dont la

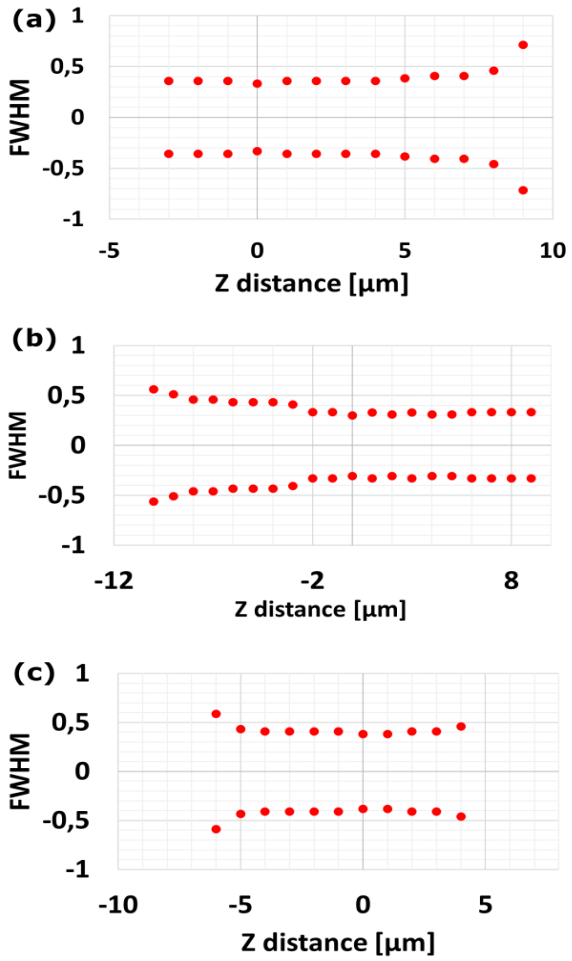


FIGURE 3.25 – Évolution des volumes focaux mesurés (largeur à mi-hauteur) du jet photonique issu de fibres 50/125 : (a) FO-2, (b) FO-3, (c) FO-4. Les paramètres de leurs embouts sont résumés dans la figure 3.19.

dimension soit proche de celle du cœur.
Comme nous avons développé une nouvelle technique permettant de fabriquer des microlentilles avec de plus petits rayons de courbure, nous allons pouvoir considérer ici le cas de fibres monomodes 9/125 et 5/125 en silice. Les cœurs de celles-ci ont une taille près de 10 fois plus petite que leur gaine, par conséquent elles ne peuvent pas être façonnées par thermoformage. Grâce à la méthode décrite dans la section 3.4, le problème a pu être surmonté.

Deux embouts de dimensions significativement différentes ont pu être réalisés : figure 3.26.
Le même montage décrit dans la section 3.2, figure 3.1 a été utilisé pour caractériser tout d'abord le jet photonique obtenu en sortie de la fibre 9/125. Les figures 3.27 et 3.28 montrent les résultats obtenus.

La figure 3.27 montre pour la première fois la distribution d'intensité du jet généré par la fibre monomode 9/125 avec nos nouvelles microlentilles. On constate un

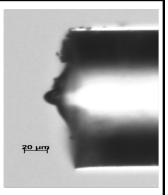
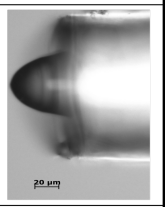
FO type	Mat	H [µm]	D [µm]	
5/125	PDMS	9	14	
9/125	SU8	40	51	

FIGURE 3.26 – Embouts fabriqués par la nouvelle technique de moulage sur des fibres monomodes 9/125 et 5/125 avec leurs caractéristiques.

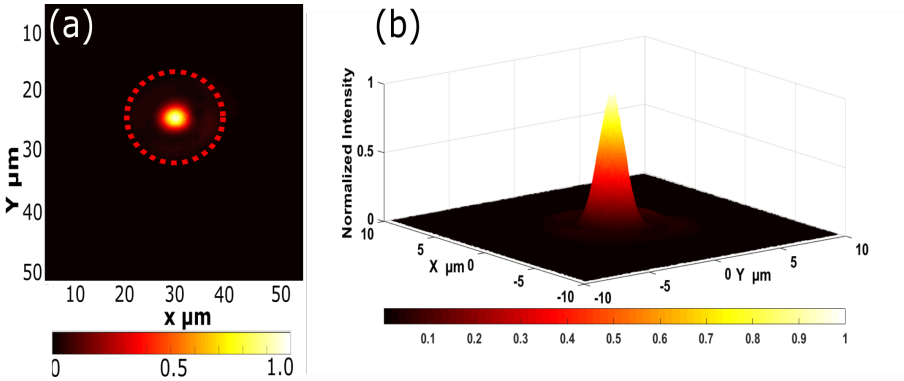


FIGURE 3.27 – Distribution d'intensité du jet mesuré en sortie de la fibre 9/125 avec microlentille (W = 1, D = 51 μm, h = 40 μm). Représentation (a) 2D et (b) 3D.

pic élevé au centre (jet photonique). Sa largeur (FWHM) vaut 2 μm.
Pour la première fois, il n'y a pas de puissance étalée autour du jet photonique. Cela confirme que cette puissance étalée, dans les cas précédents, était bien due aux modes autres que le mode fondamental.
La figure 3.28(a) Illustre la reconstruction du volume focal du jet photonique pour la fibre 9/125. Les largeurs à mi-hauteur sont indiquées par des points rouges dans chaque tranche avec un pas axial de 1 μm.
Après traitement individuel des images et déconvolution par la réponse impulsionnelle du système d'imagerie (l'effet est faible : -100 nm), le jet photonique possède la plus petite largeur à mi-hauteur à Z = 0 μm, FWHM = 2 μm $\pm$ 100 nm. La figure 3.28(c) figure 3.28(d), présente le jet photonique dans les plans : Z = -15 μm et Z = +15 μm successivement.

On constate que la qualité du faisceau est conservée : profil gaussien sans pic secondaire. Cela confirme l'intérêt de l'utilisation de fibres monomodes pour éviter des pertes liées à l'énergie réparties sur de potentiels modes autres que le fondamental. La largeur (FWHM) de 2 μm $\pm$ 100nm peut être considérée comme relativement

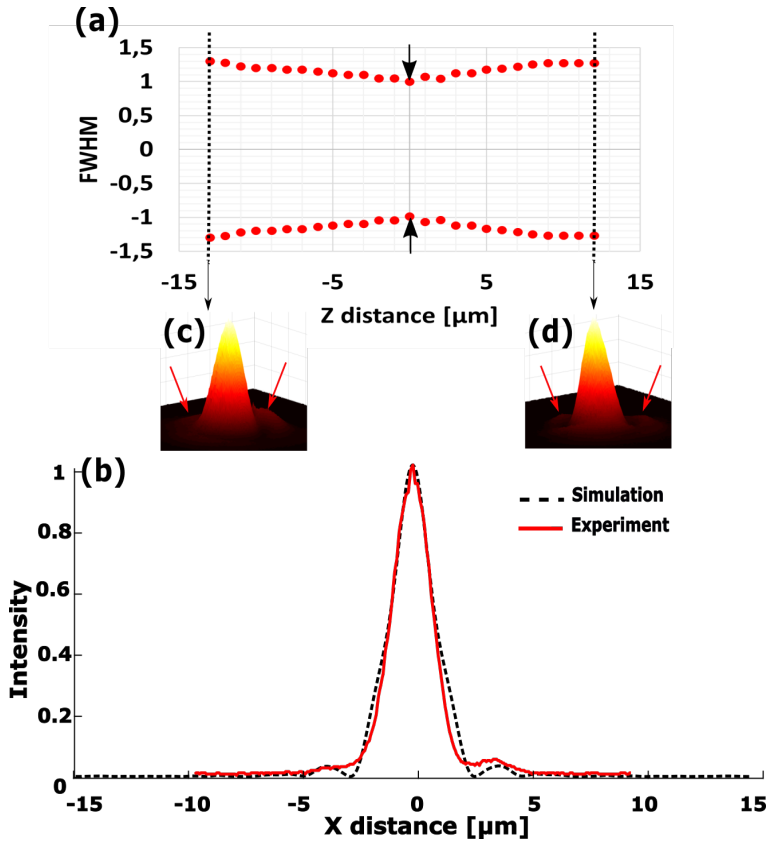


FIGURE 3.28 – (a) Volume focal du jet photonique (largeur à mi-hauteur) issu de la fibre 9/125 avec microlentille (W = 1, D = 51 μm, h = 40 μm). (b) Coupes transversales de l'intensité normalisée mesurée expérimentalement, superposé au profil calculé numériquement à Z= 0 μm. (c) Distribution d'intensité en 3D à Z= -15 μm. (d) Distribution d'intensité en 3D à Z= +15 μm.

large (3λ) pour un jet photonique. Cela est dû au diamètre (51 μm) et au rayon de courbure trop grand de la microlentille comparé au diamètre du cœur (9 μm).
Comme précédemment, après description mathématique de la forme de l'embout par une courbe de Bézier (poids de Bézier W est de 0,85, diamètre de base D de 51 μm, hauteur d'embout h de 40 μm), des simulations numériques ont été effectuées pour comparaison avec nos mesures expérimentales. Les propriétés numériques sont résumées dans le tableau 3.7.

TABLE 3.7 – Propriétés simulées du jet photonique en sortie de l'embout de la fibre 9/125 (W = 0,85, D = 51 μm, h = 40 μm).

Fibre	Distance de travail	FWHM	Concentration d'intensité
9/125	24 µm	2 µm	4

La figure 3.28(b) illustre l'accord entre les résultats obtenus numériquement et expérimentalement.

La figure 3.29 présente les résultats des mesures en sortie de la fibre 5/125 avec la plus petite de nos microlentilles (Diamètre D = 14 μm). Pareillement à la fibre 9/125, il n'y a pas de puissance étalée hors du pic central. Toute la puissance est concentrée dans le jet photonique. En outre, grâce à une lentille de diamètre plus proche de celui du cœur de la fibre, la largeur du pic (FWHM) mesuré est de 1 μm. Les résultats des simulations numériques de la fibre 5/125 sont récapitulés dans le tableau 3.8. Paradoxalement, la simulation donne un jet photonique plus large. Il est important de noter qu'ici la simulation a été faite après la fabrication et que, comme cela peut se comprendre en regardant figure 3.26, la mesure des dimensions et de la forme de la lentille est assez délicate à ces dimensions. Cela peut expliquer l'écart.
Notre montage expérimental ne permet pas de mesurer la position du jet par rapport à l'embout (W_D). Par contre la simulation montre bien que la lentille à forte courbure sur la fibre 5/125 a une distance de travail W_D beaucoup plus faible ($W_D = 4\mu$m) que la fibre 50/125 ($W_D = 30\mu$m). Selon l'application, cela peut avoir son importance.

TABLE 3.8 – Propriétés simulées du jet photonique en sortie de l'embout de la fibre 5/125 (W = 1, D = 14 μm, h = 9 μm).

Fibre	Distance de travail	FWHM	Concentration d'intensité
5/125	4 µm	1.7 µm	3.5

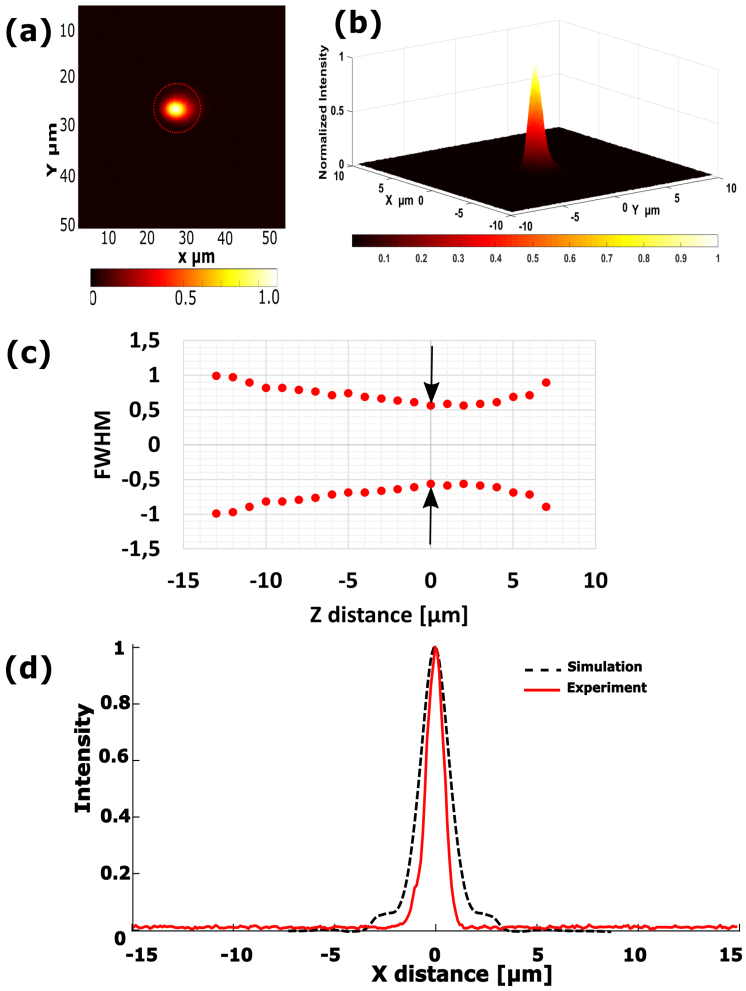


FIGURE 3.29 – Distribution d'intensité du jet obtenu en sortie de la fibre 5/125 (W = 1, D = 14 μm, h = 9 μm). Représentation : (a) 2D, (b) 3D, (c) Volume focal du jet photonique. (d) Coupes transversales de l'intensité normalisée mesurée expérimentalement et calculer(W = 1, D = 14 μm, h = 9 μm) numériquement à Z= 0 μm.

