

Titre: Composants en fibre optique à double gaine pour l'endoscopie à fibre unique
Title: fibre unique

Auteur: Simon Lemire-Renaud
Author:

Date: 2011

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Lemire-Renaud, S. (2011). Composants en fibre optique à double gaine pour l'endoscopie à fibre unique [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/715/>
Citation:

Document en libre accès dans PolyPublie Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/715/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Caroline Boudoux, & Nicolas Godbout
Advisors:

Programme: Génie physique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

COMPOSANTS EN FIBRE OPTIQUE À DOUBLE GAINÉE POUR L'ENDOSCOPIE À
FIBRE UNIQUE

SIMON LEMIRE-RENAUD
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
DÉCEMBRE 2011

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

COMPOSANTS EN FIBRE OPTIQUE À DOUBLE GAINE POUR L'ENDOSCOPIE À
FIBRE UNIQUE

présenté par : LEMIRE-RENAUD Simon

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

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

M. TEYSSEDOU Alberto, Ph.D., président.

Mme. BOUDOUX Caroline, Ph.D., membre et directrice de recherche.

M. GODBOUT Nicolas, Ph.D., membre et codirecteur de recherche.

M. LESAGE Frédéric, Ph.D., membre.

À maman, papa et petite soeur ;) . . .

REMERCIEMENTS

Ce projet de recherche est le résultat de la collaboration d'équipes oeuvrant dans des disciplines distinctes. Sans le travail des membres du Laboratoire d'optique diagnostique et d'imagerie ainsi que ceux du Laboratoire des fibres optiques ce projet n'aurait pas eu lieu.

Je souhaite remercier en premier lieu ma directrice de recherche Pr Caroline Bouboux ainsi que mon codirecteur de recherche Pr Nicolas Godbout pour leur encadrement, support et enseignement. Leurs nombreuses contributions et leur intérêt pour ce projet ont garanti sa réussite. Au-delà de vos contributions scientifiques vous avez su m'inculquer des valeurs d'entraide, de patience et de rigueur que je tenterai à mon tour de partager.

Je souhaite remercier tous les auteurs des deux articles qui font l'objet des chapitres principaux de ce document : Maxime Rivard, Mathias Strupler, Dominic Morneau, Frédéric Verpillat, Pr Xavier Daxhelet et Fouzi Benboujja. J'ai grandement apprécié travailler avec vous. Vos nombreuses et diversifiées expertises ont rendu ce projet possible.

Je souhaite remercier les membres du Laboratoire des fibres optiques Pr. Suzanne Lacroix, Mikaël Leduc, Wendy-Julie Madore et Jean-Simon Corbeil. Je vous remercie pour m'avoir rendu accessible le montage de fusion-étirage. Je suis conscient de la chance que j'ai eue d'avoir accès à un montage de si grande qualité. Merci pour m'avoir enseigner comment manipuler les fibres et fabriquer des coupleurs. Merci pour toutes les discussions qui m'ont évitées un grand nombre d'erreurs.

Je souhaite remercier les membres du Laboratoire d'optique diagnostique et d'imagerie Kathy Beaudette, Étienne De Montigny, Romain Deterre et Nadir Goulamhoussen. Vous formez une super équipe. J'ai grandement apprécier votre aide et les discussions productives et improductives.

RÉSUMÉ

Ce mémoire porte sur les coupleurs en fibres à double gaine. Les fibres à double gaine sont une technologie prometteuse pour l'endoscopie à fibre unique. Leur gaine double permet plusieurs modes d'illumination de l'échantillon et de collection de la lumière rétrodiffusée par l'échantillon. La fabrication d'un coupleur achromatique passif en fibre à double gaine y est expliquée. Ce coupleur est obtenu par fusion et étirage de deux fibres à double gaine. Le cœur de la fibre est unimodal pour l'utilisation dans l'infrarouge proche (son diamètre est de 9 microns et son ouverture numérique de 0,12). La gaine interne est multimodale (son diamètre est de 105 microns et son ouverture numérique de 0,20). La lumière guidée par le cœur est transmise à 95 % dans une des branches du coupleur alors que le signal guidé par la gaine interne est statistiquement séparé dans les deux branches (40 % est transféré vers la seconde fibre du coupleur). En premier lieu, ce coupleur permet d'obtenir simultanément des images à partir des signaux unimodal et multimodal de 384×384 pixels en temps réel (26 images par secondes) en utilisant un laser à balayage en longueur d'onde à 1310 ± 40 nm. En comparaison avec un montage traditionnel utilisant une lame séparatrice, ce coupleur augmente le signal unimodal confocal détecté par un facteur 4 et le signal multimodal grand-champ par un facteur 2. Aussi, ce coupleur est plus robuste car moins sensible aux désalignements dus aux vibrations et aux transports que le montage utilisant une lame séparatrice en propagation libre. Le signal multimodal a un contraste de tavelure (*speckle*) réduit par un facteur 5. De plus, en utilisant un interféromètre de Mach-Zehnder dans le circuit unimodal, une reconstruction du profil tridimensionnel de l'échantillon est possible. En superposant le signal de réflectance multimodal avec le profil tridimensionnel de l'échantillon une reconstruction stéréoscopique est obtenue.

Finalement, ce coupleur a été adapté à l'endomicroscopie confocale en effilant la fibre à l'entrée du bras d'imagerie dans le but de réduire l'aire de collection multimodale. Cette fibre effilée à double gaine intrinsèquement achromatique est compatible avec le coupleur en fibre à double gaine et permet plusieurs modes d'illumination et de détection selon le Ratio Inverse d'Effilage (RIE). En choisissant le bon RIE, la réponse impulsionale d'un microscope confocal à encodage spectral peut être optimisée selon que l'on privilégie la résolution axiale, le rapport signal sur bruit ou la réduction du contraste de tavelure. En comparaison avec le signal unimodal, le signal multimodal a montré une réduction du contraste de tavelure par un facteur 3, une augmentation du signal par un facteur 5,5 tandis que le sectionnement optique a été augmenté que d'un facteur 1,7.

ABSTRACT

Double-Clad Fibres (DCFs) are a promising technology for single fibre endoscopy as their two claddings enable different injection/collection modes. The fabrication of a passive achromatic Double-Clad Fibre Coupler (DCFC) is explained and demonstrated in this master's thesis. Its application to Spectrally Encoded Endoscopy (SEE) is shown in a spectrally encoded benchtop setup. This coupler is obtained by fusing and tapering two DCFs. The core of the DCF is Single-Mode (SM) in the near infrared (9 microns diameter, NA = 0.12) and the inner cladding is Multimode (MM) (105 micron diameter, NA = 0.20). The fundamental mode is kept in the same branch of the coupler (same fibre) (transmission of 95 %) while the inner cladding modes are statistically separated in each branch (40 % is transmitted in the other fibre). First, this coupler is used to obtain simultaneously SM and MM SEE 384×384 images in real time (26 fps) with a rapidly wavelength swept laser at 1310 ± 40 nm. In comparison with a traditional beam-splitter approach, the coupler increases the collected confocal SM signal by a factor 4 and the wide-field MM signal by a factor 2. Additionally, the DCFC is less sensitive to misalignments due to vibrations and transportation than the free space beam-splitter approach. The MM signal has a speckle contrast 4.6 times lower than the confocal SM signal. Also, using an all-fibre Mach-Zehnder interferometer in the SM path, a stereoscopic reconstruction equivalent have been obtained by superimposing the MM reflectance signal with the interferometric 3D reconstruction.

Moreover, a Double-Clad Tapered Fibre (DCTF) for confocal endomicroscopy is demonstrated. This inherently achromatic DCTF, compatible with the DCFC, allows many injection/collection modes depending on the final Inverse Taper Ratio (ITR). The point spread function of a spectrally encoded confocal microscope is optimized with the proper ITR. Compared to the SM signal, the MM signal showed a 3 times reduction in speckle contrast and a 5.5 times increase in signal collection while only increasing the optical sectioning by a factor of 1.7.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vi
TABLE DES MATIÈRES	vii
LISTE DES FIGURES	x
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xv
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE	3
1.1 Imagerie confocale en réflectance	3
1.1.1 Illumination et détection par une fibre unimodale	4
1.1.2 Illumination unimodale et détection multimodale par une fibre à double gaine	12
1.2 Encodage spectral	16
1.2.1 Largeur du champ de vue	17
1.2.2 Nombre de points résolvables	19
1.2.3 Mesures interférométriques	20
1.3 Fibres optiques	22
1.3.1 Fibre à double gaine à saut d'indice	23
1.3.2 Fibre à double gaine effilée	26
1.4 Coupleur en fibre à double gaine	30
1.4.1 Géométrie	31
1.4.2 Supermodes scalaires	33
1.4.3 Couplage des modes de gaine interne	34
CHAPITRE 2 MÉTHODOLOGIE	37
2.1 Coupleur en fibres à double gaine pour l'endoscopie à fibre unique	38

2.1.1	Conception	38
2.1.2	Fabrication	38
2.1.3	Caractérisation	40
2.1.4	Imagerie à encodage spectral	40
2.2	Fibre à double gaine effilée pour l'endoscopie à fibre unique	42
2.2.1	Conception	42
2.2.2	Fabrication	43
2.2.3	Caractérisation	43
2.2.4	Imagerie à encodage spectral	43
CHAPITRE 3 ARTICLE 1 : DOUBLE-CLAD FIBER COUPLER FOR ENDOSCOPY		45
3.1	Introduction	45
3.2	DCFC design, fabrication and characterization	47
3.2.1	Introduction	47
3.2.2	Material and methods	47
3.2.3	Results	49
3.2.4	Discussion	49
3.3	Application of the DCFC to spectrally encoded endoscopy	50
3.3.1	Introduction	50
3.3.2	Material and methods	50
3.3.3	Results	53
3.3.4	Discussion	56
3.4	Conclusion	56
3.5	Acknowledgments	57
CHAPITRE 4 ARTICLE 2 : DOUBLE-CLAD FIBER WITH A TAPERED END FOR		
CONFOCAL ENDOMICROSCOPY		58
4.1	Introduction	58
4.2	Confocal endomicroscopy with a double clad fiber	59
4.2.1	Partially coherent imaging	60
4.2.2	Optical sectioning	63
4.2.3	Signal collection	63
4.2.4	Speckle contrast	64
4.2.5	Discussion	65
4.3	Double-clad fiber coupler for confocal endomicroscopy	66
4.3.1	Limitations of current DCFCs	66
4.3.2	DCTF propagation	66

4.3.3	Fabrication and characterization	68
4.4	Confocal imaging with a down tapered DCFC	69
4.5	Conclusion	71
4.6	Acknowledgment	72
CHAPITRE 5 DISCUSSION GÉNÉRALE		73
5.1	Coupleur en fibres à double gaine	73
5.2	Fibre à double gaine effilée	74
CONCLUSION		76
RÉFÉRENCES		77

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Imagerie confocale en réflectance réciproque utilisant une fibre unimodale. a) Schéma du bras d'imagerie. b) Géométrie équivalente utilisée pour le calcul de formation d'image. Les demis-angles α et β sont les demis-angles supporté par a_{obj} , le rayon de la pupille de l'objectif, et f_{obj} ou f_{coll} , les distances focales de l'objectif et de la lentille tube respectivement. Les coordonnées $x_iy_ix_i$ ($i = 0, 1$ et 2) sont les coordonnées cartésiennes des espaces d'illumination, de l'échantillon et de la détection respectivement.	4
Figure 1.2	$u_{1/2}$ pour un plan en fonction du facteur de remplissage A pour une illumination gaussienne et une détection cohérente gaussienne.	9
Figure 1.3	Efficacité de collection η pour un plan au focus en fonction du facteur de remplissage A pour une illumination gaussienne et une détection cohérente gaussienne.	10
Figure 1.4	Imagerie confocale en réflectance réciproque utilisant une fibre à double gaine.	13
Figure 1.5	Bras d'imagerie simplifié pour l'endoscopie à encodage spectral. F : fibre optique. $\mathit{L_mathrm{athrm{c}}}$: lentille de collimation. R : réseau de diffraction. O : objectif.	16
Figure 1.6	Géometrie utilisée pour la description d'un réseau en transmission. . .	18
Figure 1.7	Géométrie d'une fibre à double gaine à saut d'indice. a) Profil d'indice de la fibre en fonction du rayon. b) Schéma d'une coupe transversale de la fibre. n : indice de réfraction, r : rayon, co : cœur, gi : gaine interne, ge : gaine externe.	23
Figure 1.8	Géométrie d'une fibre à double gaine effilée. d_0 : diamètre initial, d_f : diamètre final, x : longueur d'étirage, L_{cte} : longueur de la section constante.	27
Figure 1.9	Largeur minimale de flamme pour respecter le critère d'adiabaticité lors d'un étirage avec une largeur de flamme constante en fonction du ratio inverse d'effilage (RIE). Paramètres de la fibre : $\lambda = 1310$ nm, $r_{\text{co}} = 4,5 \mu\text{m}$, $r_{\text{gi}} = 52,5 \mu\text{m}$, $r_{\text{ge}} = 62,5 \mu\text{m}$, $n_{\text{co}} = 1,45178$, $n_{\text{gi}} = 1,44720$, $n_{\text{ge}} = 1,43331$ et $n_{\text{ext}} = 1$	29

Figure 1.10	Propagation des rayons dans un guide d'onde multimodal bidimensionnel à deux couches. a) Guide d'onde constant en z . b) Guide d'onde décroissant en z . c) Guide d'onde croissant en z . θ_i : angle initial par rapport à la normale de l'interface cœur - gaine, θ_f : angle final par rapport à la normale de l'interface cœur - gaine, θ_c : angle critique par rapport à la normale de l'interface cœur - gaine pour avoir une réflexion totale interne, n_{co} : indice du cœur et n_g : indice de la gaine ($n_{co} > n_g$)	30
Figure 1.11	Géométrie d'un coupleur en fibre à double gaine effilée. a) Vue de profil. b) Coupe transverse pour un degré de fusion nul ($f = 0$). c) Coupe transverse pour un degré de fusion égal à 1 ($f = 1$)	32
Figure 1.12	Correspondance entre les modes LP_{01} des branches 1 et 2 avec les supermodes SLP_{01} et SLP_{11} . Paramètres de la fibre : $\lambda = 1310$ nm, $r_{co} = 4,5 \mu\text{m}$, $r_{gi} = 52,5 \mu\text{m}$, $r_{ge} = 62,5 \mu\text{m}$, $n_{co} = 1,45178$, $n_{gi} = 1,44720$, $n_{ge} = 1,43331$, $n_{ext} = 1$, $f = 0$ et RIE de 1)	33
Figure 1.13	Longueur de battement entre les supermodes SLP_{01} et SLP_{11} . Paramètres de la fibre : $\lambda = 1310$ nm, $r_{co} = 4,5 \mu\text{m}$, $r_{gi} = 52,5 \mu\text{m}$, $r_{ge} = 62,5 \mu\text{m}$, $n_{co} = 1,45178$, $n_{gi} = 1,44720$, $n_{ge} = 1,43331$ et $n_{ext} = 1$	35
Figure 2.1	Procédure de prise de références pour la caractérisation du signal de cœur du coupleur en fibres à double gaine. a) Référence du bras 2. b) Cassure de la fibre. c) Référence du bras 1. C. O. : Commutateur optique.	39
Figure 2.2	Procédure de prise de références pour la caractérisation du signal de gaine interne du coupleur en fibres à double gaine. a) Référence. b) Mesure du bras 1. b) Mesure du bras 2. C : Coupleur en fibres à double gaine.	41
Figure 3.1	DCFC characterization. (a) DCFC schematics. Red arrow and illumination cone represent the SM signal. Gray arrow and illumination cones represent the MM signal. The SM and MM injections are represented by splices with SM or MM fibers, respectively. (b) Spectral response of the single-mode signal transmission. (c) Spectral response of the multi-mode signal transmission.	47

Figure 3.2	DCF SEE Imaging Setup. The polygon-based wavelength-swept laser is an external fiber cavity semiconductor optical amplifier based laser which delivers near infrared (NIR) light to the DCFC through a fusion splice (10% of the light is used for triggering purposes and 1% for interferometric detection, tapped from achromatic fiber couplers). The DCFC transmits light in its core for illumination of the sample by the imaging arm which consists of a collimating lens, a galvanometer mounted mirror (slow scan axis – Galvo), a transmission grating (fast scan axis) and an objective lens. Coherently backscattered light is collected by the core of the DCFC and sent to a dual-balanced InGaAs photo-detector through a circulator (C) and a 50 :50 achromatic (1250 - 1350nm) fiber based coupler. Diffuse backscattered light is collected by the inner cladding and sent via the second branch of the DCFC to an InGaAs photo-detector. A rapid digitizer simultaneously acquires single- and multi-mode signals for image processing. The galvanometer is controlled by a separate A/D board (not shown). PC - polarization controllers.	51
Figure 3.3	3D image processing from superposition of multi-mode (MM) and single-mode (SM) data. MM data directly provide the intensity profile of the sample while the SM data is Fourier transformed to extract the sample's height profile.	53
Figure 3.4	Spectrally encoded image of a plastic figurine. (a) SM path reflectance image. (b) MM path reflectance image. (c) Color encoded 3D reconstruction obtained from the SM path interferogram scaled with the MM reflectance map. (d) Picture of the figurine.	54
Figure 3.5	Still frames extracted from a video sequence (shown online) of a wasp's head obtained from a sequence of 99 detected MM reflectance signals and SM interferogram signals. (a) MM reflectance signal. (b) MM reflectance signal color encoded with the height obtained from the single mode interferograms (Media1).	55

Figure 4.1	Confocal imaging with a DCF. a) Light propagation schematic. Illumination light originates from the core of the DCF defined by its MFD (taken at the $1/e^2$ intensity point) and numerical aperture (illumination half-angle β). It is collimated with a lens of focal length f_{coll} and fills an objective lens (of focal length f_{obj} , aperture $2a_{\text{obj}}$, illumination cone half-angle α). Light collection is performed through the inner cladding of the DCF (of diameter d). Light propagates along the z-axis and r_f , r_p and r_s define the radial coordinates at the fiber, objective lens pupil and sample planes, respectively. b) Optical sectioning ($u_{1/2}$) for a perfect plane reflector as a function of the ratio d/MFD for different values of the pupil filling factor A . c) Excitation efficiency (η) for a perfect plane reflector at focus ($u = 0$) as a function of the ratio d/MFD for different values of A .	60
Figure 4.2	Double-clad tapered fiber (DCTF). a) Schematic of the DCFC with a tapered end, the gray area representing a high index gel drop to diminish back reflections. b) Schematic of the tapered end. c) MFD (solid red line) and inner cladding diameter d (dotted black line) as a function of the taper ratio.	67
Figure 4.3	Characterization of the down tapered DCFC. a) Spectral response of the MM inner cladding transmission. b) Spectral response of the SM core transmission. c) Cross section of the original DCF. d) Cross section of the DCTF. e) Side view of the angle cleaved DCTF. Scale bar : 50 μm . Error bars represent 1 standard deviation.	68
Figure 4.4	Spectrally encoded confocal microscopy setup used to demonstrate imaging with the tapered-fiber DCFC. SE is achieved using a polygon-based wavelength-swept laser fiber coupled to an acquisition triggering mechanism and to an imaging arm through a circulator (C) spliced to the tapered-fiber DCFC . The imaging arm consists of a collimating lens, a galvanometer mounted mirror (G), two telecentric telescopes, a transmission grating (GR) and an objective lens. InGaAs photo-detectors (PD) collect coherent and partially coherent light. PC : polarization controllers.	69

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

CARS	Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy
CIPI	Canadian Institute for Photonic Innovations
DCF	Double-Clad Fibre
DCFC	Double-Clad Fibre Coupler
DCTF	Double-Clad Tapered Fibre
FFT	Fast Fourier Transform
FQRNT	Fonds Québécois de la Recherche sur la Nature et les Technologies
ITR	Inverse Taper Ratio
MEMS	Microelectronical System
MFD	Mode Field Diameter
MM	Multimode
NIR	Near Infrared
RIE	Ratio Inverse d’Effilage
SE	Spectral Encoding
SEE	Spectrally Encoded Endoscopy
SM	Single-Mode
SMF	Single-Mode Fibre
SNR	Signal-to-Noise Ratio
TR	Taper Ratio

INTRODUCTION

L'endoscopie est une technique d'imagerie biomédicale qui permet d'exposer différents organes internes à la vue des cliniciens sans nécessiter de chirurgie exploratoire. Ses domaines d'application sont nombreux et regroupent la majorité des organes accessibles par voie naturelle. Elle est utilisée notamment en gastro-entérologie (Guittet et al., 2010; Eloubeidi & Provenzale, 1999), en gynécologie (Pierre et al., 2000), en pneumologie (Suter et al., 2004) et en urologie (Elder et al., 2006). Elle peut être utilisée pour diagnostiquer différentes pathologies ou diriger des opérations chirurgicales.

L'endomicroscopie confocale est une nouvelle technique d'endoscopie qui permet d'imager les tissus à l'échelle cellulaire (Kiesslich et al., 2004). De par sa résolution et son sectionnement optique, elle promet de remplacer les biopsies et les histologies lorsqu'une analyse poussée des couches et des structures cellulaires est requise.

Bien qu'elles soient minimalement invasives, étant donné le diamètre et la flexibilité limitée des endoscopes actuels, ces techniques d'endoscopie requièrent généralement une anesthésie locale voire générale. C'est pourquoi de nouvelles techniques utilisant une seule fibre optique unimodale pour illuminer les tissus et collecter le signal ont été développées. Ces endoscopes à fibre unique peuvent avoir un diamètre de l'ordre de $350 \mu\text{m}$ (Yelin et al., 2006) et une flexibilité inégalée.

L'utilisation d'une seule fibre optique nécessite un mécanisme de balayage afin de reproduire une image étant donné qu'un seul point est illuminé et imagé par la fibre. Ces mécanismes de balayage peuvent être basés sur des systèmes microélectronique (Dickensheets & Kino, 1998), des systèmes piezoélectrique résonants (Brown et al., 2006) ou l'encodage spectral (Tearney et al., 1998). Une seconde conséquence de l'utilisation d'une fibre optique unimodale est le filtrage spatial dû à l'illumination et à la collection quasi ponctuelle. Ce filtrage spatial limite l'intensité du signal recueilli, la profondeur de champ et produit des images avec un contraste de tavelure (*speckle*) élevé.

Afin de réduire le filtrage spatial à la détection, des fibres à double gaine ont été utilisées (Yelin et al., 2004). Le cœur unimodal est utilisé pour l'illumination et la gaine interne pour la collection. Ces fibres permettent donc une imagerie plus rapide, de meilleure qualité et sans artéfacts qui pourraient nuire à un diagnostic potentiel. Ces fibres ont aussi été utilisées pour l'endomicroscopie confocale (Boudoux, 2007) mais dans ce cas, le diamètre de détection doit être soigneusement choisi pour conserver le sectionnement optique (Wilson & Carlini,

1987).

Traditionnellement, l'utilisation de fibre à double gaine nécessite un montage comprenant une lame séparatrice pour coupler la lumière provenant de la source dans le cœur de la fibre et ensuite recueillir la lumière collectée par la gaine interne. La moitié de l'intensité d'illumination est donc perdue et de nombreuses rétroréflexions provenant des différentes interfaces diminuent la plage dynamique de détection. De plus, ce montage doit être aligné très précisément afin de coupler la lumière uniquement dans le cœur de la fibre à double gaine. Ce type de montage est donc inefficace et inutilisable dans un milieu clinique où les multiples déplacements du banc d'endoscopie risquent de désaligner le montage de couplage.

Afin d'offrir une solution robuste pour le couplage dans le cœur et la collection du signal de la gaine interne, un coupleur en fibre à double gaine a été fabriqué (Lemire-Renaud et al., 2010) et testé dans un montage d'imagerie à encodage spectral. Ce coupleur fait l'objet du chapitre 3. Afin de permettre l'utilisation de l'encodage spectral, ce coupleur est achromatique. Il consiste en un coupleur nul (sans couplage) pour le mode de cœur et un coupleur séparateur de puissance pour les modes de gaine interne. L'utilisation de ce coupleur dans un montage d'imagerie a permis d'obtenir une augmentation de l'intensité collectée, une augmentation de la profondeur de champ et une réduction du contraste de tavelure. La combinaison d'une reconstruction interférométrique du profil tridimensionnel obtenu à partir du signal de cœur avec une image de réflectance de l'échantillon provenant du signal de gaine interne a permis de simuler une vision stéréoscopique à partir d'une seule fibre.

En effilant la branche d'imagerie du coupleur, celle-ci a été adaptée pour l'endomicroscopie confocale (Lemire-Renaud et al., 2011). Cette combinaison de la fibre effilée avec le coupleur original fait l'objet du chapitre 4. Le comportement différent des modes de gaine interne et du mode de cœur lors de l'effilage permet d'obtenir plusieurs combinaisons d'illumination unimodale et de détection multimodale. En choisissant le bon RIE, les réponses impulsionales de détection et d'illumination ont été optimisées afin d'augmenter l'intensité du signal et de réduire le contraste de tavelure tout en conservant un sectionnement optique acceptable. Malgré une légère augmentation dans les résolutions latérale et axiale, le signal multimodal a permis d'identifier des structures indiscernables dans le signal de cœur étant donné le contraste de tavelure élevé.

CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE

1.1 Imagerie confocale en réflectance

La microscopie confocale est un type de microscopie à balayage inventée par Minsky en 1957 (le brevet à été délivré en 1961). Minsky voulait étudier la structure tridimensionnelle des neurones afin de déterminer comment ils communiquent entre eux. Le champ de recherche principal de Minsky n'est ni la microscopie ou la biologie mais plutôt les mathématiques. Il voulait se servir des millions d'année d'évolution qui ont menées à l'apparition de l'intelligence telle qu'on la connaît afin de développer sa théorie sur l'intelligence artificielle. Les microscopes conventionnels ne lui permettaient pas de visualiser des tissus biologiques épais vivants. La lumière diffusée par les plans hors focus formait un flou qui lui empêchait d'identifier les structures neuronales importantes à la compréhension des réseaux. Il eut donc l'idée d'utiliser une source ponctuelle afin d'illuminer le point focal seulement et de filtrer les photons transmis à l'aide d'un détecteur, lui aussi ponctuel, pour détecter seulement les photons non diffusés transmis directement à travers l'échantillon. Une image tridimensionnelle était ensuite obtenue en déplaçant l'échantillon.

L'utilisation de fibres optiques pour la microscopie confocale fut pour la première fois proposée par Kimura & Wilson en 1991. Une fibre unimodale servait de détecteur cohérent. En effet, la petite taille du mode de la fibre permet de filtrer spatiallement la lumière rétroréfléchie par l'échantillon. L'année suivante, Juškaitis et al. démontrèrent qu'une fibre unimodale peut être utilisée simultanément comme source et comme détecteur quasi-ponctuels. Puisque les mêmes optiques (fibre, lentille de collimation et objectif) sont utilisées pour l'illumination et la détection, ce type d'imagerie est qualifié de réciproque. En 1993, Wilson généralisa la théorie de formation d'image pour un microscope confocal utilisant des fibres optiques multimodales.

La section suivante décrit la théorie de formation d'image pour un microscope confocal utilisant la même fibre pour l'illumination et la détection (microscope confocal réciproque). Il y est démontré que l'utilisation d'une fibre unimodale mène à une imagerie cohérente (linéaire en amplitude). Ce résultat est ensuite généralisé pour une illumination unimodale et une détection multimodale. Ce type d'imagerie est obtenu par l'utilisation d'une fibre à double-gaine où le cœur unimodal est utilisé pour l'illumination et la gaine interne multimodale est utilisée pour la détection. Dans ce cas, l'imagerie devient une somme incohérente (linéaire en intensité) de détections cohérentes (une pour chaque mode).

1.1.1 Illumination et détection par une fibre unimodale

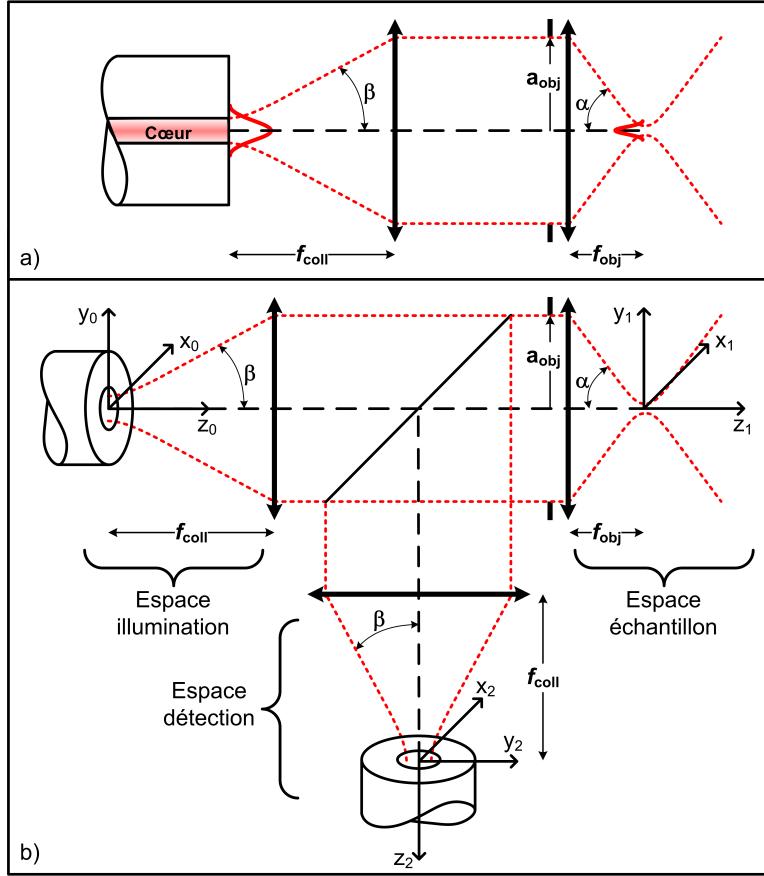


Figure 1.1 Imagerie confocale en réflectance réciproque utilisant une fibre unimodale. a) Schéma du bras d'imagerie. b) Géométrie équivalente utilisée pour le calcul de formation d'image. Les demi-angles α et β sont les demi-angles supportés par a_{obj} , le rayon de la pupille de l'objectif, et f_{obj} ou f_{coll} , les distances focales de l'objectif et de la lentille tube respectivement. Les coordonnées $x_iy_ix_i$ ($i = 0, 1$ et 2) sont les coordonnées cartésiennes des espaces d'illumination, de l'échantillon et de la détection respectivement.

La Figure 1.1a représente schématiquement le bras d'imagerie d'un microscope confocal en réflectance réciproque utilisant une fibre unimodale. Une fibre optique unimodale est utilisée pour l'illumination de l'échantillon. L'intensité rétroréfléchie par l'échantillon est ensuite recueillie par la même fibre. Ce type de montage confocal utilise une source au plan focal de la première lentille de collimation (souvent appelée lentille tube) et un objectif corrigé à l'infini. La lentille de collimation faisant l'image de la source à l'infini, il est possible d'introduire différents éléments optiques entre la lentille de collimation et l'objectif. Ces éléments peuvent être des lames séparatrices (voir Figure 1.1b), des filtres pour la détection en fluorescence, différents mécanismes de balayage (miroirs montés sur des galvanomètres, réseau de diffract-

tion), des agrandisseurs de faisceau pour remplir la pupille de l'objectif de façon convenable et des polariseurs pour réduire les rétroréflections des différents éléments optiques lorsque le trajet de détection est différent du trajet d'illumination, par exemple.