3.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la mise en évidence expérimentale et la caractérisation de jets photoniques en embouts de fibres optiques, pour des profils d'embouts directement inspirés de nos travaux numériques. Pour cela l'imagerie directe du volume de jet photonique à partir des fibres à embout façonné a été réalisée dans le domaine visible en utilisant un montage mis en place pendant la thèse. Les paramètres dimensionnels du faisceau focalisé ont été extraits le long des directions longitudinale et transversale. Cette technique d'imagerie permet de caractériser les jets photoniques provenant des fibres optiques avec embouts façonnés sans passer par une interaction lumière-matière (contrairement à la gravure laser par exemple).

Dans un premier temps, le dispositif développé afin de mesurer expérimentalement de façon directe les jets photoniques a été utilisé en sortie de fibres multimodes

100/140 dont les embouts ont été fabriqués par thermoformage. La comparaison entre simulations et mesures a été discutée en s'appuyant sur l'analyse des cartographies.

La contribution des modes autres que le fondamental a été observée directement pour la première fois. Pour minimiser leur effet, l'intérêt de l'utilisation de fibres multimodes avec un plus faible nombre de modes a été démontré expérimentalement avec une fibre 50/125.
Dans un deuxième temps, une nouvelle technique de fabrication d'embouts mise en place a été présentée. Cette méthode brevetée permet de proposer une solution à la problématique de la fabrication d'embouts de dimensions proches de celles du diamètre du coeur à l'extrémité de fibres monomodes. Elle permet de réaliser de nouvelles géométries d'embouts, à fortes courbures, différentes de celles obtenues par thermoformage.

Avec une fibre microlentillée classique, la focalisation a une valeur généralement proche de la taille du cœur de la fibre. Avec les embouts façonnés présentés dans cette étude, et avec une excitation privilégiée du mode fondamental, nous avons expérimentalement atteint une largeur (FWHM) au point focal de 700 nm et 600 nm avec une fibre 50/125 à 633 nm. De la puissance due aux modes autres que le fondamental était toujours réparties autour. Ce défaut a pu être supprimé en sortie de fibres monomodes 9/125 et 5/125 avec une lentille pouvant avoir un diamètre de 6 μm fabriquée par notre technique.

Conclusion générale et perspectives

Après avoir travaillé avec des microsphères, les travaux préliminaires au laboratoire ICube, en coopération avec St-Etienne, avaient permis de montrer que des jets photoniques pouvaient être obtenus en sortie de guides d'onde planaires à bords parfaitement conducteurs, et ce dans le domaine radiofréquence [60][12]. Puis l'équipe avait montré la possibilité d'obtenir un jet photonique en sortie d'une fibre optique à embout façonné et la possibilité de l'utiliser pour de la micro-gravure laser [6][66]. L'avantages de l'utilisation des fibres optiques avec embout façonné étant la facilité de déplacement au-dessus d'un échantillon et l'absence de contact avec ce dernier. Bien que le jet photonique dans ce cas, ne soit dû qu'au mode fondamental, des fibres multimodes ont été utilisées en raison de la difficulté de réaliser des lentilles en embout de fibre monomode. Ceci a motivé pour ma thèse la volonté de reprendre le travail pour en repousser les limites.

Mon travail de thèse a permis de montrer que la génération de jets photoniques dépend fortement des paramètres physiques (matériaux) et géométriques de l'embout (diamètre de base, hauteur, forme). Une optimisation de ces derniers a été nécessaire pour pouvoir améliorer et contrôler au mieux les propriétés des jets photoniques en fonction des applications potentielles. Nos simulations ont permis de clarifier la différence entre les fibres micro-lentillées classiques et celles qui permettent d'obtenir des jets photoniques [147]. Plus le diamètre de base de la microlentille est grand comparé au cœur de la fibre, plus le point focal a tendance à s'éloigner de la surface externe de la fibre et présente une plus grande largeur (FWHM). En d'autres termes, le système optique (fibre / microlentille) se comporte alors comme une fibre lentillée classique. À l'inverse des lentilles avec une base comparable au diamètre du cœur de la fibre sont bien plus favorables à la génération de jet photonique, et ce, du moment que le mode fondamental de la fibre est excité. Ces microlentilles plus petites, posées juste sur le coeur étaient par contre jusque là beaucoup plus diffcile à fabriquer.

C'est ce qui nous a motivé à développer pendant ma thèse une nouvelle technique de fabrication de microlentille en embout de fibre. Cette technique à base de gravure chimique en embout de fibre pour fabriquer un moule dont la forme dépend du profil de dopage du coeur de la fibre a été développée de manière très étroite avec l'université de Sétif. Nous avons breveté cette technique début 2021 [147]. Elle permet de manière aisée de fabriquer une très large gamme de formes de lentilles (hyperbolique, parabolique, elliptique, circulaire, etc.) de toutes les tailles. La technique proposée permet de répondre aux défis liés à la diversité des profils géométriques possibles des microlentilles, au contrôle de leur rayon de courbure, à la qualité de leurs surfaces,

à leurs manipulations, positionnement, alignement et à leurs intégrations à d'autres systèmes et composants optiques. Des lentilles de 60 µm de diamètre et 14 µm de diamètre, avec de forts rayons de courbure, ont par exemple, ainsi pu être déposées en sortie de coeur de fibre de respectivement 50 et 9 μm de diamètre pour générer des jets photoniques.

C'est pour valider le résultat que j'ai réalisé, avec l'aide de Stéphane Perrin, un montage d'imagerie directe des jets photoniques. L'imagerie directe de jets photoniques en sortie de fibres optiques à embouts façonnés a été réalisée pour la première fois ainsi que la reconstruction de leur volume focal dans le domaine visible [153]. Cette technique d'imagerie permet de caractériser les jets photoniques sans la nécessité de réaliser une interaction lumière-matière (via gravure laser par exemple). La contribution des modes autres que le fondamental a été observée directement pour la première fois. Nous avons montré que pour minimiser ces interférences entre modes, l'utilisation de fibres multimodes avec un faible nombre de modes ou de fibres monomodes était souhaitable. Avec des embouts fabriqués par la technique brevetée et avec une excitation soigneuse du mode fondamental, nous avons expérimentalement atteint une largeur de faisceau (FWHM) de 600 nm avec une fibre 50/125 à 633 nm et ce en minimisant la puissance distribuée autour.

L'ensemble du travail présenté à permis de poser les bases pour des recherches et des applications futures. Certaines pistes ont été envisagées, je pense en particulier à l'utilisation des jet photonique en embout de fibre optique pour améliorer la résolution spatiale en spectroscopie Raman. Pour valider cette piste d'application, des premiers tests ont déjà été réalisés en collaboration avec l'équipe MaCEPV d'ICube. Trois mois de travail ont permis de confirmer la faisabilité de la technique. Nous présentons ces résultats préliminaires dans l'annexe C. Finalement, il serait très intéressant de poursuivre le développement et l'optimisation pour concevoir d'autres géométries d'embouts qui pourraient générer des jet photoniques plus spécifiques et particulièrement adaptés aux différentes applications possibles. Nous pensons également que l'obtention de modes de galerie en embout de fibre est un aspect qui mérite d'être étudier plus en détail.

Annexe A

Génération des modes de galeries en embout de fibres optiques

A.1 Mode galerie en embout de fibre optique

Nos simulations d'embouts de fibres optiques ont parfois fait apparaître des modes de galerie. Cette annexe y est consacrée et est organisée comme suit :

1. Présentation des modes de Galerie (Whispering Galery Mode, WGM, en anglais).
2. Description des propriétés déterminant le phénomène des WGM.
3. Rappel des principales applications.

Les ondes électromagnétiques peuvent être fortement confinées en surface de cavités à symétrie circulaire, comme les cylindres, sphères, toroïdales, anneaux et disques à cause de réflexions totales internes de la lumière [154-157]. Ces modes confinés en surface de diélectriques courbes sont nommés modes de galeries ou *whispering gallery modes* (WGMs) en anglais en référence aux modes de galeries acoustiques identifiés autrefois par Lord Rayleigh. Les WGMs sont des modes spécifiques d'une onde confinée à l'intérieur d'un résonateur donné (cavité) avec des bords courbes. Elles correspondent à des ondes qui tournent autour de la cavité, favorisées par des réflexions totales internes continuent sur la surface de la cavité (voir figure A.1).

Les WGMs, d'un point de vue pratique, disposent de nombreuses propriétés uniques telles que : un facteur de qualité Q ultra élevé (Q est une des quantités importantes qui décrit les performances d'un résonateur [158]),le faible volume des modes, la petite taille des résonateurs qui les supportent et le fonctionnement à des fréquences optiques et de télécommunication. Grâce à ces combinaisons uniques, le domaine des microrésonateurs WGM attire une attention croissante depuis les deux dernières décennies dans les domaines de la détection chimique/thermique/biologique [159-162], de la conception de diode laser [163, 164] à raies ultra-fines, et de l'optomécanique [165, 166].

L'illustration schématique des WGMs est présentée dans la figure A.1. Les ondes électromagnétiques piégées à l'intérieur d'une microsphère de rayon r, se propagent à proximité de la surface de la sphère et parcourent une distance de $\sim 2\pi r$. La

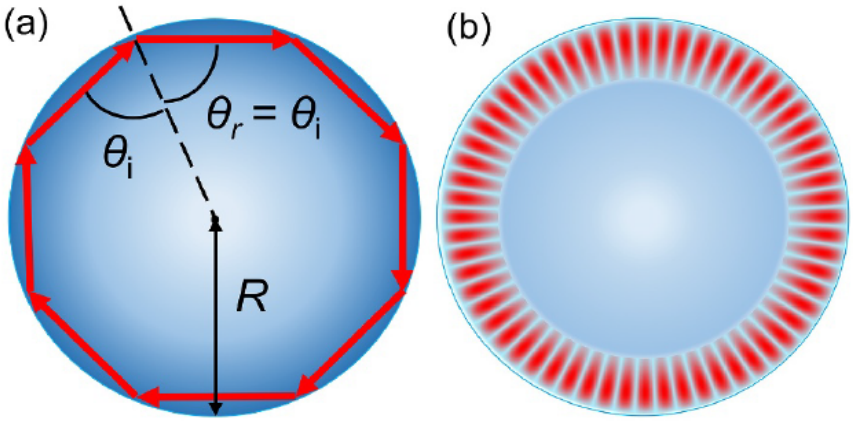


FIGURE A.1 – (a) Schéma géométrique et (b) représentation de la distribution des modes de galeries (WGM) [20].

condition d'interférences constructives dans une cavité à symétrie circulaire peut être approximée comme suit : $2\pi r \approx 1(\frac{\lambda_0}{p})$ avec p un entier. Les WGMs dans les microsphères sont caractérisés par leurs polarisations (modes TE et TM) et trois nombres modaux : radial n_r, angulaire l et azimutal m. Des revues exhaustives des WGM et de leurs applications sont disponibles dans la littérature [158, 167]. La capacité de confiner un grand nombre de photons dans de petits volumes pendant de longues périodes peut être exploitée pour former des sondes de lumière cohérente hautement amplifiée qui peut être utilisée pour la détection avec ultra-haute sensibilité de cibles biomoléculaires [168].

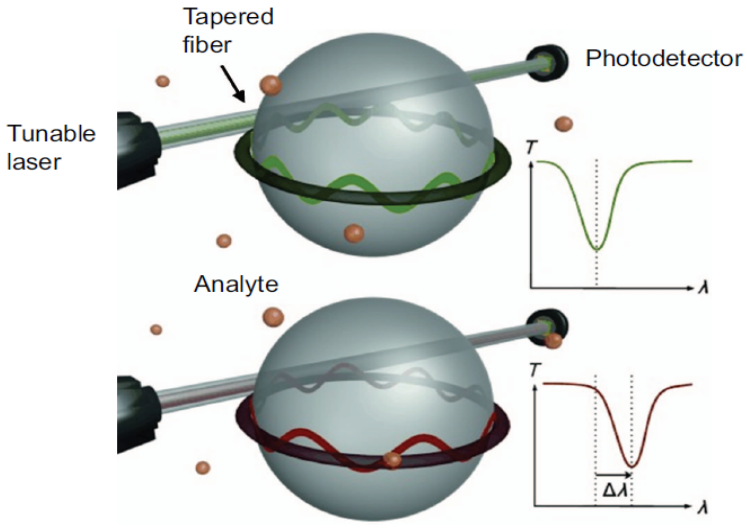


FIGURE A.2 – Exemple d'un biocapteur à base de WGM. Détection biomoléculaire réalisée en mesurant les déplacements de la fréquence de résonance d'un WGM lors de la connexion de molécules d'analyte à des récepteurs [168].