L'approximation de guidage faible (valide lorsque la différence d'indice entre le cœur et la gaine de la fibre optique est faible) permet de définir le champ d'illumination à la sortie de la fibre unimodale $U_0(x_0, y_0)$ de façon scalaire comme étant (Snyder & Love, 1983)

$$U_0(x_0, y_0) = a_{\text{ill}} \hat{\psi}_{\text{ill}}(x_0, y_0) \quad (1.1)$$

où a_{ill} est l'amplitude complexe du mode et $\hat{\psi}_{\text{ill}}(x_0, y_0)$ est le profil normalisé du mode LP₀₁ donné par

$$\hat{\psi}_{\text{ill}}(x_0, y_0) = \frac{\psi_{\text{ill}}(x_0, y_0)}{\sqrt{\iint_{-\infty}^{\infty} |\psi_{\text{ill}}(x_0, y_0)|^2 dx_0 dy_0}}. \quad (1.2)$$

En utilisant la théorie scalaire de la diffraction de Fresnel et l'approximation paraxiale, le champ dans l'espace de détection $U_2(x_2, y_2, z_2)$ pour un déplacement $\vec{r}_s = x_s \hat{x}_1 + y_s \hat{y}_1 + z_s \hat{z}_1$ de l'échantillon (nécessaire pour former une image en 2 ou 3 dimensions) est donné par (Gu, 1996)

$$U_2(\vec{r}_2, \vec{r}_s) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} U_0(x_0, y_0) \delta(z_0) \exp[ik(z_0 - z_1)] h_1(\vec{r}_0 + \mathbf{M}_1 \vec{r}_1) d\vec{r}_0 \right] o(\vec{r}_s - \vec{r}_1) \exp[ik(-z_1 - z_2)] h_2(\vec{r}_1 + \mathbf{M}_2 \vec{r}_2) d\vec{r}_1, \quad (1.3)$$

où $k = 2\pi/\lambda$, λ étant la longueur d'onde, \vec{r}_i ($i = 0, 1, 2$) représente les différents vecteurs position des espaces source, échantillon et détection respectivement, $\delta(z_0)$ signifie que la source se situe seulement au plan $z = z_0$, $o(\vec{r}_s)$ est la fonction de réflectance en amplitude de l'échantillon, \mathbf{M}_i ($i = 1, 2$) sont les matrices de grandissement d'illumination et de détection respectivement données par

$$\mathbf{M}_i = \begin{bmatrix} M_i & 0 & 0 \\ 0 & M_i & 0 \\ 0 & 0 & -M_i^2 \end{bmatrix}. \quad (1.4)$$

Les constantes de grandissement M ($i = 1, 2$) sont données par $M_1 = f_{\text{coll}}/f_{\text{obj}}$ et $M_2 = f_{\text{obj}}/f_{\text{coll}}$. Finalement, $h_i(\vec{r})$ ($i = 1, 2$) sont les réponse impulsionales des optiques d'illumina-

nation et de détection respectivement données par

$$h_i(x, y, z) = \iint_{\infty} P_i(\xi, \eta) \exp \left[-\frac{ik}{2d_i^2} z(\xi^2 + \eta^2) \right] \exp \left[\frac{ik}{d_i} (\xi x + \eta y) \right] d\xi d\eta. \quad (1.5)$$

Dans les conditions d'imagerie de la Figure 1.1b $d_1 = f_{\text{coll}}$, $d_2 = f_{\text{obj}}$ et la fonction pupille $P_i(\xi, \eta)$ est donnée par

$$P_i(\xi, \eta) = P_1(\xi, \eta) = P_2(\xi, \eta) = \begin{cases} 1 & \text{si } \xi^2 + \eta^2 \leq a_{\text{obj}}^2 \\ 0 & \text{si } \xi^2 + \eta^2 > a_{\text{obj}}^2 \end{cases}. \quad (1.6)$$

Le couplage en amplitude a_{detect} du mode fondamental de la fibre $\hat{\psi}_{\text{detect}}(x_2, y_2)$ avec le champ incident au plan détection est donné par (Bures, 2008)

$$a_{\text{detect}}(\vec{r}_s) = \int_{\infty} \hat{\psi}_{\text{detect}}^*(x_2, y_2) \delta(z_2) U_2(\vec{r}_2, \vec{r}_s) d\vec{r}_2 \quad (1.7)$$

où $\delta(z_2)$ signifie que le champ est détecté seulement au plan $z = z_2$. L'intensité mesurée $I(\vec{r}_s)$ par un détecteur captant tout le champ à la sortie de la fibre est donc donnée par

$$I(\vec{r}_s) = |a_{\text{detect}}(\vec{r}_s)|^2. \quad (1.8)$$

En utilisant les équations 1.3, 1.7 et 1.8 et avec des changements de variables inspirés, il est possible de décrire l'intensité mesurée en fonction du déplacement de l'échantillon $I(\vec{r}_s)$ comme étant la convolution d'une réponse impulsionnelle du système d'imagerie confocal réciproque corrigé à l'infini $h_{\text{syst}}(\vec{r}_s)$ avec la réflectance de l'objet $o(\vec{r}_s)$:

$$I(\vec{r}_s) = |h_{\text{syst}}(\vec{r}_s) \otimes_3 o(\vec{r}_s)|^2 \quad (1.9)$$

où Ici \otimes_3 représente la convolution dans l'espace xyz . La réponse impulsionnelle du système est donnée par

$$h_{\text{syst}}(\vec{r}) = a_{\text{ill}} \exp(i2kz) \left[\hat{\psi}_{\text{ill}}(M_1 x, M_1 y) \otimes_2 h_1(\mathbf{M}_1 \vec{r}) \right] \left[\hat{\psi}_{\text{detect}}^*(M_1 x, M_1 y) \otimes_2 h_2(\vec{r}) \right]. \quad (1.10)$$

Ici \otimes_2 représente la convolution dans le plan xy .

L'équation 1.9 montre que le système d'imagerie confocal avec des fibres optiques unimodales est bien un système cohérent. L'image dépend strictement de convolutions en amplitude et non en intensité. En effet, l'amplitude détectée pour un objet est la somme des amplitudes

détectées pour différents points formant l'objet.

Sectionnement optique

Une des caractéristiques les plus intéressantes des microscopes confocaux est, par leur capacité de filtrer les photons ne provenant pas du volume confocal, de former des images de l'intérieur d'un tissu biologique diffusant. Donc, en pratique, la différence majeure entre les images produites par un microscope grand-champ conventionnel et un microscope confocal est la différence entre leurs résolutions axiales. La fine résolution axiale des microscopes confocaux est aussi désignée sectionnement optique.

Une façon conventionnelle de mesurer la résolution axiale d'un microscope confocal en réflectance consiste à faire les images d'un miroir plan pour différentes positions en profondeur de défocalisation. La distance entre les positions de demie-intensité (par rapport à l'intensité maximale) est appelé la réponse planaire 50/50.

À partir de l'équation 1.9, il est possible de déterminer la réponse planaire d'un microscope confocal pour une longueur d'onde donnée, une fibre unimodale donnée et des lentilles tubes et objectifs donnés. Si on approxime le mode de la fibre comme étant un mode gaussien (Snyder & Love, 1983) et que le système d'imagerie est circulairement symétrique, il est possible de développer une théorie normalisée pour décrire la réponse planaire (Gu, 1996).

Dans ce cas, le mode guidé par la fibre est approximé par

$$U_0(r_0) = \frac{a_{\text{ill}} 2\sqrt{2}}{\text{MFD} \sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{2r_0}{\text{MFD}} \right)^2 \right], \quad (1.11)$$

où $r_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ est la coordonnée radiale au plan d'illumination et MFD (*Mode Field Diameter*) est le diamètre pour lequel l'amplitude du mode gaussien est le $1/e$ de l'amplitude maximale.

Pour une telle illumination, il est possible de démontrer que le champ rétroréfléchi par un miroir est donné au plan de détection par

$$U_2(u, \nu) \propto \int_0^1 \exp \left[- \left(\frac{\rho \sqrt{A}}{\sqrt{2}} \right)^2 \right] \exp(iu\rho^2) J_0(\nu\rho) \rho d\rho, \quad (1.12)$$

où on a fait l'usage des variables normalisées u , ν et A qui représente la défocalisation, la coordonnée radiale normalisée et le facteur de remplissage de la pupille de l'objectif respect-

tivement. Ces variables sont données par (Gu, 1996)

$$u = 4kz_1 \sin^2(\alpha/2) \approx kz_1 \sin^2(\alpha), \quad (1.13)$$

$$\nu = kr_0 \sin(\beta) = kr_1 \sin(\alpha) = kr_2 \sin(\beta), \quad (1.14)$$

et

$$A = \left(k \frac{a_{\text{obj}}}{f_{\text{coll}}} \frac{\text{MFD}}{2\sqrt{2}} \right)^2 \approx \left(k \sin(\beta) \frac{\text{MFD}}{2\sqrt{2}} \right)^2 = \left(k M \sin(\alpha) \frac{\text{MFD}}{2\sqrt{2}} \right)^2. \quad (1.15)$$

Le demi-angle α est le demi-angle supporté par a_{obj} , le rayon de la pupille de l'objectif, et f_{obj} la distance focale de l'objectif. Le demi-angle β est le demi-angle supporté par a_{obj} et f_{coll} la distance focale de la lentille tube. M est le grandissement donné par $f_{\text{obj}}/f_{\text{coll}}$. Le facteur de remplissage de la pupille de l'objectif A représente le ratio entre l'aire de la pupille de l'objectif et l'aire efficace du faisceau gaussien au plan de la pupille de l'objectif. Cette aire efficace est définie comme l'aire pour laquelle $1 - \exp(-1) \approx 63\%$ de la puissance du faisceau gaussien incident est contenue lorsque f_{coll} est beaucoup plus grande de la distance de Rayleigh.

Selon l'équation 1.7 et lorsque l'on utilise les coordonnées optiques normalisées, l'amplitude couplée au mode de la fibre de détection devient

$$a_{\text{plan}}(u) \propto \int_0^\infty \exp \left[- \left(\frac{v}{\sqrt{2A}} \right)^2 \right] \left\{ \int_0^1 \exp \left[- \left(\frac{\rho\sqrt{A}}{\sqrt{2}} \right)^2 \right] \exp(iu\rho^2) J_0(\nu\rho) \rho d\rho \right\} \nu d\nu. \quad (1.16)$$

L'image d'un miroir ayant une défocalisation de u est proportionnelle à l'intensité mesurée $I_{\text{plan}}(u)$ par un détecteur sensible à l'intensité du champ à la sortie de la fibre. $I_{\text{plan}}(u)$ est donc donnée par

$$I_{\text{plan}}(u) = |a_{\text{plan}}(u)|^2. \quad (1.17)$$

En solutionnant l'équation 1.17 pour différents facteurs de remplissage A et positions de défocalisation, il est possible de calculer la réponse planaire 50/50 théorique en notant la position de défocalisation pour laquelle l'intensité diminue d'un facteur 1/2 ($u_{1/2}$). Puisque la réponse planaire 50/50 correspond à la distance entre les positions de demie-intensité, la réponse planaire 50/50 théorique est donc $2u_{1/2}$.

La Figure 1.2 montre les valeurs de défocus où l'intensité de l'image d'un plan diminue d'un facteur 1/2 ($u_{1/2}$) pour différents facteurs de remplissage A pour un microscope confocal réci-

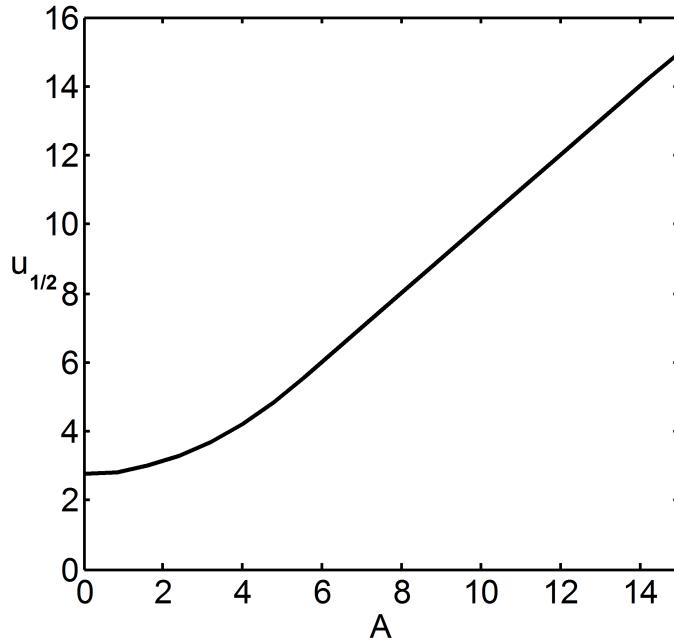


Figure 1.2 $u_{1/2}$ pour un plan en fonction du facteur de remplissage A pour une illumination gaussienne et une détection cohérente gaussienne.

proche ayant une illumination gausienne et une détection cohérente gausienne. On remarque que pour un facteur A élevé $u_{1/2}$ tend vers A . Dans ce régime les effets de diffraction à la pupille de l'objectif deviennent négligeables. Sous ces conditions la demie réponse planaire 50/50 théorique devient

$$u_{1/2} = A \approx \frac{k^2 M^2 \sin^2(\alpha) \text{MFD}^2}{8} \rightarrow z_{1/2} \approx \frac{k M^2 \text{MFD}^2}{8}. \quad (1.18)$$

Dans ce cas, la réponse planaire 50/50 en z ne dépend plus de la pupille objectif mais seulement de la taille de l'illumination, de la longueur d'onde et du grandissement du système optique. Lorsque $A \rightarrow 0$ les effets de diffraction à la pupille deviennent plus importants et $u_{1/2}$ tend vers 2,8 qui est la solution de

$$\frac{\sin(u_{1/2}/2)}{u_{1/2}/2} = \sqrt{\frac{1}{2}}. \quad (1.19)$$

Dans ce cas, la réponse planaire 50/50 en z ne dépend plus de la taille de la source et de f_{coll} mais dépend de la longueur d'onde utilisée et de l'ouverture numérique de l'objectif. La Figure 1.2 démontre que si l'on veut obtenir une résolution axiale approchant la résolution optimale il faut considérer des facteurs de remplissage ≤ 4 .

Intensité collectée

Un second facteur à considérer dans la conception d'un microscope confocal est la quantité de signal recueillie. Plus le rapport signal sur bruit est élevé, plus il est possible d'imager rapidement. La capacité d'imager le plus rapidement possible est de la plus haute importance dans un contexte d'imagerie clinique ou endoscopique. En effet, les différentes vibrations dues aux processus biologiques du patient (respiration, battement cardiaque) et de l'endoscopiste (vibration des mains) rendent nécessaire une imagerie rapide afin d'obtenir des images nettes. En effet, il ne sert à rien d'avoir une très bonne résolution optique si un gain électronique de détection excessif ou les différentes vibrations rendent les images floues.

L'efficacité de collection η est définie comme étant le ratio entre l'intensité d'illumination et l'intensité collectée. Pour un plan au focus, avec l'approximation de l'illumination et de la détection cohérente gaussienne, η est donnée par (Gu, 1996)

$$\eta = [1 - \exp(-A)]^2. \quad (1.20)$$

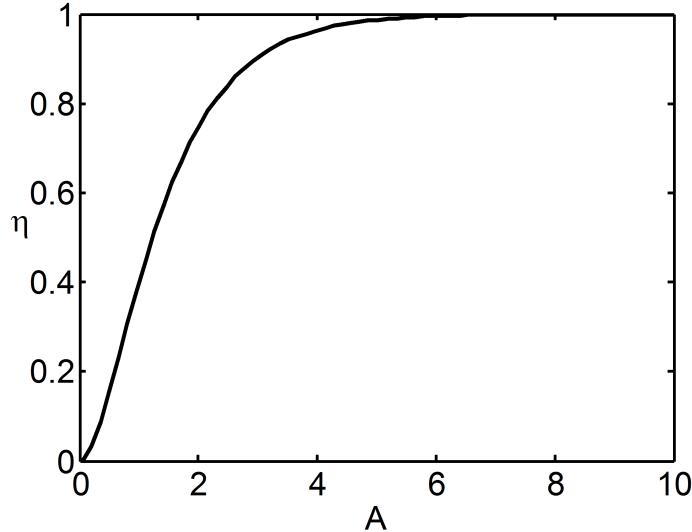


Figure 1.3 Efficacité de collection η pour un plan au focus en fonction du facteur de remplissage A pour une illumination gaussienne et une détection cohérente gaussienne.

La Figure 1.3 montre l'efficacité de collection pour un plan au focus pour différents facteurs de remplissage A pour un microscope confocal réciproque ayant une illumination gaussienne et une détection cohérente gaussienne. Cette figure montre que l'efficacité de collection η diminue rapidement pour des facteurs de remplissage < 2 .

Contraste de tavelure (*speckle*)

Les tavelures sont dues à des interférences positives et négatives de plusieurs fronts d'ondes cohérents produits par la diffusion d'un milieu turbide ou une réflexion par une surface rugueuse. Elles surviennent lorsqu'un champ incident cohérent temporellement et spatialement est diffusé. Les échantillons biologiques peuvent être décrits comme étant constitués de plusieurs réflecteurs (membranes cellulaires) incorporés dans une matrice diffusante (organelles, macromolécules diverses). Ainsi, dans un microscope confocal, la lumière rétroréfléchie par un échantillon biologique formera un patron de tavelure au plan de détection. L'amplitude complexe du champ à un point du plan détection U peut donc être décrite comme une somme de N phaseurs aléatoires. On obtient donc (Goodman, 2007)

$$U = ue^{i\phi} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=1}^N u_n e^{i\phi_n} \quad (1.21)$$

où u_n et ϕ_n sont l'amplitude et la phase du $n^{\text{ème}}$ phaseur respectivement. Le facteur $1/\sqrt{N}$ est une normalisation pour que le moment de second ordre de U reste fini pour des $N \rightarrow \infty$.

Si le nombre de phaseurs est élevé (comme c'est le cas pour les diffuseurs dans le volume confocal) et que ces phaseurs sont indépendants, en utilisant le théorème central limite, il est possible de décrire la fonction de densité de probabilité conjointe $p_{u,\phi}(u, \phi)$ comme étant

$$p_{u,\phi}(u, \phi) = \frac{u}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{u^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.22)$$

où σ^2 est la variance. La fonction de densité de probabilité en amplitude est donnée par

$$p_u(u) = \int_{-\pi}^{\pi} p_{u,\phi}(u, \phi) d\phi = \frac{u}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{u^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.23)$$

alors que la fonction de densité de probabilité en phase est donnée par

$$p_\phi(\phi) = \int_0^\infty p_{u,\phi}(u, \phi) du = \frac{1}{2\pi}. \quad (1.24)$$

L'intensité I en un point du détecteur est donnée selon l'équation 1.21 par $I = |u|^2$. La fonction de densité de probabilité pour l'intensité est donc

$$p_I(I) = p_u(\sqrt{I}) \left| \frac{du}{dI} \right| = \frac{1}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{I}{2\sigma^2}\right). \quad (1.25)$$

La moyenne de l'intensité de la fonction de densité de probabilité 1.25 est donnée par

$$\bar{I} = \int_0^\infty I p_I(I) dI = 2\sigma^2 \quad (1.26)$$

alors que la variance est donnée par

$$\sigma_I^2 = \bar{I}^2 - \bar{I}^2 = \bar{I}^2. \quad (1.27)$$

L'écart type est donc donné par

$$\sigma_I = \bar{I}. \quad (1.28)$$

Le contraste de tavelure est défini comme étant le ratio entre l'écart type de l'intensité et sa moyenne. Ainsi un patron de speckle parfaitement développé aura un contraste C de (Goodman, 2007)

$$C = \frac{\sigma_I}{\bar{I}} = 1. \quad (1.29)$$

Lorsqu'une fibre unimodale est utilisée comme un détecteur cohérent, l'intensité détectée dépend du patron de speckle au plan de détection. L'amplitude couplée dépend de l'amplitude au plan de détection et suit donc la même statistique de tavelure en amplitude que celle décrite par l'équation 1.23. Finalement, suivant ce raisonnement le contraste de tavelure pour une détection unimodale, C_{Mono} , est donné selon l'équation 1.29 par

$$C_{\text{Mono}} = C = \frac{\sigma_I}{\bar{I}} = 1. \quad (1.30)$$

Ce contraste de tavelure élevé est un obstacle majeur pour l'adoption de l'endoscopie à fibre unique par le milieu clinique. Le bruit de tavelure étant constant en fonction du temps, il peut être interprété par un endoscopiste comme étant de réelles structures biologiques ce qui pourrait éventuellement mener à des erreurs de diagnostic. De plus, le bruit de tavelure réduit la résolution effective (c'est à dire la taille des plus petites structures que l'on peut identifier). En effet, les interférences constructives ou destructives peuvent empêcher la visualisation de frontières fines et courtes.

1.1.2 Illumination unimodale et détection multimodale par une fibre à double gaine

L'utilisation de fibres à double gaine pour l'endoscopie à fibre unique a été démontrée par Yelin et al. en 2004. Dans ce cas, la fibre à double gaine était constituée d'un cœur unimodal

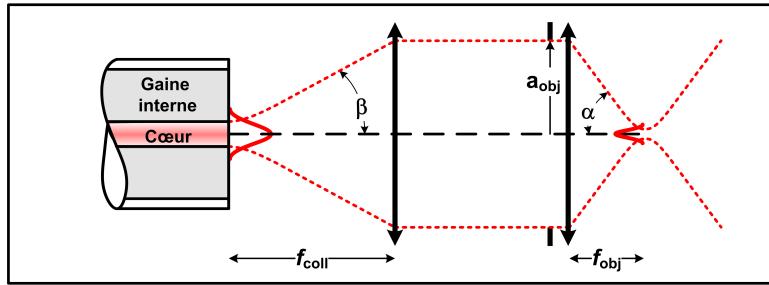


Figure 1.4 Imagerie confocale en réflectance réciproque utilisant une fibre à double gaine.

et d'une gaine interne multimodale. Yelin et al. en 2004 démontrent qu'en utilisant le cœur unimodal pour l'éclairage et la gaine interne multimodale pour la détection, la résolution latérale restait sensiblement inchangée (théoriquement elle est augmentée au maximum par un facteur $\sqrt{2}$), la profondeur de champ (le sectionnement optique) était augmentée et le contraste de tavelure grandement diminué par rapport à celui résultant d'une détection unimodale. L'utilisation d'une fibre à double gaine a donc les mêmes conséquences que celles prévues pour une éclairage par une fibre unimodale et une détection par une fibre multimodale (Wilson, 1993). Par contre, l'utilisation d'une fibre à double gaine rend possible l'utilisation de la même fibre pour l'éclairage et la détection (voir la Figure 1.4) à condition de pouvoir séparer le signal de cœur du signal de gaine interne.

Les sous-sections qui suivent expliquent les effets de l'utilisation d'une fibre à double gaine. En premier lieu, il y est démontré que l'image formée est une somme en intensité de plusieurs systèmes d'imagerie cohérents (un pour chaque mode). Les répercussions sur le sectionnement optique, sur l'intensité détectée ainsi que sur le contraste de tavelure sont ensuite analysées plus en profondeur.

Formation de l'image

Afin de bien expliquer la formation de l'image pour un système confocal utilisant une fibre à double gaine, il faut en premier lieu bien identifier les caractéristiques de la propagation de la lumière dans de telles fibres. Les fibres optiques et autres guides d'ondes ne permettent que des solutions discrètes de propagations de la lumière (Snyder & Love, 1983). Ces solutions discrètes de l'équation d'onde dans une fibre optique sont appelées des modes. Ces modes sont caractérisés par leur profil (l'amplitude en fonction de la position dans le plan transverse) et la constante de propagation qui représente le déphasage le long de l'axe de propagation de la fibre. Une des caractéristiques majeures de ces modes est qu'ils sont mutuellement orthogonaux. Les fibres à double gaine qui nous intéressent sont constituées d'un cœur uni-

modal et d'une gaine interne multimodale. Ainsi, le profil du champ en amplitude dans le plan transverse de la fibre $\Psi_{\text{FDG}}(r, \theta)$ peut être décrit selon l'approximation du guidage faible comme

$$\Psi_{\text{FDG}}(r, \theta) = a_{\text{co}} \hat{\psi}_{\text{co}}(r, \theta) + \Psi_{\text{gi}}(r, \theta) \quad (1.31)$$

où a_{co} est l'amplitude complexe du mode de cœur ayant un profil normalisé $\hat{\psi}_{\text{co}}(r, \theta)$. $\Psi_{\text{gi}}(r, \theta)$ est la base des modes guidés par la gaine interne donnée par

$$\Psi_{\text{gi}}(r, \theta) = \sum_{n=1}^N a_n \hat{\psi}_n(r, \theta) \quad (1.32)$$

où N est le nombre de modes guidés par la gaine interne et a_n est l'amplitude complexe du $n^{\text{ième}}$ mode de gaine interne ayant un profil normalisé $\hat{\psi}_n(r, \theta)$.

En utilisant l'orthonormalité des modes et en utilisant les mêmes raisonnements et conditions que dans la sous-section précédente, on obtient que l'image formée par une illumination par le mode de cœur et une détection par les modes de gaines est donnée par (Wilson, 1993)

$$I(\vec{r}_s) = \sum_{n=1}^N |h_{\text{syst},n}(\vec{r}_s) \otimes_3 o(\vec{r}_s)|^2 \quad (1.33)$$

où $h_{\text{syst},n}(\vec{r})$ est donnée par

$$h_{\text{syst},n}(\vec{r}) = a_{\text{co}} \exp(i2kz) \left[\hat{\psi}_{\text{co}}(M_1x, M_1y) \otimes_2 h_1(\mathbf{M}_1 \vec{r}) \right] \left[\hat{\psi}_n^*(M_1x, M_1y) \otimes_2 h_2(\vec{r}) \right]. \quad (1.34)$$

Comme pour les équations 1.9 et 1.10, $o(\vec{r}_s)$ représente la fonction de réflectance en amplitude de l'échantillon, \otimes_3 l'opérateur de convolution en 3 dimensions, \otimes_2 l'opérateur de convolution dans le plan xy et $h_i(\vec{r})$ les réponses impulsionnelles d'illumination ($i = 1$) et de détection ($i = 2$). \mathbf{M}_1 et M_1 sont respectivement la matrice et la constante de grandissement d'illumination données par 1.4. L'équation 1.33 montre bien que l'image formée est une somme en intensité de plusieurs systèmes d'imagerie cohérents.

Sectionnement optique

L'utilisation d'une fibre à double gaine a pour conséquence une certaine perte du sectionnement optique comparativement à l'utilisation d'une fibre unimodale. Cette augmentation de la profondeur de champ est avantageuse dans le cas de l'endoscopie à fibre unique (Yelin et al., 2004). En effet, il est ainsi possible d'avoir des images de spécimens ayant une topologie complexe sans avoir à déplacer la sonde. Par contre, en endomicroscopie confocale,

le sectionnement optique est nécessaire pour obtenir des images nettes et pouvoir identifier différentes couches cellulaires (Boudoux, 2007).

Cette perte du sectionnement optique provient des étendues spatiales des modes de la gaine interne qui sont plus élevées que celle du mode de cœur puisqu'ils sont confinés par une gaine interne plus large que le cœur (voir la Figure 1.4). Ainsi, le filtrage spatial produit par ces modes est moindre, d'où la perte du sectionnement optique. Il est donc nécessaire de porter une grande attention aux caractéristiques géométriques de la gaine interne pour avoir le sectionnement optique adéquat pour une application donnée, ceci est expliqué au chapitre 4.

Intensité collectée

Une seconde conséquence liée à l'augmentation de l'étendue spatiale de collection donnée par l'utilisation de la gaine interne pour la détection est une augmentation de l'intensité collectée. En effet, l'augmentation du volume confocal permet de collecter des photons qui auraient autrement été filtrés par le cœur. Ces photons proviennent d'une rétroréflexion légèrement en marge du volume confocal idéal (volume confocal théorique obtenu par une source et un détecteur ponctuels) ou des photons ayant subis des diffusions multiples.

Aussi, la grande quantité de modes de la gaine interne permet de décomposer le champ incident au plan de détection dans une base de modes quasi-complète. En effet, si le nombre de modes est très élevé et que $\sin(\beta)$ est plus petit que l'ouverture numérique de la gaine interne, la base de modes peut être considérée comme étant complète sur la surface de la gaine interne. Autrement dit, avec un nombre de modes élevé, tout le champ incident à la surface de détection est collecté et la gaine interne se comporte comme un détecteur incohérent (sensible à l'intensité incidente). Ainsi, une plus grande partie du champ incident est collectée et donc l'intensité collectée augmente.

Contraste de tavelure (*speckle*)

Dans le cas où on utilise la gaine interne pour la collection, le patron de tavelure pleinement développé au plan de détection excite chaque mode orthogonaux de la gaine interne indépendamment selon une statistique gaussienne en amplitude. L'intensité moyenne d'excitation d'un mode dépend de la correspondance entre la cohérence spatiale du patron de tavelure et le profil du mode. Ensuite, par orthogonalité chaque mode est détecté indépendamment. L'image a alors un contraste de tavelure diminué. Dans ce cas, le contraste de tavelure C_{gi}

est donné par (Goodman, 2007)

$$C_{gi} = \frac{\sigma_{gi}}{\bar{I}_{gi}} = \frac{\sqrt{\sum_{n=1}^N \bar{I}_n^2}}{\sum_{n=1}^N \bar{I}_n} \quad (1.35)$$

où σ_{gi} et \bar{I}_{gi} sont l'écart type et la moyenne de l'intensité de l'image détectée par la gaine interne respectivement, N est le nombre de mode et \bar{I}_n est la moyenne de l'intensité couplée au $n^{\text{ième}}$ mode de la gaine interne.

Ainsi, en augmentant le nombre de modes de la gaine interne, le nombre de patrons de tavelure indépendant effectif augmente (Yelin et al., 2004) et le contraste de tavelure diminue. Il ne faut pas se méprendre ; il n'y a qu'un seul patron de speckle au plan de détection. C'est l'intensité couplée qui est indépendante pour chaque mode orthogonal.

1.2 Encodage spectral

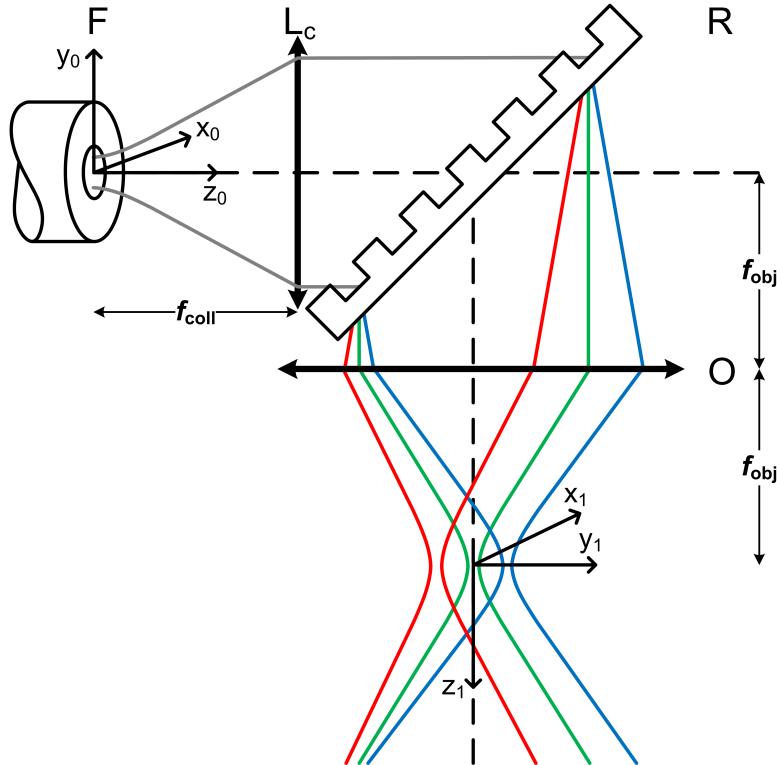


Figure 1.5 Bras d'imagerie simplifié pour l'endoscopie à encodage spectral. F : fibre optique. L_c : lentille de collimation. R : réseau de diffraction. O : objectif.

L'encodage spectral est un mécanisme de balayage utilisé en microscopie à balayage qui utilise

un élément dispersif tel qu'un réseau de diffraction. La figure 1.5 montre l'utilisation d'un réseau pour faire varier l'angle incident à l'objectif (Tearney et al., 1998). L'élément dispersif peut aussi être situé à la sortie de la lentille d'imagerie (Yelin et al., 2006). L'encodage spectral peut être obtenu à partir d'une source large et d'un spectromètre (Tearney et al., 2002) ou avec un laser à balayage rapide en longueur d'onde (Boudoux et al., 2005). Dans le second cas, l'illumination instantanée est monochromatique mais elle varie rapidement (Yun et al., 2003a). L'image est reconstruite par la détection de la trace temporelle obtenue par un photodétecteur à grande bande passante. Ainsi, chaque pixel n'est pas seulement encodé par la longueur d'onde mais aussi est encodé dans le temps.