Le concept de fonctionnement des capteurs basés sur les WGM consiste à contrôler les changements de réponse spectrale des WGM (décalage de fréquence, divisions

des modes) causés par un changement physique de l'environnement, par exemple les variations de température, l'accélération ou l'introduction de gaz ou de biomolécules. La figure A.2 présente un exemple schématique d'un biocapteur à base de WGM dans lequel la détection biomoléculaire est réalisée en surveillant les déplacements de la fréquence de résonance d'un WGM lors de la connexion de molécules d'analyte à des récepteurs.

A.1.1 L'excitation des WGM en embout de fibre optique

La section précédente nous a permis de connaître le principe et les formes qui peuvent supporter la propagation des WGM, ainsi que des applications potentielles. L'objective initiale des simulations était d'étudier la distribution de jets photoniques ainsi les paramètres clés qui contrôlent ses propriétés. En complément, dans cette section, nous décrivons comment peuvent être excités des modes de galerie dans un embout façonné de guide, aussi l'étude de l'influence de la forme d'embout sur la distribution du mode.

Les cas physiques considérés dans les simulations sont les suivants :

- Le faisceau incident est un faisceau gaussien (mode fondamental) dont la longueur d'onde est de $\lambda = 1\ \mu m$.
- Les guides d'ondes planaires débouchent en espace libre ($n_0 = 1$)
- Fibre (9/125) : diamètre du coeur de 9 μm ; ON = 0,12 ; poids de Bézier W = 1,15 ; hauteur d'embout h = 12 μm.
- Fibre (10/125) : diamètre du coeur de 10 μm ; ON = 0,12 ; poids de Bézier W = 0,55 ; hauteur d'embout h = 14 μm.
- Fibre (20/125) : diamètre du coeur de 20 μm ; ON = 0,22 ; poids de Bézier est w = 1,10 ; la hauteur d'embout h = 25.8 μm.
- Fibre (50/125) : diamètre du coeur de 50 μm ; ON = 0,22 ; poids de Bézier W = 0,8 ; hauteur d'embout h = 60,6 μm.

Commentaires :

- Différents modes de galerie (WGM) peuvent être observés à la périphérie interne de l'embout. Figure A.3(d) (F.O 50/125μm) un grand nombre de modes semblent être excités. Un jet de faible intensité peut également être observé.
- Lorsque le diamètre de la fibre diminue (D diminue), figure A.3(c) avec F.O 20/125μm par exemple, le nombre de WGMs diminue et leurs cartographies sont plus marquées (leurs max d'intensité sont plus prononcés). Le jet observé n'est pas lié aux WGM, mais à la lumière sortant du guide.
- Dans le cas des fibres 10/125μm et 9/125μm, figure A.3 (a)et (b), le nombre de WGMs diminue encore plus ; leurs maximums sont encore plus intenses. L'intensité est concentrée dans peu de modes, localisés à proximité de l'apex de l'embout (en interne). Le max d'intensité est à l'intérieur de l'embout. À l'extérieur, le jet est très peu intense.

Sachant que les WGM sont fortement liés à la géométrie du résonateur (cavité), dans notre cas à la géométrie de l'embout. On a essayé de modifier la géométrie en

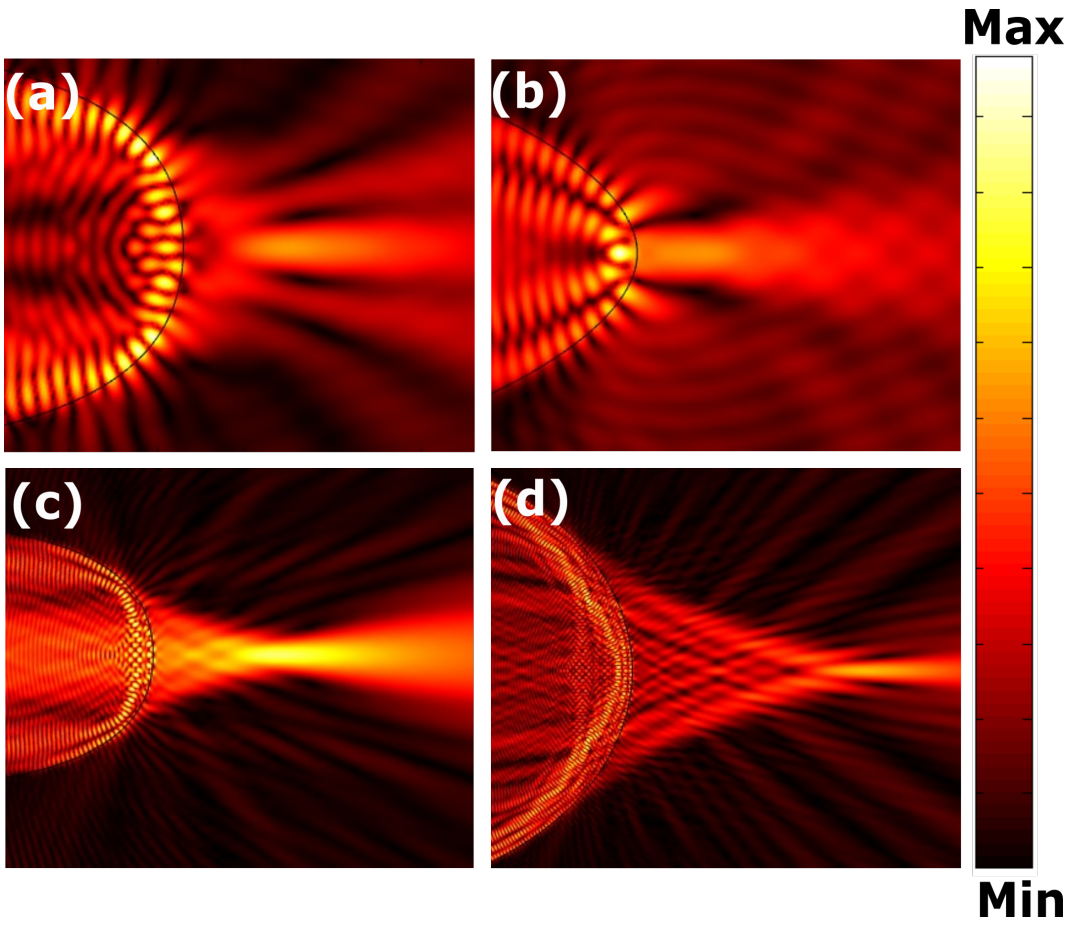


FIGURE A.3 – Distribution des WGMs en embout de guide pour différents diamètres de fibres et embouts : (a) fibre (9/125) ; h = 12 μm, W = 1,15, (b) fibre (10/125), h=14 μm, W=0,55, (c) fibre 20/125, h=25,8 μm, W=1,10, (d) fibre 50/125, h = 60,6μm, W = 0,8.

jouant sur le poids de Bézier du plus petit (bout pointu) vers le plus grand (bout arrondi) en bout d'une fibre de 9/125.
Les caractéristiques sont les suivantes :

- Fibre 9/125 (D_{Coeur} / D_{Gaine}) ;
- Hauteur embout : 12 μm ;
- Diamètre de base embout : 9 μm ;
- Indice de réfraction de l'embout : 1,457.

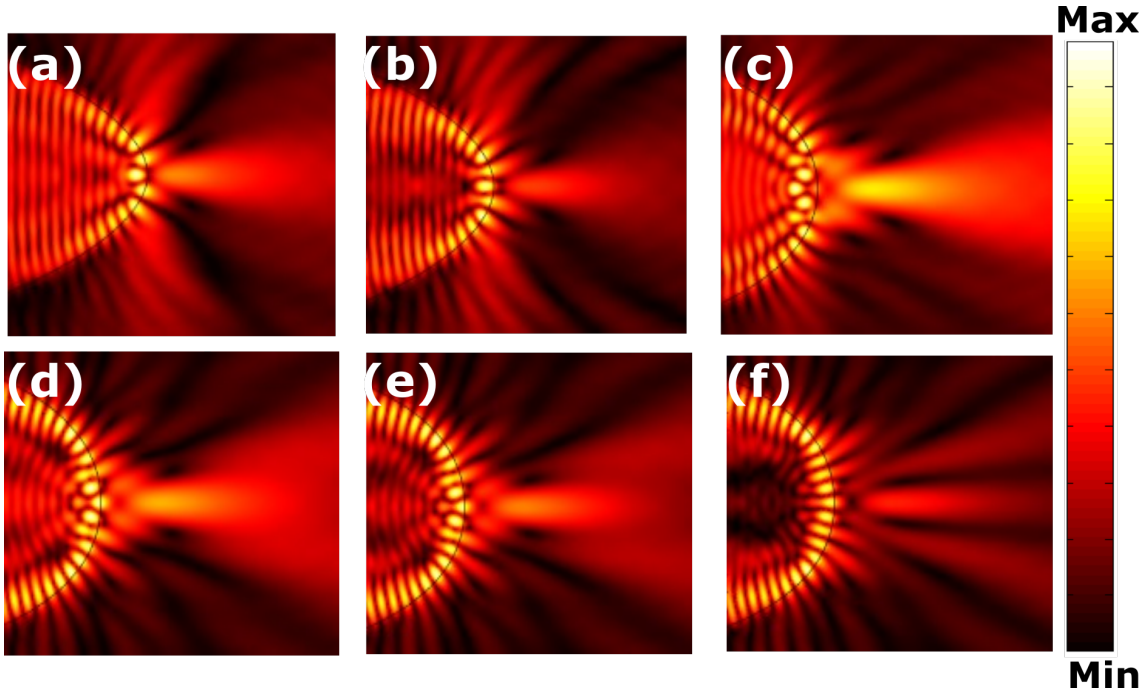


FIGURE A.4 – Distribution d'intensité des WGMs en embout de guide (9/125) pour différentes valeurs du poids de Bézier : (a) W = 0,5 ; (b) W = 0,55 ; (c) W = 0,8 ; (d) W = 0,92 ; (e) W = 0,93 ; (f) W = 0,95 ; h= 12 μm, D= 9 μm.

Annexe B

Influence des modes autres que le fondamental sur la focalisation en sortie de guide

Jusqu'à maintenant, seules des simulations considérant une excitation du mode fondamental ont été étudiées. Si le diamètre de coeur du guide est bien plus grand que la longueur d'onde de la lumière, les modes supérieurs peuvent être excités. Une concentration de l'onde électromagnétique apparaît alors, mais en dehors de l'axe, comme le montre la figure B.1. Nous avons analysé l'évolution de la cartographie du champ en fonction du mode excité.
Ce faisant, un décalage du point focal hors de l'axe optique est visible. On peut voir

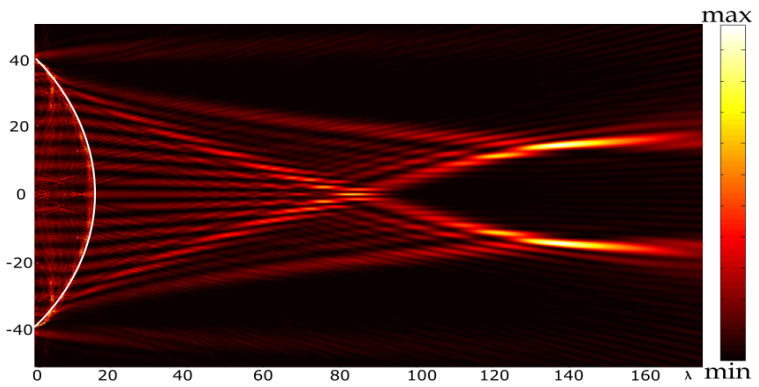


FIGURE B.1 – Simulation en fonction du mode excité en entrée d'un guide avec 20 modes, 2a = 80λ, h = 16λ, W = 0,45.

sur la figure B.1 un graphique représentant le décalage hors axe du point focal en fonction du mode excité (n°=20) pour un diamètre du cœur de 80 λ, une longueur de la pointe h de 16 λ et un poids de Bézier de 0,45 pour plusieurs ouvertures numériques : 0,12 ; 0,24 et 0,29.
L'augmentation de l'ON du guide entraîne une augmentation du nombre de modes qui peuvent être guidées dans la fibre et une augmentation du décalage hors axe du point focal.