L'utilisation de la longueur d'onde pour discriminer différents points dans un échantillon fixe implique des contraintes supplémentaires dans la conception du bras d'imagerie. La largeur du champ de vue dépend de l'élément dispersif utilisé et de la largeur spectrale de la source. Aussi, le nombre de points résolvables dépend de la résolution spectrale du système. Pour les systèmes utilisant des lasers à balayage rapide ($\geq 1 \text{ kHz}$) la résolution spectrale du système dépend de la bande passante du système d'acquisition et de l'élément dispersif utilisé dans le bras d'imagerie. En effet, la largeur spectrale instantanée du laser est considérée comme étant très faible. De plus, l'utilisation d'un interféromètre dans le bras de détection, sous certaines hypothèses, rend possible une détermination de la variation du retard de phase instantané (Yelin et al., 2003). Les prochaines sous-sections décrivent donc la largeur du champ de vue, le nombre de points résolvables et la détection interférométrique.

1.2.1 Largeur du champ de vue

Selon la figure 1.5, la largeur du champ de vue dépend de la longueur focale de l'objectif f_{obj} , de la source et du réseau de diffraction. La source a une largeur spectrale de $\Delta\lambda$ et la longueur d'onde centrale est λ_0 . La figure 1.6 montre les caractéristiques géométriques du réseau de diffraction en transmission. La période est représentée par d . Les angles incidents et de l'ordre de diffraction m par rapport à la normale du réseau n sont respectivement θ_i et θ_m . Les angles θ_i et θ_m sont reliés à la longueur d'onde incidente au réseau par l'équation des réseaux :

$$m\lambda = d(\sin\theta_i + \sin\theta_m) \quad (1.36)$$

qui peut être réécrite ainsi :

$$\theta_m = \sin^{-1} \left(\frac{m\lambda}{d} - \sin\theta_i \right). \quad (1.37)$$

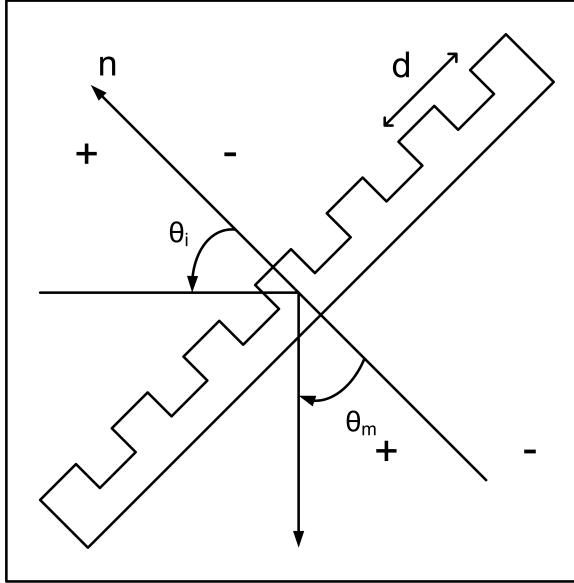


Figure 1.6 Géométrie utilisée pour la description d'un réseau en transmission.

Dans la configuration de Littrow ($\sin\theta_i = \sin\theta_m$) les équations 1.36 et 1.37 deviennent

$$m\lambda = d(2\sin\theta_m) \quad (1.38)$$

et

$$\theta_m = \sin^{-1} \left(\frac{m\lambda}{2d} \right). \quad (1.39)$$

La dérivée de l'équation 1.37 en fonction de la longueur d'onde, si on considère θ_i comme constant, donne la dispersion angulaire du réseau D :

$$D = \frac{d\theta_m}{d\lambda} = \frac{m}{d\cos\theta_m}. \quad (1.40)$$

En utilisant l'équation 1.36, l'équation 1.40 devient

$$D = \frac{\sin\theta_i + \sin\theta_m}{\lambda\cos\theta_m}. \quad (1.41)$$

Donc, à Littrow pour λ_0 , la demi variation angulaire $\Delta\theta_{m(1/2)}$ correspondant à une demi largeur spectrale $\Delta\lambda_{1/2} = \Delta\lambda/2$ vaut :

$$\Delta\theta_{m(1/2)} = \left| \frac{d\theta_m}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} \Delta\lambda/2 = \frac{\tan\theta_m}{\lambda_0} \Delta\lambda. \quad (1.42)$$

En utilisant l'équation 1.39, l'équation 1.42 devient

$$\Delta\theta_{m(1/2)} = \frac{\tan \left[\sin^{-1} \left(\frac{m\lambda_0}{2d} \right) \right]}{\lambda_0} \Delta\lambda. \quad (1.43)$$

Finalement, selon la figure 1.5, la largeur du champ de vue LCV est donnée par

$$LCV = 2f_{\text{obj}} \tan \Delta\theta_{m(1/2)}. \quad (1.44)$$

1.2.2 Nombre de points résolvables

Il est important lors de la conception d'un système d'imagerie à encodage spectral de déterminer le nombre de points résolvables spectralement afin de s'assurer que l'encodage spectral ne nuit pas à la résolution du système. Le nombre de points résolvables spectralement, N_λ , est donné par

$$N_\lambda = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} \quad (1.45)$$

où $\delta\lambda$ est la résolution spectrale du réseau.

Pour une onde monochromatique, la distance angulaire normalisée entre les zéros entourant les maxima principaux de la diffraction par N fentes, $\delta\alpha$, est donné par (Hecht, 2002) :

$$\delta\alpha = 2\pi/N \quad (1.46)$$

où α est une variable normalisée reliée à l'angle de sortie θ donnée par

$$\alpha = \frac{\pi d}{\lambda} (\sin\theta - \sin\theta_i). \quad (1.47)$$

La dérivee de l'équation 1.47 par rapport à θ donne

$$\frac{d\alpha}{d\theta} = \frac{\pi d}{\lambda} \cos\theta. \quad (1.48)$$

Ainsi la résolution angulaire $\delta\theta$ est reliée à $\delta\alpha$ selon les équations 1.46 et 1.48 par

$$\delta\alpha = \frac{\pi d}{\lambda} \delta\theta \cos\theta = 2\pi/N. \quad (1.49)$$

On obtient donc la résolution angulaire $\delta\theta$:

$$\delta\theta = \frac{2\lambda}{Nd\cos\theta_m}. \quad (1.50)$$

À partir des équations 1.40 et 1.50 on obtient la résolution spectrale $\delta\lambda$ par

$$\delta\lambda = \frac{2\lambda_0}{Nm}. \quad (1.51)$$

Idéalement, le nombre de points résolvables spectralement N_λ devrait être supérieur ou égal au nombre de points résolvables selon la résolution optique $N_x = \text{LCV}/\delta x$ où δx est la résolution transverse au plan focal ($\Delta\lambda/\delta\lambda \geq \text{LCV}/\delta x$). Ainsi, le nombre de pas du réseau illuminés doit respecter

$$N \geq \frac{2\lambda_0 \text{LCV}}{m\Delta\lambda\delta x}. \quad (1.52)$$

1.2.3 Mesures interférométriques

L'utilisation de sources à balayage en longueur d'onde permet aussi l'obtention de mesures interférométriques. En effet, ces sources ont été développées afin de simplifier les montages de tomographie par cohérence optique (Chinn et al., 1997). Yelin et al. en 2003 démontrent qu'un équivalent de tomographie par cohérence optique à basse résolution pouvait être obtenu dans les montages à encodage spectral par l'ajout d'un bras de référence et par la recombinaison des signaux provenant de l'échantillon et du bras de référence. La reconstruction interférométrique à basse résolution est obtenue par le suréchantillonnage de l'acquisition par rapport à la résolution optique du système et en ne considérant que la réflexion à la première surface de l'échantillon.

L'intensité donnée par la recombinaison des amplitudes complexes de référence $A_{\text{réf}}$ et échantillon $A_{\text{éch}}$ en fonction du nombre d'onde dans le vide k_0 est donnée par

$$\begin{aligned} I(k_0) &= |A_{\text{réf}}(k_0) + A_{\text{éch}}(k_0)|^2 = |A_{\text{réf}}(k_0)|^2 + |A_{\text{éch}}(k_0)|^2 \\ &\quad + 2A_{\text{réf}}(k_0)A_{\text{éch}}(k_0)\cos[\Delta\phi(k_0)] \end{aligned} \quad (1.53)$$

où $\Delta\phi(k_0)$ est le déphasage entre $A_{\text{réf}}$ et $A_{\text{éch}}$. Ce déphasage est lié aux chemins optiques du bras de référence et du bras d'échantillon $L_{\text{réf}}$ et $L_{\text{éch}}$, respectivement par

$$\Delta\phi(k_0) = (L_{\text{éch}} - L_{\text{réf}}) k_0. \quad (1.54)$$

Les chemins optiques sont donnés par

$$L_i = \int_{s_i} n_i(z, k_0) dz \quad (1.55)$$

où $n(z, k_0)$ représente l'indice de réfraction (ou l'indice effectif d'un mode guidé par une fibre optique) le long du parcours s_i .

Dans le cas où la différence de chemins optiques nulle est située dans l'espace de l'échantillon et en négligeant la dispersion, $\Delta\phi(k_0)$ est donné par

$$\Delta\phi(k_0) = 2n\Delta z k_0 \quad (1.56)$$

où n est l'indice de réfraction du milieu entre l'objectif et l'échantillon et Δz est la distance entre la surface de l'échantillon et la position du zéro de l'interféromètre. Le facteur 2 provient de l'aller-retour de la lumière en imagerie par réflectance.

Le balayage en longueur d'onde d'un laser utilisant un polygone rotatif en fonction du temps est quasi-linéaire en nombre d'onde. Ainsi, $k(t)$ peut être approximé par

$$k_0(t) = k_i + \frac{dk_0}{dt}t \quad (1.57)$$

où k_i est le nombre d'onde initial et dk_0/dt est la variation du nombre d'onde en fonction du temps. La variation du nombre d'onde en fonction du temps dépend de la variation totale du nombre d'onde Δk_0 et de la fréquence de balayage f_b de la source selon

$$\frac{dk_0}{dt} = \Delta k_0 f_b. \quad (1.58)$$

En utilisant les équations 1.56 et 1.57 l'équation 1.53 devient

$$I(t) = |A_{\text{réf}}(t)|^2 + |A_{\text{éch}}(t)|^2 + 2A_{\text{réf}}(t)A_{\text{éch}}(t)\cos\left[2n\Delta z\left(k_i + \frac{dk_0}{dt}t\right)\right]. \quad (1.59)$$

La fréquence instantanée de l'interférogramme, f_i , est donc

$$f_i = \frac{n\Delta z}{\pi} \frac{dk_0}{dt}. \quad (1.60)$$

Ce qui correspond au profil de l'échantillon en un point x sur l'axe encodé spectralement donné par

$$\Delta z(x) = \frac{\pi f_i(x)}{n(dk_0/dt)}. \quad (1.61)$$

Si on considère que le système d'imagerie est limité seulement par la fréquence d'acquisition

f_a , selon le théorème de Nyquist-Shannon ($f_a \geq 2f_i$), la distance mesurable maximale est

$$\Delta z_{max} = \frac{\pi f_a}{2n(dk_0/dt)}. \quad (1.62)$$

Les autres caractéristiques du système d'imagerie pouvant limiter Δz_{max} sont la profondeur de champ, la cohérence temporelle du laser et la bande passante du détecteur.

Une façon simple de déterminer $f_i(x)$ est de découper l'interférogramme complet d'une ligne encodée spectralement en sous-blocs de plusieurs pixels et de faire la transformée de Fourier de chaque sous-bloc en considérant que le spectre de la source et le profil de l'échantillon sont constants. Ainsi, en retenant la fréquence de plus grande amplitude de chaque sous-bloc, on retrouve $\Delta z(x)$. En théorie, s'il n'y avait qu'une seule fréquence présente pour chaque sous-bloc, il serait possible d'obtenir une très bonne résolution en interpolant le centre du pic de la transformée de Fourier de chaque sous-bloc. En réalité, le bruit total du système limite la résolution du profil en créant des fréquences parasites. Aussi, pour un échantillon diffusant, les tavelures créent des zones où, par interférences destructives, le signal est pratiquement nul. Ainsi, un filtrage médian sur le profil final est conseillé pour se débarasser du bruit et pour éliminer les zones de tavelures destructives, ce qui réduit grandement la résolution latérale. Ce filtrage médian consiste à conserver la valeur médiane d'un bloc de pixels voisins.

1.3 Fibres optiques

En imagerie biomédicale, l'utilisation des fibres optiques pour guider la lumière permet d'imager des échantillons dans des endroits reclus et sombres. Ainsi, elles permettent de séparer l'optoélectronique nécessaire à l'illumination et la détection (Wang et al., 2008) de la sonde comprenant l'optique d'imagerie. En effet, les fibres optiques sont des guides d'ondes flexibles et de petites tailles qui permettent de guider la lumière avec très peu de perte. La très grande variété de fibres disponibles permet un grand nombre de type d'imagerie par endoscopie. De plus, la grande quantité de composantes fibrées robustes (sources, coupleurs, isolateurs, réseaux de Bragg, ect.) permet aussi la création de bancs d'endoscopie plus petits et solides. En effet, la communauté médicale exige de ses instruments qu'ils soient robustes, faciles d'utilisation et stérilisables. Le matériel médical doit être transporté fréquemment. Les coûts d'achat, d'entretien et de formation doivent être faibles. Finalement, une erreur médicale peut avoir des répercussions graves et doit donc être évitée à tout prix.

Les avancées en endoscopie à fibre unique à double gaine à saut d'indice (Yelin et al., 2004; Boudoux, 2007) ont donc suscité beaucoup d'intérêt pour le développement de composantes

utilisant ce type de fibres adaptées spécialement à l'endoscopie (Ryu et al., 2008; Wang et al., 2007). Typiquement, ces fibres sont constituées d'un cœur unimodal et d'une gaine interne multimodale. Les sous-sections qui suivent décrivent les propriétés modales de ces fibres et des composantes fusionnées-étirées utilisant ces fibres.

1.3.1 Fibre à double gaine à saut d'indice

La Figure 1.7 schématise les différentes propriétés géométriques d'une fibre à double gaine à saut d'indice. Ces fibres sont constituées de trois couches. Ces couches sont le cœur (co), la gaine interne (gi) et la gaine externe (ge) et sont caractérisées par leur indice de réfraction et leur rayon. Les indices du cœur, de la gaine interne et de la gaine externe sont respectivement n_{co} , n_{gi} et n_{ge} . Les rayons sont respectivement r_{co} , r_{gi} et r_{ge} .

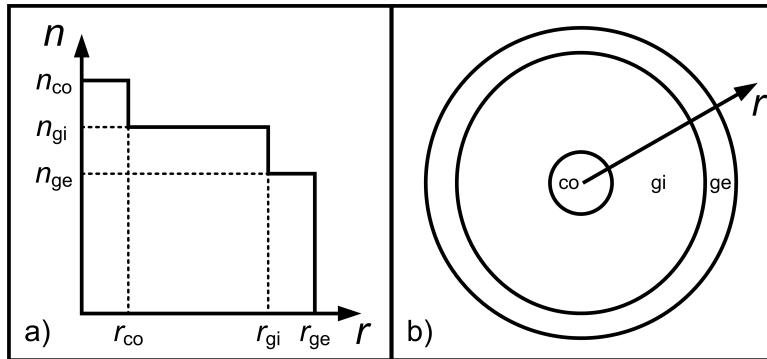


Figure 1.7 Géométrie d'une fibre à double gaine à saut d'indice. a) Profil d'indice de la fibre en fonction du rayon. b) Schéma d'une coupe transversale de la fibre. n : indice de réfraction, r : rayon, co : cœur, gi : gaine interne, ge : gaine externe.

Typiquement, les fibres optiques sont fabriquées à partir de matériaux diélectriques. Ainsi, la perméabilité magnétique de ces matériaux est environ celle du vide ($\mu \approx \mu_0$) et la densité de courant est nulle ($\vec{J} = 0$). Sous ces conditions, à partir des équations de Maxwell, il est possible d'obtenir les équations d'onde vectorielles homogènes gouvernant la propagation de l'onde électromagnétique dans la fibre(Born & Wolf, 1959) :

$$\left(\vec{\nabla}^2 + k^2 n^2 \right) \vec{E} = -\vec{\nabla} \left(\vec{E} \cdot \vec{\nabla} \ln n^2 \right) \quad (1.63)$$

et

$$\left(\vec{\nabla}^2 + k^2 n^2 \right) \vec{H} = \left(\vec{\nabla} \times \vec{H} \right) \times \vec{\nabla} \ln n^2 \quad (1.64)$$

où les champs électriques et magnétiques sont respectivement \vec{E} et \vec{H} , $\vec{\nabla}$ est l'opérateur

gradient et $\vec{\nabla}^2$ l'opérateur laplacien vectoriel. La fibre optique est un guide d'onde invariant en z , $n = n(x, y)$. Un *mode* est une solution invariante en z à une phase près donnée par (Snyder & Love, 1983)

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{e}(x, y)\exp(i\beta z) \quad (1.65)$$

et

$$\vec{H}(x, y, z) = \vec{h}(x, y)\exp(i\beta z) \quad (1.66)$$

où \vec{e} et \vec{h} sont les profils de champ et β est la constante de propagation. Sous ces conditions d'invariance en z , les équations d'onde vectorielles homogènes deviennent les équations d'onde vectorielles modales données par

$$\left(\vec{\nabla}_t^2 + k^2 n^2 - \beta^2\right) \vec{e} = - \left(\vec{\nabla}_t + i\beta \hat{z}\right) \left(\vec{e}_t \cdot \vec{\nabla}_t \ln n^2\right) \quad (1.67)$$

et

$$\left(\vec{\nabla}_t^2 + k^2 n^2 - \beta^2\right) \vec{h} = \left[\left(\vec{\nabla}_t + i\beta \hat{z}\right) \times \vec{h}\right] \times \vec{\nabla}_t \ln n^2 \quad (1.68)$$

où \vec{e}_t représente le profil du champ électrique transverse (dans le plan $x - y$) et $\vec{\nabla}_t$ et $\vec{\nabla}_t^2$ sont respectivement les opérateurs gradient et laplacien transverses vectoriel (Bures, 2008).

En général, les différences d'indice d'une couche à l'autre dans les fibres à sauts d'indices sont très faibles. Ainsi, $\vec{\nabla}_t \ln n^2 \approx 0$; cette approximation est appelée l'approximation de guidage faible. Sous cette condition, les Équations 1.67 et 1.68 se simplifient à

$$\left(\nabla_t^2 + k^2 n^2 - \beta^2\right) \psi = 0, \quad (1.69)$$

où ψ représente le profil du champ (électrique ou magnétique) et ∇_t^2 l'opérateur scalaire laplacien. Pour un champ polarisé en \hat{x} (Bures, 2008)

$$\vec{e} = e_x \hat{x} = \psi \hat{x} \quad (1.70)$$

et

$$\vec{h} = h_y \hat{y} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\beta}{k_0} \psi \hat{y}. \quad (1.71)$$

Pour un champ polarisé en \hat{y}

$$\vec{e} = e_y \hat{y} = \psi \hat{y} \quad (1.72)$$

et

$$\vec{h} = h_x \hat{x} = - \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\beta}{k_0} \psi \hat{x}. \quad (1.73)$$

Sous ces conditions, $e_z \approx 0$ et $h_z \approx 0$. Les solutions à l'Équation 1.69 sont appelées modes LP pour *linearly polarised*. Le champ total Ψ est donné par

$$\Psi(x, y, z) = \sum_{n=1}^N \psi_n(x, y) \exp(i\beta_n z) \quad (1.74)$$

où N est le nombre total de modes guidés. Ces modes forment une base orthonormée :

$$\frac{\int_{\infty} \psi_i^*(x, y) \psi_j(x, y) dA}{\sqrt{\int_{\infty} |\psi_i(x, y)|^2 dA \int_{\infty} |\psi_j(x, y)|^2 dA}} = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases} \quad (1.75)$$

où dA est un élément d'aire dans le plan ($x - y$). Pour les guides d'onde cylindriques tels que les fibres optiques, les modes guidés sont dénotés modes LP_{lm} où l est le nombre modal azimutal et m le nombre modal radial. Le nombre de zéros en coordonnée azimutale est $2l$. Le nombre de zéros en coordonnée radiale est m . Ainsi, le mode fondamental LP_{01} est constant selon la coordonnée azimutale et est nul seulement lorsque $r \rightarrow \infty$. Il existe plusieurs façons de déterminer les profils et les constantes de propagations des modes guidés dans une fibre optique. Certaines géométries simples ont des solutions analytiques. Aussi, il est possible pour des géométries plus complexes de discréteriser l'Équation 1.69 et de la résoudre numériquement.

Dans les sous-sections qui suivent, les fibres à double gaine sont toujours considérées comme étant à saut d'indice. Le cœur est toujours unimodal et la gaine interne multimodale. Les paramètres utilisés lors des différentes simulations sont ceux de la fibre SM-9/105/125-20A (Nufern, East Granby, CT) à 1310 nm ($r_{co} = 4,5 \mu\text{m}$, $r_{gi} = 52,5 \mu\text{m}$, $r_{ge} = 62,5 \mu\text{m}$, $\lambda_c = 1250 \text{ nm}$, $NA_{gi} = 0,20$). L'indice de la gaine interne est l'indice de la silice pure à 1310 nm ($n_{gi} = 1,44720$) (Malitson, 1965). L'indice de la gaine externe peut être déterminé par l'ouverture numérique de la gaine interne NA_{gi} . La gaine interne étant beaucoup plus grande que la longueur d'onde, l'approximation de l'optique géométrique est valide. Ainsi, en utilisant la loi de la réflexion totale interne, on obtient

$$n_{ge} = \sqrt{n_{gi}^2 - NA_{gi}^2} = 1,43331. \quad (1.76)$$

L'indice de la gaine externe peut être déterminé par la longueur d'onde de coupure λ_c du mode fondamental et le rayon du cœur. Puisque l'étendue du profil du mode de cœur est de l'ordre de la dizaine de microns, la fibre peut être considérée comme un guide d'onde à 2 couches pour ce mode. Dans ce cas, le paramètre normalisé de la fibre V est donné par (Bures, 2008)

$$V = \frac{2\pi}{\lambda_0} r_{co} \sqrt{n_{co}^2 - n_{gi}^2}. \quad (1.77)$$

Une fibre à 2 couches à saut d'indice devient bimodale lorsque $V \geq V_c \approx 2,4048$ (le premier zéro de la fonction de Bessel de premier type d'ordre 0). Ainsi, n_{co} est estimé à

$$n_{\text{co}} = \sqrt{n_{\text{gi}}^2 + \left(\frac{V_c \lambda_c}{2\pi r_{\text{co}}} \right)^2} = 1,45178. \quad (1.78)$$

1.3.2 Fibre à double gaine effilée

L'effilage est une méthode qui permet de réduire progressivement le rayon des différentes couches d'une fibre à laquelle on a retiré la gaine de polymère. Une section de la fibre de silice est chauffée afin de réduire sa viscosité. Simultanément, une tension est appliquée aux extrémités de la section chauffée (Birks & Li, 1992). Seule la portion chauffée de la fibre est étirée et par conservation du volume, les rayons de cette portion sont réduits. Le rapport des diamètres de la fibre effilée d_f et des diamètres originaux d_0 est appelé RIE :

$$\text{RIE} = \frac{d_f}{d_0}. \quad (1.79)$$

Géométrie

Afin de bien identifier l'impact de l'effilage de la fibre sur la propagation, il est important de modéliser la géométrie de ces composantes fibrées. En effet, l'effilage introduit des régions de transition qui brisent l'invariance en z de la fibre originale (voir la Figure 1.8). Le profil de la fibre effilée en fonction de la longueur d'étirage x et de la largeur de la flamme L_0 est donnée par (Birks & Li, 1992)

$$r(x) = r_0 \exp \left(\frac{-x}{2L_0} \right) \quad (1.80)$$

où r_0 est le rayon initial de la fibre. La distance le long de la région de transition de la fibre effilée z est liée à la distance d'étirage x (voir la Figure 1.8) par

$$z(x) = \frac{x}{2}. \quad (1.81)$$

Pour une flamme de largeur constante L_0 , le profil longitudinal dans les sections de transition est décrit par

$$r(z) = r_0 \exp(-z/L_0). \quad (1.82)$$

La longueur de la région constante L_{cte} est donnée par la largeur de la flamme L_0 .

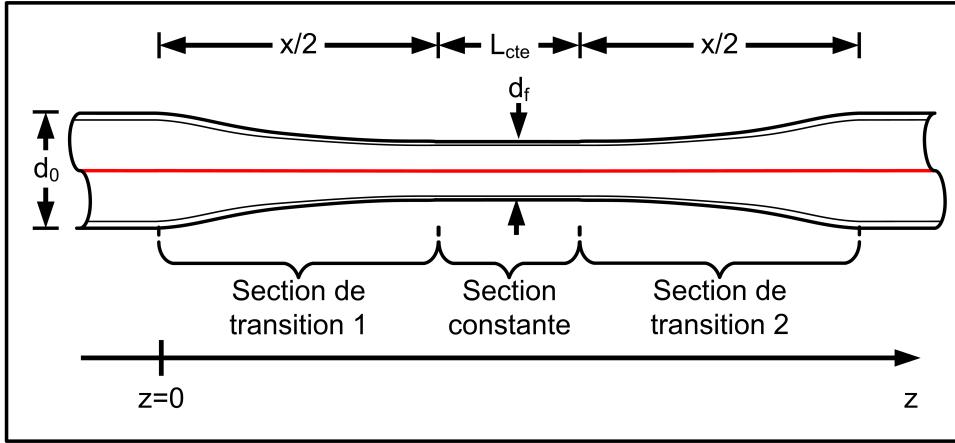


Figure 1.8 Géométrie d'une fibre à double gaine effilée. d_0 : diamètre initial, d_f : diamètre final, x : longueur d'étirage, L_{cte} : longueur de la section constante.

Critère d'adiabaticité

Puisque le profil des fibres effilées varie en z , un couplage entre les différents modes est possible dans les régions de transition (Bures, 2008). Dans un contexte d'endoscopie, il est important que l'éclairage reste unimodal afin de préserver les résolutions latérale et axiale (Yelin et al., 2004). Il faut donc que le couplage entre le mode de cœur et les modes de gaines interne et externe soit nul (ou presque). De plus, un couplage nul assure l'achromatique de la transmission. Cette achromatique est essentielle pour l'utilisation de l'encodage spectral comme mécanisme de balayage. Une telle transition est appelée transition adiabatique. Le critère d'adiabaticité entre deux modes i et j est obtenu lorsque la longueur de couplage $L_{c,ij}$ est plus grande que la longueur de battement entre ces deux modes $z_{b,ij}$ i.e.

$$L_{c,ij} = \frac{1}{C_{ij}} > z_{b,ij} = \frac{2\pi}{\beta_i - \beta_j}. \quad (1.83)$$

La variable C_{ij} représente le coefficient de couplage entre les modes i et j et est donnée par (voir Bures, 2008)

$$C_{ij} = \frac{k_0^2}{2\sqrt{\beta_i\beta_j}} \frac{1}{\beta_i - \beta_j} \int_{\infty} \frac{\partial n^2}{\partial z} \hat{\psi}_i \hat{\psi}_j dA \quad (1.84)$$

où dA est un élément d'aire dans le plan transverse et $\hat{\psi}_{i,j}$ sont les profils des modes normalisés selon

$$\hat{\psi}_i = \frac{\psi_i}{\sqrt{\int_{\infty} |\psi_i|^2 dA}}. \quad (1.85)$$

Il est utile d'introduire le coefficient de couplage normalisé, donné par

$$\bar{C}_{ij} = \frac{C_{ij}}{(1/r)(dr/dz)} \quad (1.86)$$

où r peut être r_{co} , r_{gi} ou r_{ge} . En effet, si l'on néglige la diffusion des dopants lors du chauffage de la fibre, les quantités $(1/r_{\text{co}})(dr_{\text{co}}/dz)$, $(1/r_{\text{gi}})(dr_{\text{gi}}/dz)$ et $(1/r_{\text{ge}})(dr_{\text{ge}}/dz)$ sont égales.

En examinant l'équation 1.84, on observe que, si les modes i et j ne sont pas de même symétrie azimutale (nombre l), $C_{ij} = 0$. Pour une fibre à double gaine à saut d'indice, \bar{C}_{ij} pour les modes ayant un nombre $l = 0$ ($\psi(r, \theta) = \psi(r)$) est donné par

$$\begin{aligned} \bar{C}_{ij} = & \frac{\pi k_0^2}{\sqrt{\beta_i \beta_j}} \frac{1}{\beta_i - \beta_j} \left[r_{\text{co}}^2 (n_{\text{co}}^2 - n_{\text{gi}}^2) \hat{\psi}_i(r_{\text{co}}) \hat{\psi}_j(r_{\text{co}}) + \right. \\ & \left. r_{\text{gi}}^2 (n_{\text{gi}}^2 - n_{\text{ge}}^2) \hat{\psi}_i(r_{\text{gi}}) \hat{\psi}_j(r_{\text{gi}}) + r_{\text{ge}}^2 (n_{\text{ge}}^2 - n_{\text{ext}}^2) \hat{\psi}_i(r_{\text{ge}}) \hat{\psi}_j(r_{\text{ge}}) \right] \end{aligned} \quad (1.87)$$

où n_{ext} est l'indice du milieu entourant la fibre effilée. Pour le reste de cette section, le milieu externe est considéré comme étant de l'air ($n_{\text{ext}} = 1$).

La condition d'adiabaticité peut être réécrite en fonction de \bar{C}_{ij} comme étant

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{dz} < \frac{1}{\bar{C}_{ij} z_{b,ij}}. \quad (1.88)$$

Pour un étirage avec une largeur de flamme L_0 constante, selon l'équation 1.82, on obtient

$$\frac{1}{r} \left| \frac{dr}{dz} \right| = \frac{1}{L_0}. \quad (1.89)$$

Ainsi la largeur de flamme minimale L_{\min} pour respecter le critère d'adiabaticité sous un tel étirage est donnée par

$$L_{\min} = |\bar{C}_{ij} z_{b,ij}|. \quad (1.90)$$

La Figure 1.9 montre la largeur minimale de flamme pour respecter le critère d'adiabaticité du mode fondamental LP_{01} vers les modes LP_{02} , LP_{03} et LP_{04} lors d'un étirage avec une largeur de flamme constante. La simulation a été faite sous *Matlab* en utilisant l'algorithme de différence finie Mode Solver (©Thomas E. Murphy, 2011) pour déterminer les profils et constantes de propagation des modes scalaires LP_{lm} (Fallahkhair et al., 2008). Selon ce calcul, la largeur de la flamme doit excéder 1,5 mm pour que la transition soit adiabatique pour le mode LP_{01} pour un RIE variant de 0,2 à 1.