Plus le mode excité est d'ordre élevé, plus le point focal est éloigné de l'axe

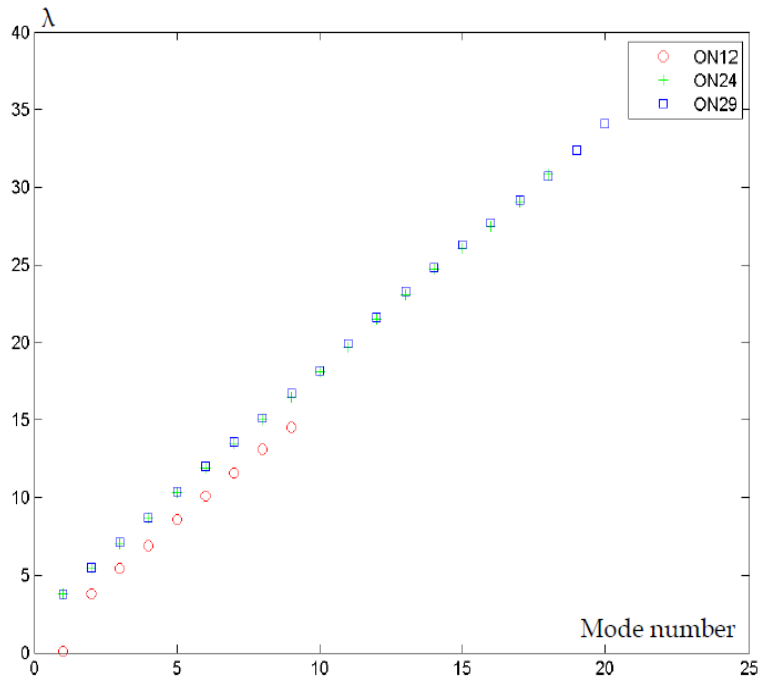


FIGURE B.2 – Position hors axe du maximum d'intensité en fonction du mode excité ((a = 80λ, h = 16λ, W = 0,45) pour plusieurs ouvertures numériques. Ouvertures numériques : 0,12 ; 0,24 et 0,29.

optique. Afin de visualiser le cas où tous les modes seraient excités, nous avons additionné tous les modes et divisé chacun des modes par son numéro de mode de propagation, comme le montre l'équation ci-dessous :

$$\left|\vec{E}_{tot}\right| \propto \sum_{m} \frac{\left|\vec{E}_m\right|^2}{m} \tag{B.1}$$

Avec $\vec{E}_m$ le champ électromagnétique du mode m et $\vec{E}_{tot}$ le champ électromagnétique total.

Annexe C

Application du Jet Photonique en embout de fibre optique à la spectroscopie Raman

La diffusion Raman a été découverte par C. V. Raman en 1928. Il s'agit d'une technique d'analyse optique non destructive basée sur le phénomène de diffusion inélastique de la lumière par effet Raman. Pour mettre en évidence l'effet Raman, on excite un matériau avec une lumière monochromatique (actuellement à l'aide d'un laser) de fréquence wi. Arrivée sur l'échantillon, une partie de la lumière incidente va être réfléchie. Une autre partie va être diffusée dans la matière. On distingue deux composantes dans la partie diffusée. La première est la diffusion élastique des photons, également appelée diffusion Rayleigh, qui n'entraine pas de modification par rapport à la fréquence wi. Une seconde composante beaucoup plus faible (1 photon sur 107 dans le silicium), la diffusion Raman, est observée avec un changement de fréquence des photons diffusés. C'est la composante de diffusion inélastique. Le schéma suivant (figure C.1) met en évidence les différents phénomènes de diffusion de la lumière sur un échantillon excité par un faisceau monochromatique

La diffusion Raman se décomposent suivant deux Raies. La grande majorité des analyses Raman sont pratiquées sur les raies Stokes, de fréquence plus élevée car elle est plus intense que la raie anti-Stokes (de fréquence moindre). Les spectres Raman montrent le décalage des Stokes par rapport à la raie Rayleigh. Ce décalage (appelé décalage Raman ou Raman shift en anglais) est typiquement représenté en cm^{-1}. Il est associé à un mode de vibration d'une liaison atomique dans le milieu analysé. L'étude des spectres permet alors de déterminer la nature du milieu excité par la raie laser.

Nous avons réalisé notre étude avec un spectroscope micro-Raman HORIBA JOBIN YVON® LabRam Aramis. Le dispositif est équipé d'une platine commandée électroniquement sur laquelle on place l'échantillon. Un ensemble optique permet, grâce à des objectifs, de d'imager la zone à d'intérêt de l'échantillon à l'aide d'une caméra. Il est possible de travailler avec deux sources de lumière blanche afin d'éclairer l'échantillon soit par réflexion soit par transmission. Notons aussi que l'image permet de focaliser précisément le laser d'excitation à l'endroit voulu de la surface

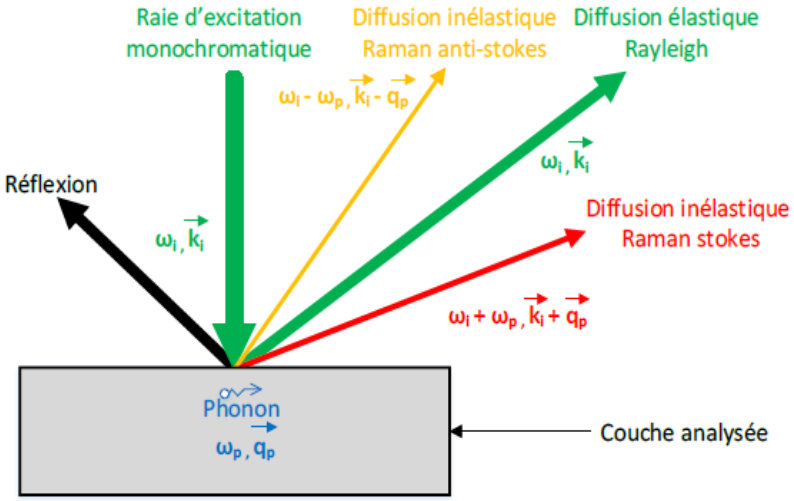


FIGURE C.1 – Phénomènes de diffusion visible dont celle utilisée en spectroscopie Raman [169].

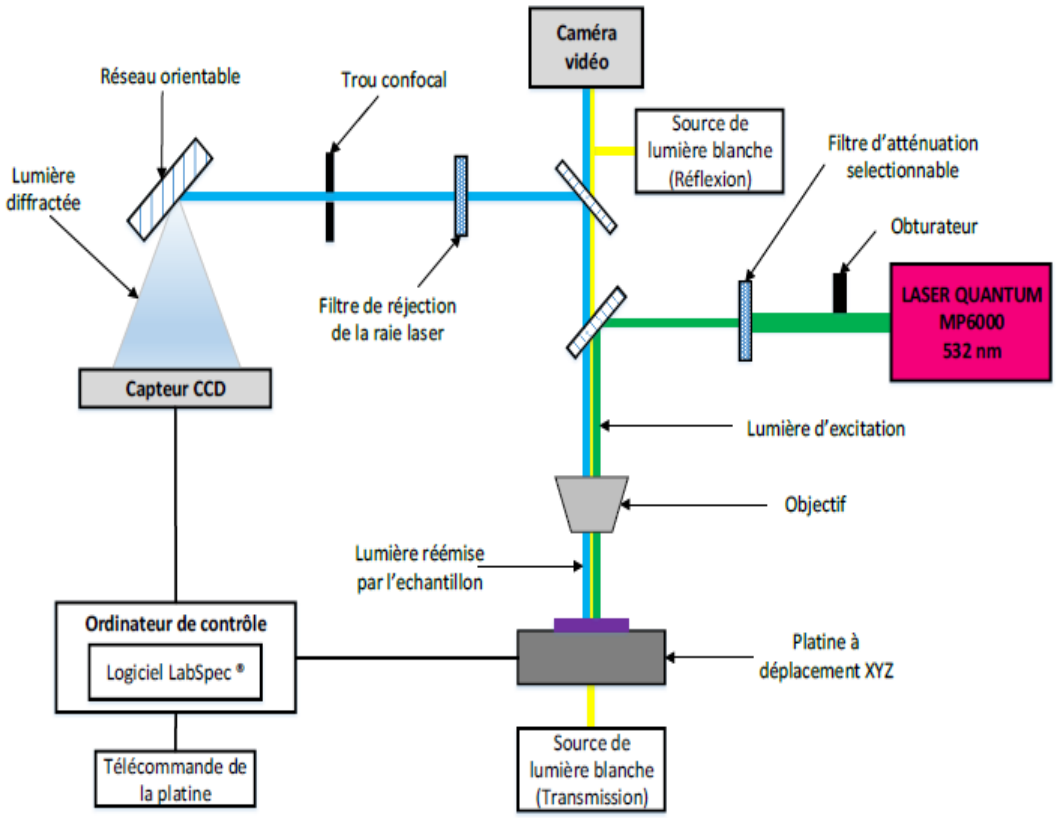


FIGURE C.2 – Dispositif optique du spectroscope Raman [169].

de l'échantillon.

La source d'excitation est un laser Coherent® OBIS 1261777 délivrant une puissance contrôlable 1 mW $<$ P$<$ 20 mW au niveau de la surface à analyser. Un système

d'injection (laser/fibre) à été exploité pour exciter le mode fondamental d'une fibre 100/140 avec embout. Une fois le laser injecté dans la fibre, le faisceau est focalisé sur la cible grâce la sortie de la fibre qui est manipulée par le bras d'un micro-robot « MiBot » (vendu par la société Imina) : voir figure C.3.

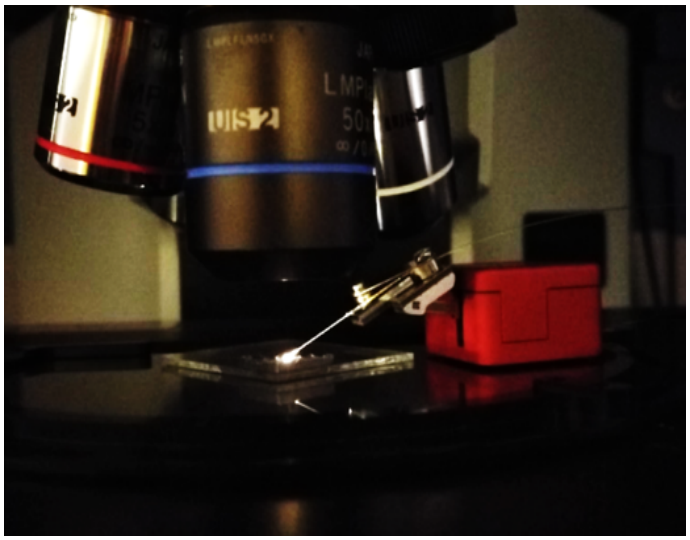


FIGURE C.3 – Eclairage de l'échantillon par une fibre à embout façonné déplacé par un micro-robot sous microscope.

Un robot mobile de 12g à 4 degrés de liberté. Il est capable de réaliser des déplacements nanométriques sur des longueurs de plusieurs centimètres. Les déplacements horizontaux (X, Y, θ) sont assurés par 3 actionneurs piézoélectriques DoF situés sous son corps. Un déplacement angulaire vertical (α) est assuré au moyen d'un actionneur piézoélectrique Dof localisé à l'intérieur de son corps (voir la figure C.4).

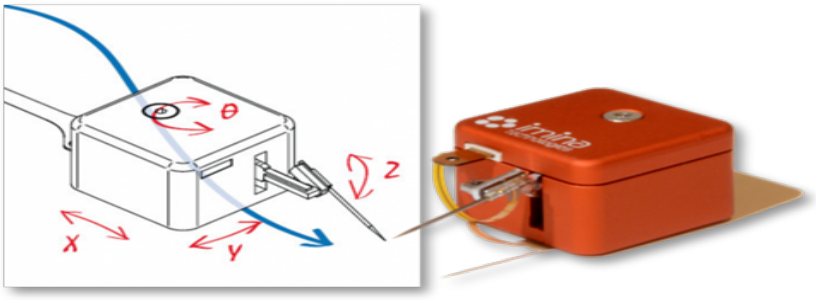


FIGURE C.4 – Les 4 degrés de liberté du MiBot.

Afin de réaliser des mesures d'une bonne précision, une calibration de l'appareil est réalisée régulièrement. Pour ce faire, des échantillons de référence, typiquement un wafer de silicium (Si), est systématiquement utilisé. Leurs caractéristiques Raman sont parfaitement connues et reproductibles.

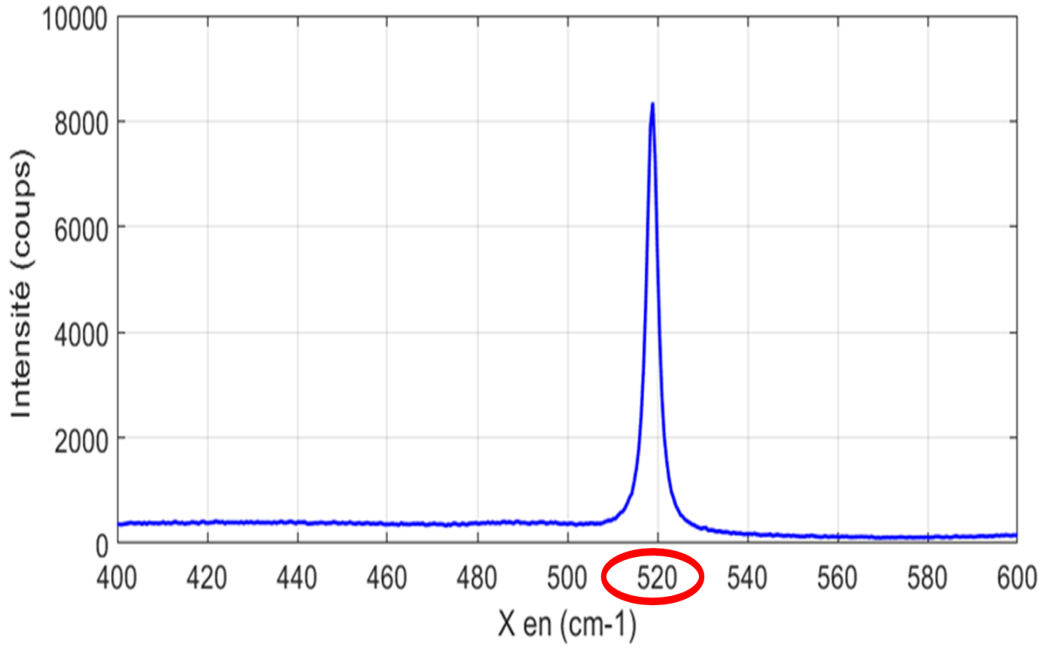


FIGURE C.5 – Spectre Raman pour un échantillon de Si exciter par un jet photonique en embout de fibre optique 100/140 à 532 nm.