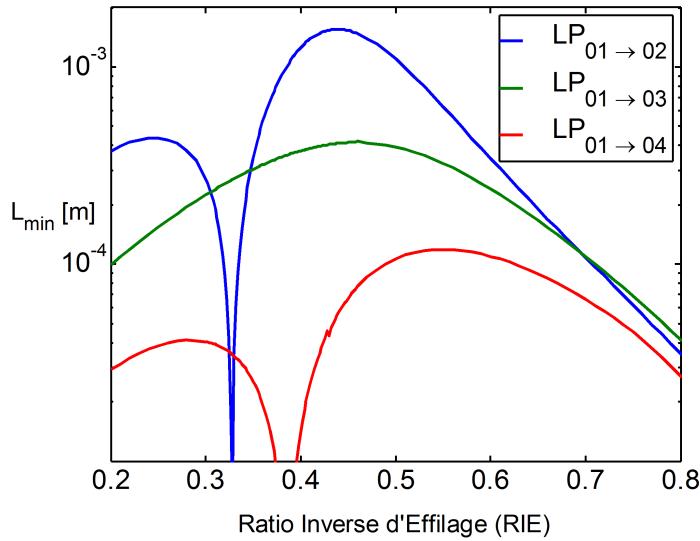


Figure 1.9 Largeur minimale de flamme pour respecter le critère d'adiabaticité lors d'un étirage avec une largeur de flamme constante en fonction du ratio inverse d'effilage (RIE). Paramètres de la fibre : $\lambda = 1310 \text{ nm}$, $r_{\text{co}} = 4,5 \mu\text{m}$, $r_{\text{gi}} = 52,5 \mu\text{m}$, $r_{\text{ge}} = 62,5 \mu\text{m}$, $n_{\text{co}} = 1,45178$, $n_{\text{gi}} = 1,44720$, $n_{\text{ge}} = 1,43331$ et $n_{\text{ext}} = 1$.

Modes de la gaine interne

Il est difficile d'appliquer le raisonnement modal utilisé dans la section précédente pour les guides d'onde hautement multimodaux tels que la gaine interne de la fibre SM-9/105/125-20A (Nufern, East Granby, CT) pour calculer les pertes et les couplages dans les régions de transition d'une fibre effilée. Non seulement le nombre de combinaisons entre les différents modes est très élevé, mais les erreurs numériques de méthodes - telles que la différence finie - peuvent facilement donner de faux résultats. Dans de tels guides d'ondes effilés, l'optique géométrique est une approximation valable qui permet d'étudier plus facilement le comportement de la lumière.

La Figure 1.10a montre que, avant la première région de transition, un rayon guidé par la gaine interne de la fibre à double gaine rencontre l'interface gaine interne - gaine externe avec un angle par rapport à la normale de l'interface constant ($\theta_i = \theta_f$) (Snyder & Love, 1983). Lorsque ce rayon parvient à la première région de transition, son angle avec la normale diminue à chaque réflexion (voir la Figure 1.10b). Après plusieurs réflexions, l'angle devient inférieur à l'angle critique et le rayon est partiellement réfracté dans la gaine externe ou dans le milieu externe ce qui engendre des pertes.

Un rayon guidé par la gaine interne de la région constante de la fibre effilée rencontre l'in-

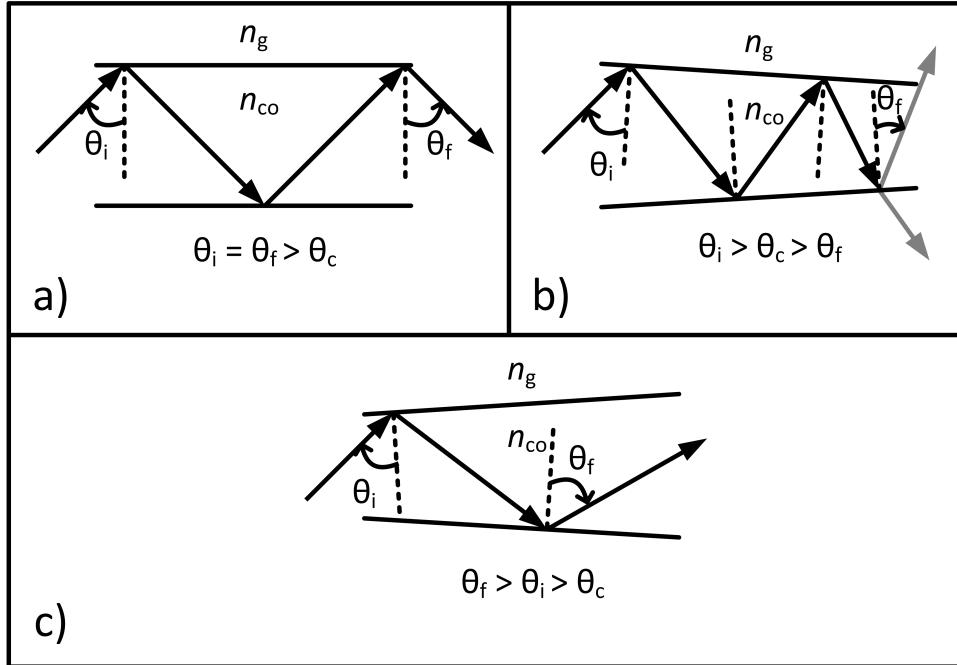


Figure 1.10 Propagation des rayons dans un guide d'onde multimodal bidimensionnel à deux couches. a) Guide d'onde constant en z . b) Guide d'onde décroissant en z . c) Guide d'onde croissant en z . θ_i : angle initial par rapport à la normale de l'interface coeur - gaine, θ_f : angle final par rapport à la normale de l'interface coeur - gaine, θ_c : angle critique par rapport à la normale de l'interface coeur - gaine pour avoir une réflexion totale interne, n_{co} : indice du coeur et n_g : indice de la gaine ($n_{co} > n_g$).

terface gaine interne - gaine externe avec un angle par rapport à la normale de l'interface constant (voir la Figure 1.10a). Lorsque ce rayon parvient à la deuxième région de transition, l'angle du rayon avec la normale augmente à chaque réflexion (voir la Figure 1.10c)). Donc, la lumière guidée initialement par la gaine interne de la région constante de la fibre effilée ne devrait pas avoir de pertes.

1.4 Coupleur en fibre à double gaine

Les coupleurs sont des composantes fibrées qui permettent de combiner ou séparer la lumière initialement guidée par une fibre optique. Ils peuvent séparer ou recombiner des signaux ayant des longueurs d'onde différentes. Dans ce cas, ils sont appelé coupleurs multiplexeur/démultiplexeur en longueur d'onde. Ils peuvent aussi séparer un signal incident en deux signaux d'intensité variable. Dans ce cas, ils sont les équivalents fibrés des lames séparatrices.

Plusieurs techniques de fabrication de coupleurs existent. Ils peuvent être fabriqués à partir d'un assemblage de composantes optiques régulières (lentille de collimation, lames séparatrices, filtres ...) auxquelles on a incorporé des fibres optiques en l'entrée et en sortie (Masuda & Iwama, 1982). Ils peuvent aussi être constitués de deux fibres dont les coeurs ont été mis en contact en enlevant une partie des gaines de façon chimique (Sheem & Giallorenzi, 1979) ou par polissage mécanique (Parriaux & Gidon, 1981). Une dernière technique de fabrication est la fusion et l'étirage de deux fibres (Lacroix et al., 2006). Dans ce cas, le couplage d'une fibre à l'autre survient lorsque, par réduction du profil des deux fibres fusionnées, la partie évanescante du mode dans la première fibre déborde dans le cœur de la seconde fibre.

Dans le contexte de l'endoscopie à fibre unique, les coupleurs en fibres à double gaine sont utilisés afin de séparer le mode de cœur des modes de gaines. Les sous-sections qui suivent expliquent les fondements théoriques nécessaires pour la conception d'un tel coupleur par fusion-étirage.

1.4.1 Géométrie

Les coupleurs sont constitués de deux fibres optiques mises côte à côte qui sont en premier lieu fusionnées en utilisant une source de chaleur. Par tension de surface, les deux fibres se déforment minimisant ainsi l'énergie de surface. Le calcul rigoureux du profil d'indice final de la section transverse demande donc une modélisation du déplacement de chaque interface en fonction de la température de la flamme, de la viscosité des fibres et des tensions de surfaces (Pone et al., 2004). Les profils d'indice transverses sont caractérisés par leur degrés de fusion f .

Un degré de fusion nul correspond à deux fibres en contact mais ayant conservé leur géométrie originale (voir la Figure 1.11b). Lorsque le degré de fusion égale 1, les deux fibres ont coalescées (voir la Figure 1.11c). Pour un tel degré de fusion, la frontière extérieure du profil transverse est circulaire. Par conservation de l'aire totale des deux fibres, on trouve que le rayon extérieur vaut $\sqrt{2}r_{\text{ge}}$ où r_{ge} est le rayon original d'une fibre. La forme des couches internes (cœurs, gaine interne) est plus difficile à déterminer. Certaines formulations paramétriques permettent d'approximer le profil d'indice transverse (Lacroix et al., 1994) sans avoir à faire le développement en mécanique des fluides fait par Pone et al.. Dans ce cas, pour un degré de fusion de 1, les cœurs sont considérés comme circulaires, de rayons égaux aux rayons initiaux (r_{co}) et ils sont situés à $(\sqrt{2} - 1)r_{\text{ge}}$ par rapport au centre de la structure totale. La géométrie des gaines internes est plus difficile à approximer de façon précise. Une façon simple mais grossière de paramétriser les gaines internes pour $f = 1$ est de les considérer

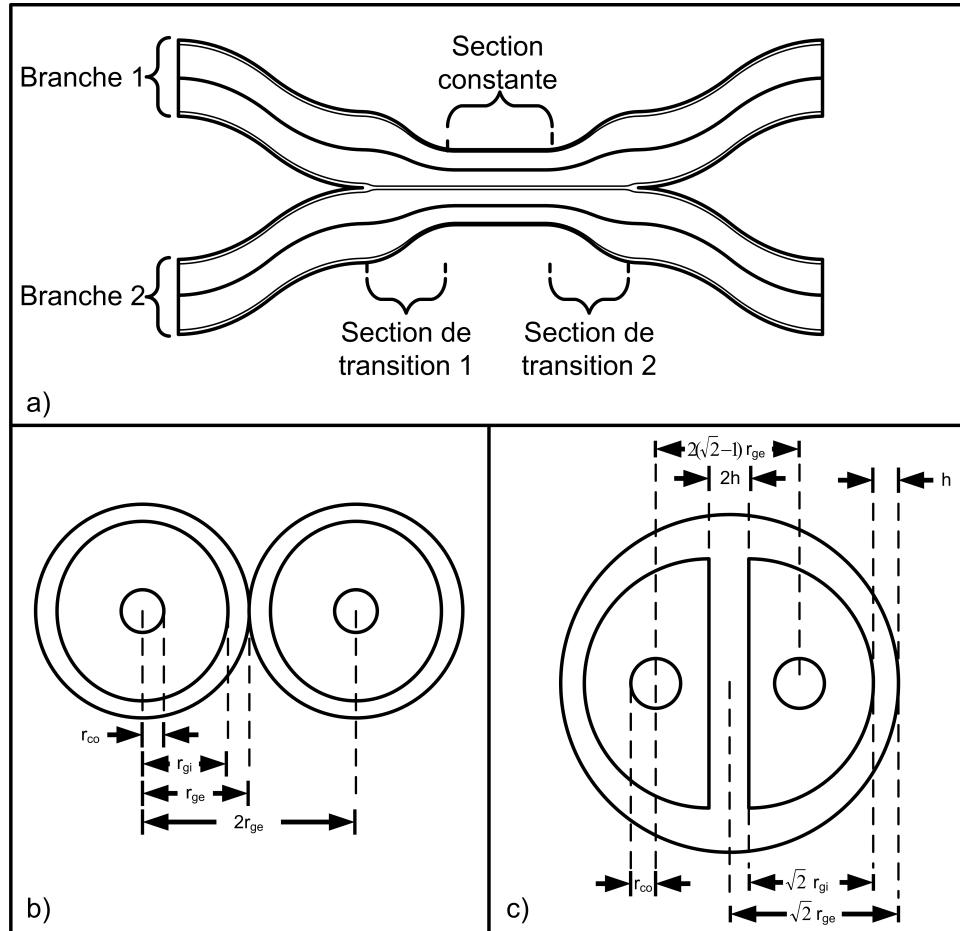


Figure 1.11 Géométrie d'un coupleur en fibre à double gaine effilée. a) Vue de profil. b) Coupe transverse pour un degré de fusion nul ($f = 0$). c) Coupe transverse pour un degré de fusion égal à 1 ($f = 1$).

comme des demi-cercles de rayon $\sqrt{2}r_{gi}$ (voir la Figure 1.11c). La distance $h = \sqrt{2}(r_{ge} - r_{gi})/2$ entre le centre de la structure et la gaine interne est égale à la distance entre la gaine interne et la frontière.

Une fois fusionnées, les fibres sont étirées de la même façon que pour les fibres effilées. La Figure 1.11a montre le profil de la structure finale du coupleur fabriqué par fusion-étirage. Puisque la géométrie de la coupe transverse est modifiée par la fusion, le RIE est mieux défini par $\sqrt{A_f/A_0}$ où A_0 est l'aire initiale de la section transverse et A_f l'aire après étirage.

Étant donné la structure complexe des coupleurs en fibres fusionnés-étirés et les différences entre les comportements du signal de cœur unimodal et du signal de gaine interne multimodal, il est pratique de diviser l'analyse de la propagation de la lumière selon les sections du coupleur et le type de signal. Les sous-sections qui suivent expliquent la propagation de la lumière dans

le cœur en premier lieu et la propagation dans la gaine interne en second lieu.

1.4.2 Supermodes scalaires

Le couplage entre deux modes de même ordre d'une branche vers une autre peut être déterminé par le calcul des supermodes SLP_{lm} . Au lieu de considérer la perturbation au mode LP_{lm} d'une branche due à la présence d'une deuxième fibre, on fait le calcul des modes guidés par la structure totale composée des 2 fibres fusionnées ; ce sont les supermodes. Cette approche est idéale pour analyser la propagation des modes de bas ordres tels que le mode de cœur de la fibre à double gaine. La Figure 1.12 montre les profils des 2 premiers supermodes SLP_{01} et SLP_{11} .

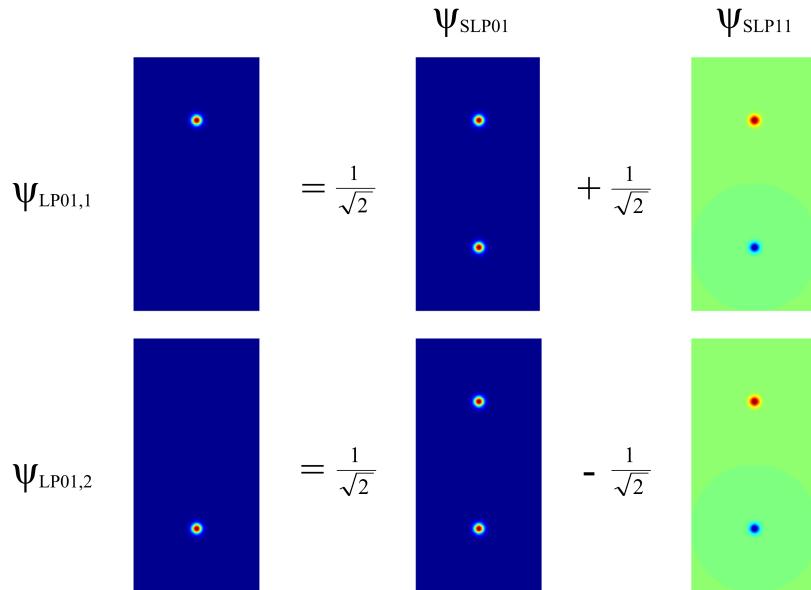


Figure 1.12 Correspondance entre les modes LP_{01} des branches 1 et 2 avec les supermodes SLP_{01} et SLP_{11} . Paramètres de la fibre : $\lambda = 1310$ nm, $r_{\text{co}} = 4,5$ μm , $r_{\text{gi}} = 52,5$ μm , $r_{\text{ge}} = 62,5$ μm , $n_{\text{co}} = 1,45178$, $n_{\text{gi}} = 1,44720$, $n_{\text{ge}} = 1,43331$, $n_{\text{ext}} = 1$, $f = 0$ et RIE de 1).

La Figure 1.12 suggère que les modes originaux LP_{lm} peuvent être décrits comme une combinaison linéaire de supermodes. Ainsi un champ initial au début de la structure fusionnée-étirée excite des supermodes avec des amplitudes et des phases données. Ces supermodes se propagent le long de la structure fusionnée-étirée. Les amplitudes des modes à la sortie du coupleur dépendent de la décomposition du champ final donné par la projection des supermodes sur les modes des fibres originales.