La figure C.5 présente un spectre Raman d'un échantillon de silicium excité par jet photonique. Un pic très fin et intense est observé à 520 cm^{-1}, ces résultats préliminaires sont en accord avec la théorie et nous confirme la faisabilité de la technique.

Dans ce travail, il a été démontré la possibilité d'obtenir des spectres Raman sur du silicium excité par un jet photonique en embout façonné de fibre optique. Le signal Raman obtenu est comparable à celui théorique d'un échantillon de Si. Ces résultats préliminaires montrent la faisabilité de la technique. Nous allons travailler à une amélioration de cette dernière. Le plus important est de gagner en résolution pour atteindre une résolution spatiale meilleure qu'un spectromètre Raman classique utilisant un objectif de microscope. Cette technique de spectroscopie Raman fibrée, ergonomique, pourrait ouvrir la voie à une nouvelle méthode de prospection et d'analyse.

Bibliographie

[1] C. Zhigang, T. Allen et B. Vadim. "Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles : a potential novel visible-light ultramicroscopy technique". In : *Optics express* **12**(7), 2004, p. 1214.

[2] S. Lecler, Y. Takakura et P. Meyrueis. "Properties of a three-dimensional photonic jet". In : *Optics Letters* **30**(19), 2005, p. 2641.

[3] S. Lecler, S. Perrin, A. Leong-Hoi et P. Montgomery. "Photonic jet lens". In : *Scientific reports* **9**(1), 2019, p. 1.

[4] C. Du, J Kasim, Y. You, D. Shi et Z. Shen. "Enhancement of Raman scattering by individual dielectric microspheres". In : *Journal of Raman Spectroscopy* **42**(2), 2011, p. 145.

[5] W. Wu, A. Katsnelson, O. G. Memis et H. Mohseni. "A deep subwavelength process for the formation of highly uniform arrays of nanoholes and nanopillars". In : *Nanotechnology* **18**(48), 2007, p. 485302.

[6] J. Zelgowski, A. Abdurrochman, F. Mermet, P. Pfeiffer, J. Fontaine et S. Lecler. "Photonic jet subwavelength etching using a shaped optical fiber tip". In : *Optics Letters* **41**(9), 2016, p. 2073.

[7] M. Thual, D. Malarde, B. Abherve-Guegen, P. Rochard et P. Chanclou. "Truncated Gaussian beams through microlenses based on a graded-index section". In : *Optical Engineering* **46**(1), 2007, p. 015402.

[8] A. Guessoum. "Optimisation du couplage optique par modification des bouts des fibres optiques". Thèse de doct. 2018.

[9] A. Abdurrochman. "Photonic jet for spatial resolution improvement in direct pulse near-IR laser micro-etching". In : 2015.

[10] F. Patrick, W. Jérôme, D. Alexis, P. Martina, S. Brian, B. Nicolas, P. Evgueni et R. Hervé. "Direct imaging of photonic nanojets". In : *Optics express* **16**(10), 2008, p. 6930.

[11] M.-S. Kim, T. Scharf, S. Mühlig, C. Rockstuhl et H. P. Herzig. "Engineering photonic nanojets". In : *Optics express* **19**(11), 2011, p. 10206.

[12] B. Ounnas, B. Sauviac, Y. Takakura, S. Lecler, B. Bayard et S. Robert. "Single and dual photonic jets and corresponding backscattering enhancement with tipped waveguides : Direct observation at microwave frequencies". In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* **63**(12), 2015, p. 5612.

[13] H. Alexander, K. Soon-Cheol, S. A. V, T. Allen et B. Vadim. "Photonic nanojets". In : *Journal of computational and theoretical nanoscience* **6**(9), 2009, p. 1979.

[14] Y. Lu, L Zhang, W. Song, Y. Zheng et B. Luk'Yanchuk. "Laser writing of a subwavelength structure on silicon (100) surfaces with particle-enhanced optical irradiation". In : *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **72**(9), 2000, p. 457.

[15] S. Huang, M. Hong, B. Luk'yanchuk, Y. Zheng, W. Song, Y. Lu et T. Chong. "Pulsed laser-assisted surface structuring with optical near-field enhanced effects". In : *Journal of Applied Physics* **92**(5), 2002, p. 2495.

[16] T. Senthil et C. Shaochen. "Nanoscale surface modification of glass using a 1064 nm pulsed laser". In : *Applied physics letters* **83**(4), 2003, p. 758.

[17] W. Wei, K. Alex, G. M. Omer et M. Hooman. "A deep sub-wavelength process for the formation of highly uniform arrays of nanoholes and nanopillars". In : *Nanotechnology* **18**(48), 2007, p. 485302.

[18] H.-J. Munzer, M. Mosbacher, M. Bertsch, J. Zimmermann, P. Leiderer et J. Boneberg. "Local field enhancement effects for nanostructuring of surfaces". In : *Journal of microscopy* **202**(1), 2001, p. 129.

[19] N. Fukuda, K. Kunishio et S. Nakayama. "Dry-Etching System with Q-switched DPSS Laser for Flat Panel Displays". In : *Journal of Laser Micro/Nanoengineering* **2**(3), 2007, p. 241.

[20] A. Darafsheh. "Photonic nanojets and their applications". In : *Journal of Physics : Photonics* **3**(2), 2021, p. 022001.

[21] Y. Shen, L. V. Wang et J.-T. Shen. "Ultralong photonic nanojet formed by a two-layer dielectric microsphere". In : *Optics Letters* **39**(14), 2014, p. 4120.

[22] G. Guoqiang, Z. Rui, C. Zaichun, X. Huiying, C. Guoxiong, C. Zhiping et H. Minghui. "Super-long photonic nanojet generated from liquid-filled hollow microcylinder". In : *Optics Letters* **40**(4), 2015, p. 625.

[23] M. Tatsunosuke et T. Kazuya. "Direct imaging of tunable photonic nanojets from a self-assembled liquid crystal microdroplet". In : *Optics Letters* **42**(22), 2017, p. 4663.

[24] D. Bintao, X. Jun, W. Jun, Z. Jian et Z. Hao. "Switchable photonic nanojet by electro-switching nematic liquid crystals". In : *Nanomaterials* **9**(1), 2019, p. 72.

[25] N Eti, I. Giden, Z Hayran, B Rezaei et H. Kurt. "Manipulation of photonic nanojet using liquid crystals for elliptical and circular core-shell variations". In : *Journal of Modern Optics* **64**(15), 2017, p. 1566.

[26] M. Tatsunosuke et O. Akiko. "Finite-difference time-domain analysis of photonic nanojets from liquid-crystal-containing microcylinder". In : *Japanese Journal of Applied Physics* **53**(1S), 2014, p. 01AE04.

[27] L. Cheng-Yang. "Tunable nanojet-induced mode achieved by coupled core–shell microcylinders with nematic liquid crystals". In : *Physics Letters A* **378**(3), 2014, p. 229.

[28] K. Soon-Cheol, T. Allen et B. Vadim. "Quasi one-dimensional light beam generated by a graded-index microsphere". In : *Optics Express* **17**(5), 2009, p. 3722.

[29] D. Arash et B. Douglas. "Systematic study of the characteristics of the photonic nanojets formed by dielectric microcylinders". In : *Optics Communications* **402** 2017, p. 270.

[30] K. Soon-Cheol, T. Allen et B. Vadim. "Quasi one-dimensional light beam generated by a graded-index microsphere : errata". In : *Optics Express* **18**(4), 2010, p. 3973.

[31] Y. E. Geints, A. Zemlyanov et E. Panina. "Controlling the parameters of photon nanojets of composite microspheres". In : *Optics and Spectroscopy* **109**(4), 2010, p. 590.

[32] G. Guoqiang, S. Liyang, S. Jun, Q. Junle, Z. Kai, S. Xingliang, P. Zeng, H. Jie, C. Xiaolong, C. Ming et al. "Photonic hooks from Janus microcylinders". In : *Optics express* **27**(26), 2019, p. 37771.

[33] D. Arash. "Influence of the background medium on imaging performance of microsphere-assisted super-resolution microscopy". In : *Optics Letters* **42**(4), 2017, p. 735.

[34] R. Bernard et W. Emil. "Electromagnetic diffraction in optical systems, II. Structure of the image field in an aplanatic system". In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **253**(1274), 1959, p. 358.

[35] L. Yong, W. Baoyong et D. Zhihua. "Influence of incident light polarization on photonic nanojet". In : *Chinese Optics Letters* **9**(7), 2011, p. 072901.

[36] S. Lecler. "Etude de la diffusion de la lumière par des particules submicroniques". Thèse de doct. Thèse de doctorat d'Etat, Université Louis Pasteur Strasbourg I Strasbourg, 2005.

[37] H. Zhu, Z. Chen, C. C. Tow et M. Hong. "Photonic jet with ultralong working distance by hemispheric shell". In : *Optics express* **23**(5), 2015, p. 6626.

[38] P. Alberto, S. Sahar, H. Ralf et H. Ch. "Shape optimization of microlenses". In : *Optics express* **23**(10), 2015, p. 13099.

[39] Y. E. Geints, A. A. Zemlyanov et E. K. Panina. "Photonic jets from resonantly excited transparent dielectric microspheres". In : *JOSA B* **29**(4), 2012, p. 758.

[40] I Mahariq et H. Kurt. "On-and off-optical-resonance dynamics of dielectric microcylinders under plane wave illumination". In : *JOSA B* **32**(6), 2015, p. 1022.

[41] M.-S. Kim, T. Scharf, S. Mühlig, C. Rockstuhl et H. PetervHerzig. "Engineering photonic nanojets". In : *Optics express* **19**(11), 2011, p. 10206.

[42] I. V. Minin, C.-Y. Liu, Y. E. Geints et O. V. Minin. "Recent advances in integrated photonic jet-based photonics". In : *Photonics*. Vol. **7**. Multidisciplinary Digital Publishing Institute. 2020, p. 41.

[43] A. Devilez, N. Bonod, J. Wenger, D. Gérard, B. Stout, H. Rigneault et E. Popov. "Three-dimensional subwavelength confinement of light with dielectric microspheres". In : *Optics Express* **17**(4), 2009, p. 2089.

[44] D. Grojo, N. Sandeau, L. Boarino, C. Constantinescu, N. D. Leo, M. Laus et K. Sparnacci. "Bessel-like photonic nanojets from core-shell sub-wavelength spheres". In : *Optics Letters* **39**(13), 2014, p. 3989.

[45] M. Wu, B. Huang, R Chen, Y Yang, J. Wu, R Ji, X. Chen et M. Hong. "Modulation of photonic nanojets generated by microspheres decorated with concentric rings". In : *Optics express* **23**(15), 2015, p. 20096.

[46] W. Mengxue, C. Rui, S. Jiahao, S. Yue, J. Lishi, W. Jianfeng, C. Xudong, J. Rong et H. Minghui. "Super-focusing of center-covered engineered microsphere". In : *Scientific reports* **6**(1), 2016, p. 1.

[47] V. Pacheco-Peña, I. V. Minin, O. V. Minin et M. Beruete. "Comprehensive analysis of photonic nanojets in 3D dielectric cuboids excited by surface plasmons". In : *Annalen der Physik* **528**(9-10), 2016, p. 684.

[48] I. V. Minin, O. V. Minin, D. S. Ponomarev et I. A. Glinskiy. "Photonic hook plasmons : a new curved surface wave". In : *Annalen der Physik* **530**(12), 2018, p. 1800359.

[49] S. A. Degtyarev, A. P. Porfirev et S. N. Khonina. "Photonic nanohelix generated by a binary spiral axicon". In : *Applied Optics* **55**(12), 2016, p. B44.

[50] K. Myun-Sik, V. Andreas, R. Carsten, L. B. Vosoughi, H. Markus, M. Kuittinen, M. Roussey et H. P. Herzig. "Multiple self-healing Bloch surface wave beams generated by a two-dimensional fraxicon". In : *Communications Physics* **1**(1), 2018, p. 1.

[51] A. Yannick, V. Andreas, L. B. Vosoughi, H. H. Peter, R. Carsten et K. Myun-Sik. "Inverse photonic design of functional elements that focus Bloch surface waves". In : *Light : Science & Applications* **7**(1), 2018, p. 1.

[52] J. Dongquan, P. Hanzhang, J. Yongyuan et S. Xiudong. "Controllable and enhanced nanojet effects excited by surface plasmon polariton". In : *Applied Physics Letters* **102**(17), 2013, p. 171109.

[53] E. Mcleod et C. B. Arnold. "Subwavelength direct-write nanopatterning using optically trapped microspheres". In : *Nature nanotechnology* **3**(7), 2008, p. 413.

[54] C. Zhigang, T. Allen et B. Vadim. "Highly efficient optical coupling and transport phenomena in chains of dielectric microspheres". In : *Optics Letters* **31**(3), 2006, p. 389.

[55] A. Kapitonov et V. Astratov. "Observation of nanojet-induced modes with small propagation losses in chains of coupled spherical cavities". In : *Optics Letters* **32**(4), 2007, p. 409.

[56] S. Yang et V. N. Astratov. "Photonic nanojet-induced modes in chains of size-disordered microspheres with an attenuation of only 0.08 dB per sphere". In : *Applied Physics Letters* **92**(26), 2008, p. 261111.

[57] K. W. Allen, A. Darafsheh, F. Abolmaali, N. Mojaverian, N. I. Limberopoulos, A. Lupu et V. N. Astratov. “Microsphere-chain waveguides : Focusing and transport properties”. In : *Applied Physics Letters* **105**(2), 2014, p. 021112.

[58] V. N. Astratov, A. Darafsheh, M. D. Kerr, K. W. Allen et N. M. Fried. “Focusing microprobes based on integrated chains of microspheres”. In : *Piers Online* **6**(8), 2010, p. 793.

[59] M. Tadashi, W. Yutaka, O. Tsunenobu, H. Takeru, I. Naoki, S. Yoshimasa, T. Tadashi et O. Hidetoshi. “Micro-demultiplexer of coupled resonator optical waveguide fabricated by microspheres”. In : *Advanced Materials* **22**(28), 2010, p. 3022.

[60] Y. Takakura, H. Halaq, S. Lecler, S. Robert et B. Sauviac. “Single and dual photonic jets with tipped waveguides : An integral approach”. In : *IEEE Photonics Technology Letters* **24**(17), 2012, p. 1516.

[61] B. Ounnas. “Étude et optimisations de jets photoniques pour des applications non conventionnelles dans les domaines optique et hyperfréquences”. Thèse de doct. Saint-Etienne, 2015.

[62] H. Hyani. “Jet électromagnétique 3D : détection, imagerie et contrôle non destructif dans des structures opaques”. Thèse de doct. Jean Monnet de Saint-Étienne, 2021.

[63] P. Ghenuche, H. Rigneault et J. Wenger. “Photonic nanojet focusing for hollow-core photonic crystal fiber probes”. In : *Applied optics* **51**(36), 2012, p. 8637.

[64] P. Ghenuche, H. Rigneault et J. Wenger. “Hollow-core photonic crystal fiber probe for remote fluorescence sensing with single molecule sensitivity”. In : *Optics express* **20**(27), 2012, p. 28379.

[65] K. W. Allen, A. F. Kosolapov, A. N. Kolyadin, A. D. Pryamikov, N. Mojaverian, N. I. Limberopoulos et V. N. Astratov. “Photonic jets produced by microspheres integrated with hollow-core fibers for ultraprecise laser surgery”. In : *2013 15th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*. IEEE. 2013, p. 1.

[66] R. Pierron, S. Lecler, J. Zelgowski, P. Pfeiffer, F. Mermet et J. Fontaine. “Etching of semiconductors and metals by the photonic jet with shaped optical fiber tips”. In : *Applied Surface Science* **418** 2017, p. 452.

[67] R. Pierron, P. Pfeiffer, G. Chabrol et S. Lecler. “Photonic jet : direct micro-peak machining”. In : *Applied Physics A* **123**(11), 2017, p. 1.

[68] R. Pierron, J. Zelgowski, P. Pfeiffer, J. Fontaine et S. Lecler. “Photonic jet : key role of injection for etchings with a shaped optical fiber tip”. In : *Optics letters* **42**(14), 2017, p. 2707.

[69] R. Pierron, G. Chabrol, S. Roques, P. Pfeiffer, J.-P. Yehouessi, G. Bouwmans et S. Lecler. “Large-mode-area optical fiber for photonic nanojet generation”. In : *Optics letters* **44**(10), 2019, p. 2474.

[70] C.-H. Tien, Y.-C. Lai, T. D. Milster et H.-P. D. Shieh. "Design and fabrication of fiber lenses for optical recording applications". In : *Jpn. J. Appl. Phys.* **41**(3S), 2002, p. 1834.

[71] A. Malki, R. Bachelot et F. V. Lauwe. "Two-step process for micro lens-fibre fabrication using a continuous CO2 laser source". In : *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **3**(4), 2001, p. 291.

[72] N.-E. Demagh, A. Guessoum, R. Zegari et T. Gharbi. "Self-centring technique for fibre optic microlens mounting using a concave cone-etched fibre". In : *Measurement Science and Technology* **22**(11), 2011, p. 115302.

[73] G. Milton, Y. A. Gharbia et J. Katupitiya. "Mechanical fabrication of precision microlenses on optical fiber endfaces". In : *Optical Engineering* **44**(12), 2005, p. 123402.

[74] Y.-T. Tseng, J.-B. Huang, T.-Y. Hung, H.-Y. Jhou et C.-L. Kuo. "Lensed plastic optical fiber employing hyperbolic end filled with high-index resin using electrostatic force". In : *Precision Engineering* **38**(1), 2014, p. 183.

[75] S. Zheng, X. Zeng, W. Luo, S. Jradi, J. Plain, M. Li, P. Renaud-Goud, R. Deturche, Z. W. u Jieting Ko et al. "Rapid fabrication of micro-nanometric tapered fiber lens and characterization by a novel scanning optical microscope with submicron resolution". In : *Optics express* **21**(1), 2013, p. 30.

[76] L. Ghisa. "Couplage de micro résonateurs. Applications aux fonctions optiques de traitement du signal". Thèse de doct. Université Rennes 1, 2008.

[77] S.-M. Yeh, S.-Y. Huang et W.-H. Cheng. "A new scheme of conical-wedge-shaped fiber endface for coupling between high-power laser diodes and single-mode fibers". In : *Journal of lightwave technology* **23**(4), 2005, p. 1781.

[78] H. Malik. "Croissance d'un micro-composant en bout de fibre optique par photopolymérisation". Thèse de doct. Université Paul Verlaine-Metz, 2004.

[79] N. Chevalier. "Sondes actives à base d'un nanocristal semiconducteur unique pour l'optique en champ proche : concept et réalisation". Thèse de doct. Université Joseph-Fourier-Grenoble I, 2005.

[80] G Eisenstein et D Vitello. "Chemically etched conical microlenses for coupling single-mode lasers into single-mode fibers". In : *Applied Optics* **21**(19), 1982, p. 3470.

[81] S. T. Tso et J. A. Pask. "Reaction of glasses with hydrofluoric acid solution". In : *Journal of the American Ceramic Society* **65**(7), 1982, p. 360.

[82] K. R. Mikeska, S. J. Bennison et S. L. Grise. "Corrosion of ceramics in aqueous hydrofluoric acid". In : *Journal of the American Ceramic Society* **83**(5), 2000, p. 1160.

[83] X. Huo et S. Pan. "A method to fabricate hemispherical micro-lens of optical fiber". In : *2008 International Conference on Optical Instruments and Technology : Microelectronic and Optoelectronic Devices and Integration*. Vol. **7158**. International Society for Optics et Photonics. 2009, p. 715804.

[84] Z. Bouhafs, A. Guessoum, A. Guermat, D. Bouaziz, S. Lecler et N.-E. Demagh. "Parabolic microlensed optical fiber for coupling efficiency improvement in single mode fiber". In : *Optics Continuum* 2022, p. accepté.

[85] G. Mie. "Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen". In : *Annalen der physik* **330**(3), 1908, p. 377.

[86] Y.-l. Xu et B. Å. Gustafson. "A generalized multiparticle Mie-solution : further experimental verification". In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **70**(4-6), 2001, p. 395.

[87] K. Knop. "Rigorous diffraction theory for transmission phase gratings with deep rectangular grooves". In : *JOSA* **68**(9), 1978, p. 1206.

[88] L. Li. *Fourier modal method*. 2014.

[89] K. S. Edee. "Méthodes modales pour la modélisation de nanostructures photoniques périodiques et non périodiques". Thèse de doct. 2012.

[90] K. Yee. "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media". In : *IEEE Transactions on antennas and propagation* **14**(3), 1966, p. 302.

[91] K. S. Kunz et R. J. Luebbers. *The finite difference time domain method for electromagnetics*. CRC press, 1993.

[92] J. L. Volakis et L. C. Kempel. "Electromagnetics : Computational methods and considerations". In : *IEEE computational science and engineering* **2**(1), 1995, p. 42.

[93] Y. Lu, L Zhang, W. Song, Y. Zheng et B. Luk'Yanchuk. "Laser writing of a subwavelength structure on silicon (100) surfaces with particle-enhanced optical irradiation". In : *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **72**(9), 2000, p. 457.

[94] Y. Elkarkri, X. Li, B. Zeng, Z. Lian, J. Zhou et Y. Wang. "Laser photonic nanojets triggered thermoplasmonic micro/nanofabrication of polymer materials for enhanced resolution". In : *Nanotechnology* **32**(14), 2021, p. 145301.

[95] R. A. Rahman, T. Uenohara, Y. Mizutani et Y. Takaya. "First Step Toward Laser Micromachining Realization by Photonic Nanojet in Water Medium". In : *International Journal of Automation Technology* **15**(4), 2021, p. 492.

[96] C.-Y. Liu et Y.-H. Wang. "Real-space observation of photonic nanojet in dielectric microspheres". In : *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures* **61** 2014, p. 141.

[97] C.-Y. Liu et C.-J. Chen. "Characterization of photonic nanojets in dielectric microdisks". In : *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures* **73** 2015, p. 226.

[98] I. V. Minin, O. V. Minin, C.-Y. Liu, H.-D. Wei et A. Karabchevsky. "Simulation and experimental observation of tunable photonic nanojet and photonic hook upon asymmetric illumination of a mesoscale cylinder with mask". In : *arXiv preprint arXiv :2004.05911* 2020.

[99] M.-S. Kim, T. Scharf, S. Mühlig, C. Rockstuhl et H. P. Herzig. "Photonic Nanojet engineering : Focal point shaping with scattering phenomena of dielectric microspheres". In : *Integrated Optics : Devices, Materials, and Technologies XV*. Vol. **7941**. International Society for Optics et Photonics. 2011, p. 794115.

[100] L. Zhao et C. K. Ong. "Direct observation of photonic jets and corresponding backscattering enhancement at microwave frequencies". In : *Journal of Applied Physics* **105**(12), 2009, p. 123512.

[101] H. Hyani, B. Sauviac, M. K. Edee, G. Granet et S. Robert. "Numerical Study of a Photonic Jet with Aperiodic Fourier Modal Method and Experimental Validation". In : *Progress In Electromagnetics Research C* **88** 2018, p. 133.

[102] I. V. Minin, O. V. Minin, D. S. Ponomarev, I. A. Glinskiy, D. I. Yakubovsky, V. Volkov et al. "First experimental observation of plasmonic photonic jet based on dielectric cube". In : *arXiv preprint arXiv :1912.13373* 2019.

[103] C.-Y. Liu, W.-Y. Chen, Y. E. Geints, O. V. Minin et I. V. Minin. "Simulation and experimental observations of axial position control of a photonic nanojet by a dielectric cube with a metal screen". In : *Optics Letters* **46**(17), 2021, p. 4292.

[104] L. Rayleigh. "XXXI. Investigations in optics, with special reference to the spectroscope". In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **8**(49), 1879, p. 261.

[105] C. M. Sparrow. "On spectroscopic resolving power". In : *The Astrophysical Journal* **44** 1916, p. 76.

[106] W. V. Houston. "A compound interferometer for fine structure work". In : *Physical Review* **29**(3), 1927, p. 478.

[107] S. Perrin, H. Li, S. Lecler et P. Montgomery. "Unconventional magnification behaviour in microsphereassisted microscopy". In : *Optics Laser Technology* **114**(40), 2019.

[108] S. Perrin, A. Leong-Hoï, S. Lecler, P. Pfeiffer, I. Kassamakov, A. Nolvi, E. Hæggström et P. Montgomery. "Microsphere-assisted phase-shifting profilometry". In : *Applied Optics* **56** 2017, p. 7249.

[109] Z. Wang. "Microsphere super-resolution imaging". In : *Nanoscience* **3** 2016, p. 193.

[110] A. Darafsheh, G. F. Walsh, L. Dal Negro et V. N. Astratov. "Optical super-resolution by high-index liquid-immersed microspheres". In : *Applied Physics Letters* **101**(14), 2012, p. 141128.

[111] A. Darafsheh, N. I. Limberopoulos, J. S. Derov, D. E. Walker Jr et V. N. Astratov. "Advantages of microsphere-assisted super-resolution imaging technique over solid immersion lens and confocal microscopies". In : *Applied Physics Letters* **104**(6), 2014, p. 061117.

[112] A. Darafsheh, C. Guardiola, A. Palovcak, J. C. Finlay et A. Cárabe. "Optical super-resolution imaging by high-index microspheres embedded in elastomers". In : *Optics Letters* **40**(1), 2015, p. 5.

[113] M. Deubel, G. Von Freymann, M. Wegener, S. Pereira, K. Busch et C. M. Soukoulis. "Direct laser writing of three-dimensional photonic-crystal templates for telecommunications". In : *Nature materials* **3**(7), 2004, p. 444.

[114] W. Gao, N. Singh, L. Song, Z. Liu, A. L. M. Reddy, L. Ci, R. Vajtai, Q. Zhang, B. Wei et P. M. Ajayan. "Direct laser writing of micro-supercapacitors on hydrated graphite oxide films". In : *Nature nanotechnology* **6**(8), 2011, p. 496.

[115] W. Wu, A. Katsnelson, O. G. Memis et H. Mohseni. "A deep sub-wavelength process for the formation of highly uniform arrays of nanoholes and nanopillars". In : *Nanotechnology* **18**(48), 2007, p. 485302.

[116] A. Jacassi, F. Tantussi, M. Dipalo, C. Biagini, N. Maccaferri, A. Bozzola et F. De Angelis. "Scanning probe photonic nanojet lithography". In : *ACS applied materials & interfaces* **9**(37), 2017, p. 32386.

[117] W. Chiu, M. Alkaisi, G Kumaravelu, R. Blaikie, R. Reeves et A Bittar. "Sub-wavelength texturing for solar cells using interferometric lithography". In : *Advances in Science and Technology*. Vol. **51**. Trans Tech Publ. 2006, p. 115.

[118] A. Rogalski. "Quantum well photoconductors in infrared detector technology". In : *Journal of Applied Physics* **93**(8), 2003, p. 4355.

[119] R. Zhang, Y. Zhang, Z. Dong, S Jiang, C Zhang, L. Chen, L Zhang, Y Liao, J Aizpurua, Y. e. Luo et al. "Chemical mapping of a single molecule by plasmon-enhanced Raman scattering". In : *Nature* **498**(7452), 2013, p. 82.

[120] I. Doğan, R. Gresback, T. Nozaki et M. C. Van De Sanden. "Analysis of temporal evolution of quantum dot surface chemistry by surface-enhanced Raman scattering". In : *Scientific reports* **6**(1), 2016, p. 1.

[121] K. Chen, C. Yuen, Y. Aniweh, P. Preiser et Q. Liu. "Towards ultrasensitive malaria diagnosis using surface enhanced Raman spectroscopy". In : *Scientific reports* **6**(1), 2016, p. 1.

[122] S. Li, L. Li, Q. Zeng, Y. Zhang, Z. Guo, Z. Liu, M. Jin, C. Su, L. Lin, J. Xu et al. "Characterization and noninvasive diagnosis of bladder cancer with serum surface enhanced Raman spectroscopy and genetic algorithms". In : *Scientific reports* **5**(1), 2015, p. 1.

[123] K. Yi, H Wang, Y. Lu et Z. Yang. "Enhanced Raman scattering by self-assembled silica spherical microparticles". In : *Journal of applied physics* **101**(6), 2007, p. 063528.

[124] A. Arya, R. Laha, G. M. Das et V. R. Dantham. "Enhancement of R aman scattering signal using photonic nanojet of portable and reusable single microstructures". In : *Journal of Raman Spectroscopy* **49**(5), 2018, p. 897.

[125] G. M. Das, A. B. Ringne, V. R. Dantham, R. K. Easwaran et R. Laha. "Numerical investigations on photonic nanojet mediated surface enhanced Raman scattering and fluorescence techniques". In : *Optics express* **25**(17), 2017, p. 19822.

[126] H. Patel, P. Kushwaha et M. Swami. "Photonic nanojet assisted enhancement of Raman signal : Effect of refractive index contrast". In : *Journal of Applied Physics* **123**(2), 2018, p. 023102.

[127] Y.-J. Wang, C.-A. Dai et J.-H. Li. "Numerical study of tunable photonic nanojets generated by biocompatible hydrogel core-shell microspheres for surface-enhanced Raman scattering applications". In : *Polymers* **11**(3), 2019, p. 431.

[128] S. H. Huang, X. Jiang, B. Peng, C. Janisch, A. Cocking, Ş. K. Özdemir, Z. Liu et L. Yang. "Surface-enhanced Raman scattering on dielectric microspheres with whispering gallery mode resonance". In : *Photonics Research* **6**(5), 2018, p. 346.

[129] C. Du, J Kasim, Y. You, D. Shi et Z. Shen. "Enhancement of Raman scattering by individual dielectric microspheres". In : *Journal of Raman Spectroscopy* **42**(2), 2011, p. 145.

[130] X. Li, Z. Chen, A. Taflove et V. Backman. "Optical analysis of nanoparticles via enhanced backscattering facilitated by 3-D photonic nanojets". In : *Optics express* **13**(2), 2005, p. 526.

[131] A. Heifetz, J. J. Simpson, S.-C. Kong, A. Taflove et V. Backman. "Subdiffraction optical resolution of a gold nanosphere located within the nanojet of a Mie-resonant dielectric microsphere". In : *Optics Express* **15**(25), 2007, p. 17334.

[132] A. Heifetz, K. Huang, A. V. Sahakian, X. Li, A. Taflove et V. Backman. "Experimental confirmation of backscattering enhancement induced by a photonic jet". In : *Applied physics letters* **89**(22), 2006, p. 221118.

[133] Z. Chen, A. Taflove, X. Li et V. Backman. "Superenhanced backscattering of light by nanoparticles". In : *Optics letters* **31**(2), 2006, p. 196.

[134] S. Yang, A. Taflove et V. Backman. "Experimental confirmation at visible light wavelengths of the backscattering enhancement phenomenon of the photonic nanojet". In : *Optics express* **19**(8), 2011, p. 7084.

[135] G. Gu, J. Song, M. Chen, X. Peng, H. Liang et J. Qu. "Single nanoparticle detection using a photonic nanojet". In : *Nanoscale* **10**(29), 2018, p. 14182.

[136] X. Cui, D. Erni et C. Hafner. "Optical forces on metallic nanoparticles induced by a photonic nanojet". In : *Optics express* **16**(18), 2008, p. 13560.

[137] H. Wang, J. Zhang, X. Wu et D. Shen. "On-resonance photonic nanojets for nanoparticle trapping". In : *Optics express* **27**(8), 2019, p. 10472.

[138] A. A. R. Neves. "Photonic nanojets in optical tweezers". In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **162** 2015, p. 122.

[139] A. Kovrov, A. Novitsky, A. Karabchevsky et A. S. Shalin. "A photonic nanojet as tunable and polarization-sensitive optical tweezers". In : *Annalen der Physik* **530**(9), 2018, p. 1800129.

[140] Y.-C. Li, H.-B. Xin, H.-X. Lei, L.-L. Liu, Y.-Z. Li, Y. Zhang et B.-J. Li. "Manipulation and detection of single nanoparticles and biomolecules by a photonic nanojet". In : *Light : Science & Applications* **5**(12), 2016, p. e16176.

[141] P.-A. Bélanger. "Les fibres optiques : supplément d'électromagnétisme appliqué". In : *Université Laval, Canada* 1992.

[142] J.-P. Goure et I. Verrier. *Optical fibre devices*. IOP Publishing Ltd, 2002.

[143] G. E. Farin et G. Farin. *Curves and surfaces for CAGD : a practical guide*. Morgan Kaufmann, 2002.

[144] G. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Pres, 2012.

[145] D. Marcuse. "Loss analysis of single-mode fiber splices". In : *Bell system technical journal* **56**(5), 1977, p. 703.

[146] Y. E. Geints, A. Zemlyanov et E. Panina. "Microaxicon-generated photonic nanojets". In : *JOSA B* **32**(8), 2015, p. 1570.

[147] D. Bouaziz, G. Chabrol, A. Guessoum, N.-E. Demagh et S. Lecler. "Photonic Jet-Shaped Optical Fiber Tips versus Lensed Fibers". In : *Photonics*. Vol. **8**. Multidisciplinary Digital Publishing Institute. 2021, p. 373.

[148] M. Baranski, S. Perrin, N. Passilly, L. Froehly, J. Albero, S. Bargiel et C. Gorecki. "A simple method for quality evaluation of microoptical components based on 3D IPSF measurement". In : *Optics express* **22**(11), 2014, p. 13202.

[149] P. A. Jansson. *Deconvolution of images and spectra*. Courier Corporation, 2014.

[150] N. Demagh, S. Lecler, A. Guessoum, Z. Bouhafs et D. Bouaziz. "Process and system for manufacturing an optical component by moulding an optical fiber". Brev. n° 21315008.9. Janvier 2021.

[151] N.-E. Demagh, A. Guessoum et H. Aissat. "Chemical etching of concave cone fibre ends for core fibre alignment". In : *Measurement Science and Technology* **17**(1), 2005, p. 119.

[152] M. Zaboub. "Etude d'un micro-collimateur a fibre optique et microlentille en polymere". Thèse de doct. 2018.

[153] D. Bouaziz, S. Perrin, G. C. T. Hajj, A. Guessoum, N.-E. Demagh et S. Lecler. "Direct imaging of a photonic jet at shaped fiber tips". In : *Optics Letters* **46**(20), 2021, p. 5125.

[154] G. Righini, Y. Dumeige, P. Féron, M. Ferrari, G. N. Conti, D. Ristic et S. Soria. "Whispering gallery mode microresonators : fundamentals and applications". In : *La Rivista del Nuovo Cimento* **34**(7), 2011, p. 435.

[155] A. Chiasera, Y. Dumeige, P. Feron, M. Ferrari, Y. Jestin, G. Nunzi Conti, S. Pelli, S. Soria et G. C. Righini. "Spherical whispering-gallery-mode microresonators". In : *Laser & Photonics Reviews* **4**(3), 2010, p. 457.

[156] A. N. Oraevsky. “Whispering-gallery waves”. In : *Quantum electronics* **32**(5), 2002, p. 377.

[157] J. Ward et O. Benson. “WGM microresonators : sensing, lasing and fundamental optics with microspheres”. In : *Laser & Photonics Reviews* **5**(4), 2011, p. 553.

[158] A. Matsko, A. Savchenkov, D Strekalov, V. Ilchenko et L Maleki. “Review of applications of whispering-gallery mode resonators in photonics and nonlinear optics”. In : *IPN Progress Report* **42**(162), 2005, p. 1.

[159] V. R. Dantham, S. Holler, C. Barbre, D. Keng, V. Kolchenko et S. Arnold. “Label-free detection of single protein using a nanoplasmonic-photonic hybrid microcavity”. In : *Nano letters* **13**(7), 2013, p. 3347.

[160] X. Xu, X. Jiang, G. Zhao et L. Yang. “Phone-sized whispering-gallery microresonator sensing system”. In : *Optics express* **24**(23), 2016, p. 25905.

[161] S. H. Huang, S. Sheth, E. Jain, X. Jiang, S. P. Zustiak et L. Yang. “Whispering gallery mode resonator sensor for in situ measurements of hydrogel gelation”. In : *Optics express* **26**(1), 2018, p. 51.

[162] S Arnold, M Khoshsima, I. Teraoka, S Holler et F Vollmer. “Shift of whispering-gallery modes in microspheres by protein adsorption”. In : *Optics Letters* **28**(4), 2003, p. 272.

[163] L. Yang et K. Vahala. “Gain functionalization of silica microresonators”. In : *Optics Letters* **28**(8), 2003, p. 592.

[164] X.-F. Jiang, C.-L. Zou, L. Wang, Q. Gong et Y.-F. Xiao. “Whispering-gallery microcavities with unidirectional laser emission”. In : *Laser & Photonics Reviews* **10**(1), 2016, p. 40.

[165] X. Chen, Y.-C. Liu, P. Peng, Y. Zhi et Y.-F. Xiao. “Cooling of macroscopic mechanical resonators in hybrid atom-optomechanical systems”. In : *Physical Review A* **92**(3), 2015, p. 033841.

[166] M. Aspelmeyer, T. J. Kippenberg et F. Marquardt. “Cavity optomechanics”. In : *Reviews of Modern Physics* **86**(4), 2014, p. 1391.

[167] J. Xavier, S. Vincent, F. Meder et F. Vollmer. “Advances in optoplasmonic sensors–combining optical nano/microcavities and photonic crystals with plasmonic nanostructures and nanoparticles”. In : *Nanophotonics* **7**(1), 2018, p. 1.

[168] M. Baaske et F. Vollmer. “Optical resonator biosensors : molecular diagnostic and nanoparticle detection on an integrated platform”. In : *ChemPhysChem* **13**(2), 2012, p. 427.

[169] F. Stock. “Traitements laser UV de couches de carbone amorphe adamantin (DLC) obtenues par ablation laser pulsée (PLD) : application à la synthèse d’électrodes transparentes”. Thèse de doct. Université de Strasbourg, 2019.

Curriculum Vitae

Djamila BOUAZIZ

Doctorante

46 Boulevard de la victoire
Collège doctorale européen
Strasbourg 67000
07 82 34 18 11
djamila.bouaziz@etu.unistra.fr

Laboratoire ICube Équipe IPP - Instrumentation et Procédés Photoniques.
300 bd Sébastien Brant
CS 10413 - F-67412 Illkirch. Strasbourg. France.
Laboratoire LOA, Institut Natinaol d'optique et mécanique de précision.
IOMP, Université Ferhat Abbas Sétif 1, 19000 Sétif, Algérie.

Formation

2017–2021 **Thèse de Doctorat en cotutelle sous le programme de mobilité PHC TASSILI (prévision Nov.2021)**, *Laboratoire ICube/LOA*, Université de Strasbourg/ université de Sétif.
Obtention de jet photonique en embout de fibre optique .

2017–2018 **Formation en Poste Graduation**, *Laboratoire LOA*, Université de Strasbourg/ université de Sétif, Volume horaire de 125h.

2016–2017 **Concours National d'accés au doctorat LMD** , *Institut National d'optique et mécanique de précision*, Sétif.
Classement (*1/70*).

2016 **Classement fin d'étude**, *Institut National d'optique et mécanique de précision*, Sétif.
Classe Catégorie A (*2/25*).

2014–2016 **Master Académique**, *Université de Ferhat Abbas Sétif1*, Institut National d'optique et mécanique de précision.
Spécialité: Optique et photonique appliquée. Mémoire fin d'étude: extraction des profils de surfaces réfléchissantes d'images réalisées par un système de déflectométrie.(*Mention Très Bien*).

2011–2013 **Licence Académique**, *Université de Ferhat Abbas Sétif1*, Institut National d'optique et mécanique de précision.
Spécialité: Photonique et optique instrumentale. Projet fin cycle: Application de l'interféromètre de Michelson à la mesure de l'indice de réfraction et l'épaisseur des lames à faces parallèles.(*Mention Très Bien*).

2012 **Baccalauréat N°2 Science de nature et de vie.**, *Libre*, Chelghoum Laid Algérie.

2011 **Baccalauréat N°1 Science de nature et de vie.**, *Lycée Sadaik ben yahia* , Chelghoum Laid Algérie.

Activités de recherche

Brevet:

Janvier 2021 **Process and system for manufacturing an optical component by moulding an optical fiber**, *n 21315008.9*.

Articles publiés dans des revues à comité de lecture:

2021 **D. Bouaziz**, *S.Perrin, G. Chabrol, A. Guessoum, N. Demagh & S. Lecler.*
Direct imaging of photonic jet at shaped fiber tips.Opt. Lett. 46, 5125-5128 (2021). **doi** 10.1364/OL.435867

2021 **D. Bouaziz**, *G. Chabrol, A. Guessoum, N. Demagh & S. Lecler.*
Photonic jet at shaped optical fiber tips versus lensed fiber tips. ", Photonics. 8, 1-7 (2021). **doi** 10.3390/photonics8090373

soumis **Z. Bouhafs** , *A. Guessoum, A. Guermat,* ***D. Bouaziz*** *, S. Lecler, N. Demagh* .
Parabolic microlensed optical fiber for coupling efficiency improvement in single mode fiber

Communications Nationale et internationale:

Prochainement 2021 **Hajj Tony**, ***D. Bouaziz***,*A. Guessoum , G. Chabrol, N.E. Demagh, S. Lecler*, PHOTONET Sino-French optoelectronic forum.
Shape-controlled microlenses for light emerging from optical fibers

juillet 2021 **D. Bouaziz**, *R. Pierron, G. Chabrol, A. Guessoum, N.E. Demagh, S. Lecler*, Optique Dijon.
Jet photonique : focalisation sub-longueur d'onde en embout de fibre optique

Avril 2020 **D. Bouaziz**, *R. Pierron, G. Chabrol, A. Guessoum, N.E. Demagh, S. Lecler*, Photonics Europe Digital Forum (Covid-distanciel).

Novembre 2019 **S. Lecler**, ***D. Bouaziz***, *R. Pierron, G. Chabrol, T. Engel, N. Demagh*, POEM – Wuhan – China .
Photonic jet submicron laser processing for optoelectronic prototyping.

Septembre 2019 **S. Lecler**, ***D. Bouaziz***, *R. Boudoukha, S. Perrin, A.Guessoum, N. Demagh and P.C. Montgomery*, Sétif, Algeria, AGICNT.
Photonic nanojet: from laser submicron processing to super-resolution microscopy.

Juin 2019 **S. Lecler**, ***D. Bouaziz***, *R. Pierron, G. Chabrol, T. Engel, N. Demagh*, Lasers in Manufacturing, Munich.
Modélisation de jet photonique.

Mai 2018 **D. Bouaziz**, *A.Guessoum, N. Demagh and S.Lecler*, Sétif, Algeria, - Optical and Photonics Algerian Society.
Photonic nanojet: from laser submicron processing to super-resolution microscopy.

Juin 2018 **D. Bouaziz**, *A.Guessoum, N. Demagh and S.Lecler*, Sétif, Algeria, Celebration de la journée internationale de la lumière .
JIL'18

Ecole d'été:

Juin 2018 **École Thématique** , *Nano-Optique et Plasmonique* , TIZI OUZOU.
modélisation, caractérisation et Applications .

Formation:

Septembre 2021 **Intégrité scientifique dans les métiers de la recherche** , Université de Strasbourg.

Mai 2019 **Zotero initiation** , Université de Strasbourg.

Juin 2019 **Latex initiation** , *Université de Strasbourg.*

Novembre 2013 **agent de saisie en informatique**, *ministère de la formation et de l'enseignement professionnels)*, 7mois, La grande école de l'informatique agréée par l'état Frantz Fanon .

Séminaire de l'école doctorale:

03 Décembre 2021 **Intégrité scientifique dans les métiers de la recherche.**, *Université de Bordeaux*, Nombre d'heures de travail estimé : 15h.

11 Juin 2021 **Choose the appropriate journal to publish, How to stay motivated during your PhD.**, *Université de Strasbourg.*

16 Mai 2019 **Towards collective Brain.**, *Université de Strasbourg.*

29 Mai 2019 **Charte de déontologie des métiers de la recherche**, *Université de Strasbourg.*

20 Juin 2019 **F. F. Tomographie microscopie** , *Université de Strasbourg.*

20 Juin Mai 2019 **Topological effect in material science** , *Université de Strasbourg.*

24 Septembre 2019 **Topological phenomena in plasmonique arrays of interacting nanoparticles**, *Université de Strasbourg*.

24 Septembre 2019 **conférence sur l'europe**, *Université de Strasbourg*.

22 Octobre 2019 **Traitement laser UV des couches de carbone amorphe obtenu par PLD, application aux electrodes transparentes**, *Université de Strasbourg*.

21 Novembre 2019 **Leveraging the interesting geometry of biomedical tissue to optimize image-based personalized medecine**, *Université de Strasbourg*.

Enseignements

2021–2022 **Travaux dirigés et Travaux pratiques (96H eq 10mois)**, *Télécom Physique Strasbourg*.
Propagation des ondes électromagnétiques

2018–2019 **Travaux pratiques (38h)**, *Institut d'optique et mécanique de précision*, $3^{ème}$ année licence TP1 Optique géométrique mesure de l'indice de Réfraction et la dispersion TP2 Optique instrumentale vision stéréoscopique.
Optique instrumentale

2019–2020 **Travaux pratique (12h)**, *Institut d'optique et mécanique de précision*, $3^{ème}$ année licence optique instrumentale vision stéréoscopique.
optométrie

Compétences et langues

Expérimentations:

Spectroscopie Raman, Micscope optique, Lasers HeNe, Obis 532nm
laser pulsé 1064nm, Station de gravure par fibre optique, Laser verdi 532nm
Mesure Jet photonique, Fibre optique

Informatique:

Matlab: Avancé
Comsol: Avancé
Microsoft office: Avancé
Latex: Niveau intermédiaire.
Zotero: Niveau intermédiaire.

Langues:

Français: très bon
Arabe: courant
anglais: Bon

Permis de conduire B

Centre d'intérêt:

Lecture, Sport, Tourisme, Voyage :

Contributions scientifiques

Participation dans un Brevet

— ***Janvier 2021*** :
Process and system for manufacturing an optical component by moulding an optical fiber n21315008.9

Articles publiés dans des revues à comité de lecture

— ***2021*** D. Bouaziz S.Perrin, G. Chabrol, A. Guessoum, N. Demagh & S. Lecler-Direct imaging of photonic jet at shaped fiber tips.Opt. Lett. 46, 5125-5128 (2021). **doi** 10.1364/OL.435867

— ***2021*** D. Bouaziz G. Chabrol, A. Guessoum, N. Demagh & S. LeclerPhotonic jet at shaped optical fiber tips versus lensed fiber tips. ", Photonics. 8, 1-7 (2021). **doi** 10.3390/photonics8090373

— ***soumis*** Z. Bouhafs A. Guessoum, A. Guermat, **D. Bouaziz** , S. Lecler, N. Demagh Parabolic microlensed optical fiber for coupling efficiency improvement in single mode fiber

Communications Nationale et internationale

— ***2021*** Hajj Tony **D. Bouaziz**,A. Guessoum , G. Chabrol, N.E. Demagh, S. LeclerPHOTONET Sino-French optoelectronic forumShape-controlled microlenses for light emerging from optical fibers.

— ***juillet 2021*** **D. Bouaziz** R. Pierron, G. Chabrol, A. Guessoum, N.E. Demagh, S. LeclerOptique DijonJet photonique : focalisation sub-longueur d'onde en embout de fibre optique

— ***Avril 2020*** **D. Bouaziz** R. Pierron, G. Chabrol, A. Guessoum, N.E.Demagh, S. LeclerPhotonics Europe Digital Forum (Covid-distanciel)

— ***Novembre 2019*** S. Lecler**D. Bouaziz**, R. Pierron, G. Chabrol, T. Engel, N. DemaghPOEM – Wuhan – China Photonic jet submicron laser processing for optoelectronic prototyping.

— ***Septembre 2019*** S. Lecler**D. Bouaziz**, R. Boudoukha, S. Perrin, A.Guessoum,

N. Demagh and P.C. MontgomerySétif, AlgeriaAGICNTPhotonic nanojet : from laser submicron processing to super-resolution microscopy.

— ***Juin 2019*** S. Lecler, **D. Bouaziz**, R. Pierron, G. Chabrol, T. Engel, N. DemaghLasers in ManufacturingMunichModélisation de jet photonique.

— ***Mai 2018*** **D. Bouaziz**A.Guessoum, N. Demagh and S.LeclerSétif, Algeria-Optical and Photonics Algerian Society Photonic nanojet : from laser submicron processing to super-resolution microscopy.

— ***Juin 2018*** **D. Bouaziz**A.Guessoum, N. Demagh and S.LeclerSétif, AlgeriaCelebration de la journée internationale de la lumière JIL'18

Université de Strasbourg

Prénom NOM

TITRE de la thèse

École doctorale Mathématiques, sciences de l'information et de l'ingénieur | ED 269 Université de Strasbourg

Résumé

De nombreuses techniques de fabrication de microlentilles en embout de fibre optique existent. Mes études numériques pour focaliser la lumière en deçà de la limite de diffraction en embout de fibre et former des faisceaux qualifiés de jets photoniques, m'ont amené à considérer des microlentilles à fortes courbures qui s'appuient uniquement sur le cœur. De telles lentilles étaient cependant très difficiles à réaliser, qui plus est pour les fibres monomodes. Les embouts de fibre réalisés jusque-là dans la littérature l'avaient été principalement par thermoformage. La réalisation de lentille par fusion convient bien pour les fibres multimodes mais moins pour les monomodes pour lesquelles le cœur a une dimension près de 10 fois plus petite que la gaine. Nous avons donc proposé une nouvelle méthode de fabrication de microlentille pour fibre optique, qui a été brevetée. J'ai également mis en place un montage qui a permis caractériser expérimentalement le volume focale des jets photoniques obtenus par imagerie directe. Ce qui a permis de valider la qualité des microlentilles fabriquées.

MOTS-CLÉS : fibre optique, jet photonique, microlentilles

Résumé en anglais

Numerous techniques for the fabrication of microlenses in optical fiber tips exist. My numerical studies to focus the light below the diffraction limit in the fiber tip and to form beams qualified as photonic jets, led me to consider microlenses with strong curvatures which rest only on the core. However, such lenses were very difficult to produce, especially for single-mode fibres. The fibre end caps that had been produced in the literature up to that point were mainly produced by thermoforming. Lensing by fusion is well suited for multimode fibres, but less so for single-mode fibres where the core is almost 10 times smaller than the cladding. We have therefore proposed a new method of manufacturing a microlens for optical fibres, which has been patented. I also set up a set-up that allowed us to experimentally characterise the focal volume of photonic jets obtained by direct imaging. This allowed to validate the quality of the manufactured microlenses.

KEYWORDS: optical fiber, photonic jet, microlenses