Pour une excitation du mode fondamental de la branche 1 $LP_{01,1}$ les transmission en intensité à la sorties du coupleur pour la branche 1 (T_1) et pour la branche 2 (T_2) pour des régions de transition adiabatiques sont données par

$$T_1 = \cos^2(\Delta\phi/2) \quad (1.91)$$

et

$$T_2 = \sin^2(\Delta\phi/2) \quad (1.92)$$

où $\Delta\phi$ est le déphasage accumulé entre les supermodes SLP_{01} et SLP_{11} de constantes de propagation β_{SLP01} et β_{SLP11} . Ce déphasage est simplement donné par

$$\Delta\phi = \int_L [\beta_{SLP01}(z) - \beta_{SLP11}(z)] dz \quad (1.93)$$

où L est la longueur de la section fusionnée-étirée.

La longueur de battement, z_b , est la distance nécessaire pour que l'énergie passe d'une branche à l'autre et revienne dans la branche originale. Elle correspond à un déphasage de 2π et est donnée par

$$z_b = \frac{2\pi}{\beta_{SLP01} - \beta_{SLP11}} \quad (1.94)$$

La Figure 1.13 montre la longueur de battement entre les supermodes SLP_{01} et SLP_{11} en fonction du RIE. La simulation a été faite sous *Matlab* en utilisant l'algorithme de différence finie Mode Solver pour déterminer les constantes de propagation des modes scalaires SLP_{lm} (Fallahkhair et al., 2008). Ainsi, pour obtenir un coupleur achromatique (dont toute l'intensité initialement couplée au mode $LP_{01,1}$ est transmise à la sortie dans le mode $LP_{01,1}$), il suffit d'avoir un coupleur plus court que la longueur de battement pour le RIE final et dont les régions de transition sont adiabatiques afin d'éviter tout couplage du mode de cœur vers les modes de gaine interne.

1.4.3 Couplage des modes de gaine interne

Comme c'est le cas pour la fibre à double gaine effilée, le grand nombre de modes de gaine interne empêche d'analyser numériquement leur propagation dans le coupleur en fibre à double gaine. Par contre, il est possible d'étudier qualitativement les effets des régions de transitions à partir de l'optique géométrique. Aussi, en étudiant l'étendue du champ évanescence qui survient lors d'une réflexion totale interne, il est possible de déterminer la propension d'un mode

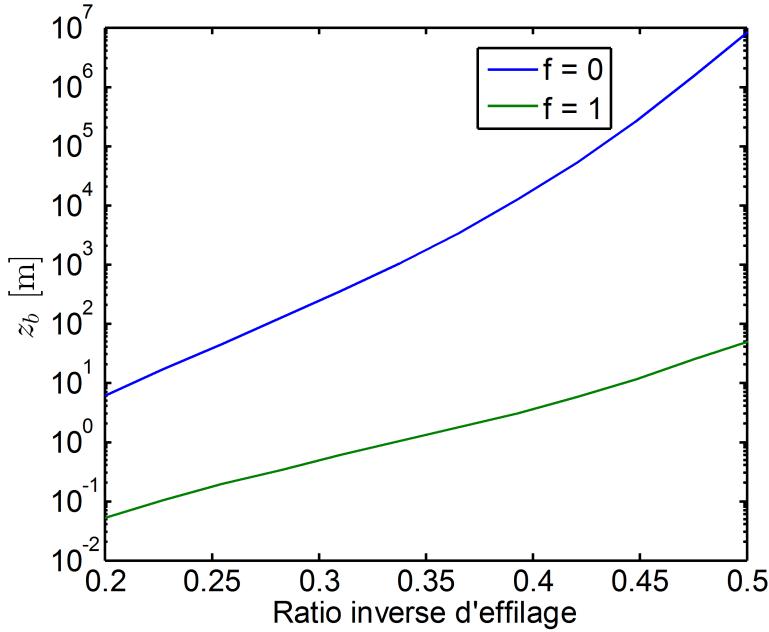


Figure 1.13 Longueur de battement entre les supermodes SLP_{01} et SLP_{11} . Paramètres de la fibre : $\lambda = 1310$ nm, $r_{co} = 4,5$ μm , $r_{gi} = 52,5$ μm , $r_{ge} = 62,5$ μm , $n_{co} = 1,45178$, $n_{gi} = 1,44720$, $n_{ge} = 1,43331$ et $n_{ext} = 1$.

de gaine interne à transférer d'une branche à l'autre.

Dans le cas de l'approximation de l'optique géométrique les différents couplages se produisent seulement dans les régions de transition du coupleur fusionné-étiré. En effet, l'approche par le tracé des rayons est une approximation du champ électromagnétique négligeant le champ évanescents. Ainsi, il n'y a pas de couplage possible lorsqu'un guide d'onde est invariant en z (comme c'est le cas dans la section constante au centre du coupleur). La première région de transition fait sortir les rayons de la gaine interne. Une fois sortie de la gaine interne, ils se mélangent dans l'ensemble de la structure fusionnée-étirée. Puisque la différence d'indice entre la gaine interne et la gaine externe est beaucoup plus faible que la différence d'indice entre la gaine externe et l'air, si la pente et la longueur de la région de transition sont faibles, peu de rayons sortiront de la structure fusionnée-étirée pour être guidés dans l'air. À la seconde région de transition, une fraction des rayons sont recombinés dans les gaines internes de chaque branches. Une conséquence directe de ce type de couplage est qu'il va engendrer des pertes. Une partie des pertes provient des rayons qui sortent de la structure fusionnée-étirée à la première région de transition. Une seconde partie provient des rayons qui restent guidés par l'interface gaine externe-air à la fin du coupleur. Cette perte peut être réduite en utilisant des fibres à double gaine dont la différence entre l'aire totale et entre l'aire de la

gaine interne est faible.

Une seconde analyse utilisant le champ évanescence lors des réflexions totale interne permet de prédire qualitativement la qualité du couplage dans la région constante. Plus l'ordre des modes de gaine interne est élevé, plus la fraction évanescante du mode est élevée (Snyder & Loves, 1976). Ainsi, plus l'ordre des modes de gaine interne est élevé, plus le couplage avec le mode de même ordre de la seconde branche sera élevé (longueur de battement des supermodes correspondants plus courte). Ainsi, il est possible de favoriser le couplage entre les modes de gaine interne en minimisant le couplage entre les modes fondamentaux guidés par le cœur des fibres à double gaine.

Finalement, le nombre élevé de modes de la gaine interne implique deux conséquences. Premièrement, l'intensité transmise ne dépend pas ou peu de la longueur d'onde. Aussi, pour un coupleur symétrique, la répartition maximale de l'intensité à la sortie est de 50% dans chaque branche.

CHAPITRE 2 MÉTHODOLOGIE

Le premier objectif de ce projet est la création et la caractérisation d'un coupleur en fibres à double gaine pour l'endoscopie à fibre unique. Ce coupleur sert à séparer les modes de gaines du mode de cœur et ce de manière achromatique pour permettre l'utilisation de l'encodage spectral. Aussi, afin d'obtenir des intensités d'illumination et de détection adéquates les pertes pour les signaux de cœur et de gaine interne doivent être minimisées. La conception, la caractérisation et l'utilisation d'un tel coupleur dans un système d'encodage spectral ont fait l'objet d'une première publication (Lemire-Renaud et al., 2010). Cette publication fait l'objet du chapitre 3. Les auteurs sont dans l'ordre Simon Lemire-Renaud, Maxime Rivard, Mathias Strupler, Dominic Morneau, Frédéric Verpillat, Xavier Daxhelet, Nicolas Godbout et Caroline Boudoux. J'ai fait la conception du coupleur avec l'aide de Maxime Rivard. J'ai fait la fabrication et la caractérisation spectrale du coupleur. J'ai fait la conception, la fabrication et la caractérisation du montage d'imagerie ainsi que l'obtention (acquisition et traitement) des images.

Le second objectif est de faire un coupleur en fibres à double gaine pour l'endomicroscopie confocale à fibre unique. Comme pour le premier coupleur, celui-ci doit être achromatique avec un minimum de pertes. Afin de permettre le sectionnement optique qui caractérise la microscopie confocale, le ratio entre l'illumination unimodale et la détection multimodale doit être ≤ 5 (voir le chapitre 4). Ce critère est satisfait par l'ajout au coupleur original d'une fibre effilée clivée en son centre. La conception, la caractérisation et l'utilisation de cette composante tout-fibre dans un microscope confocal à encodage spectral ont fait l'objet d'une seconde publication (Lemire-Renaud et al., 2011). Cette publication fait l'objet du chapitre 4. Les auteurs sont dans l'ordre Simon Lemire-Renaud, Mathias Strupler, Fouzi Benboujja, Nicolas Godbout et Caroline Boudoux. Ma contribution consiste en la conception, la fabrication et la caractérisation de la fibre effilée. De plus, j'ai conçu, fabriqué et caractérisé le microscope confocal à encodage spectral et j'ai obtenu les images. J'ai développé la théorie de formation d'image en microscopie confocale partiellement cohérente avec l'aide de Mathias Strupler.

2.1 Coupleur en fibres à double gaine pour l'endoscopie à fibre unique

2.1.1 Conception

Une façon simple d'obtenir une illumination provenant uniquement du mode fondamental de cœur, sans pertes et achromatique est de concevoir un coupleur nul pour ce mode c'est-à-dire qui conserve la lumière dans la branche d'injection. Pour minimiser les pertes, il possède des régions de transitions adiabatiques afin de limiter le couplage avec les modes d'ordre supérieurs. Afin de ne pas transférer de l'énergie au modes fondamental de la seconde branche à la sortie du coupleur, sa longueur totale est beaucoup plus petite que la longueur de battement entre les supermodes SLP_{01} et SLP_{11} .

Le couplage entre les modes de gaine est favorisé par une fusion forte. La fusion forte permet d'approcher les gaine interne plus que les cœurs (voir la figure 1.11). De plus, la fibre SM-9/105/125-20A (Nufern, East Granby, CT) possède un cœur de silice dopé au germanium afin d'augmenter l'indice de réfraction. La gaine externe à un indice diminué suite à un dopage au fluor. Le fluor se diffuse plus rapidement que le germanium. Ainsi, une fusion forte favorise le couplage entre les modes de gaines interne en amoindrissant la barrière entre les gaines internes sans perdre le saut d'indice entre le cœur et la gaine interne.

Afin de répondre au critère d'adiabaticité, une largeur de flamme de 8 mm est utilisée lors de l'étirage. La transmission du mode de cœur est mesurée pendant l'étirage et celui-ci est arrêté lorsqu'un couplage vers le mode de cœur de la seconde branche d'environ 5 % est détecté (RIE d'environ 0,3).

2.1.2 Fabrication

Le montage de fusion-étirage du Laboratoire des fibres optiques est constitué d'un microscope pour l'inspection des fibres, de deux moteurs pour l'étirage des fibres et de trois moteurs pour le contrôle de la micro-torche. La micro-torche est alimentée par un mélange de dioxygène et de propane. En plus de ces deux gaz de l'argon est également utilisé afin d'assurer la stabilité de la flamme lorsque de faibles débits de dioxygène et de propane sont utilisés. Afin de mesurer en temps réel la transmission dans les deux branches, le montage comprend aussi une source optique à large bande stabilisée, un analyseur de spectre et un commutateur optique (voir la Figure 2.1).

La fabrication commence par le dégainage de la gaine de protection de polymère sur 32 mm de 2 sections de la fibre à double gaine. Ces sections sont nettoyées à l'acétone et inspectée sur

le microscope. Un assemblage de poids et de rainures en V formant un angle de 120° permet de maintenir les fibres en contact le long des sections dégainées. Une tension identique entre les 2 fibres est maintenue à l'aide de 2 poids de même masses.

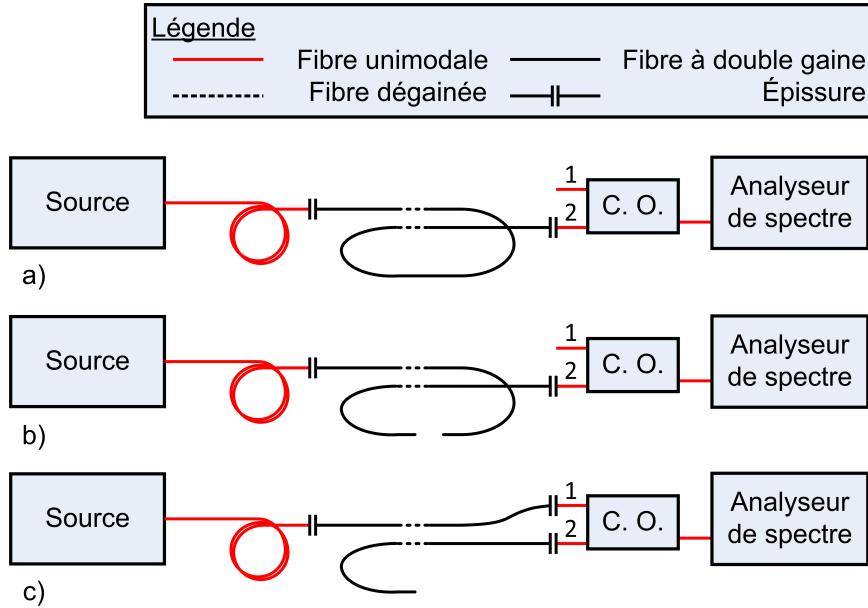


Figure 2.1 Procédure de prise de références pour la caractérisation du signal de cœur du coupleur en fibres à double gaine. a) Référence du bras 2. b) Cassure de la fibre. c) Référence du bras 1. C. O. : Commutateur optique.

Afin de caractériser la transmission du mode de cœur la fibre à double gaine est épissurée à 2 fibres SMF-28 (Corning, Riverfront Plaza, NY). Une première fibre SMF-28 (Corning, Riverfront Plaza, NY) est connectée à la source à large bande, la seconde au commutateur optique lui-même connecté à l'analyseur de spectre. La trace obtenue donne la référence de la deuxième branche (voir la Figure 2.1 a). En effet, le profil du mode fondamental de la fibre SMF-28 (Corning, Riverfront Plaza, NY) correspond au profil du mode de cœur de la fibre SM-9/105/125-20A (Nufern, East Granby, CT). Ainsi, avec une bonne recette d'épissure (Yablon, 2005) on peut supposer que les 2 épissures (celle reliant la source à la fibre à double gaine et celle reliant la fibre à double gaine au commutateur optique) permettent d'exciter et de détecter uniquement le mode de cœur de la fibre à double gaine. Une fois la référence de la deuxième branche obtenue, la fibre à double gaine est coupée en 2 (voir la Figure 2.1 b). La nouvelle sortie correspond à la sortie de la première branche et la trace donne la référence pour la première branche (voir la Figure 2.1 c).

Une fois installées, les fibres sont fusionnées ensemble. La fusion se fait avec une micro-flamme dont les proportions $\text{Ar} : \text{O}_2 : \text{C}_3\text{H}_8$ sont respectivement de $0,14 : 0,85 : 1$. La distance de

balayage de la microtorche varie périodiquement entre 4 mm et 8 mm jusqu'à ce que la distance entre les points de fusion atteigne 7,75 mm

Une fois fusionnées les deux fibres sont étirées. L'étirage se fait avec un balayage de la microtorche constant sur 8 mm. Lorsque la branche 2 a une transmission légèrement inférieure à 5 %, l'étirage est arrêté. Cela correspond à un RIE d'environ 0,3. Les spectres finaux du signal de cœur sont enregistrés pour la caractérisation du coupleur.

Afin d'assurer la stabilité mécanique du coupleur, on allonge à froid le coupleur de 50 microns et on le fixe avec de la colle optique sur un substrat de quartz. Le quartz ayant la même coefficient de dilatation thermique que la silice amorphe, la tension sur le coupleur est donc constante. Pour le protéger de la poussière, le coupleur est ensuite introduit dans un tube d'acier qui est finalement scellé avec des bouchons de caoutchouc et de l'époxyde.

2.1.3 Caractérisation

Le signal de cœur est directement caractérisé lors de la fabrication du coupleur suivant la procédure standard pour des coupleur en fibre unimodales (voir la Figure 2.1). Ceci est possible car le profil du mode fondamental de la fibre unimodale SMF-28 (Corning, Riverfront Plaza, NY) est très proche de celui de la fibre à double gaine.

Le signal de la gaine interne est caractérisé après la fabrication du coupleur. L'utilisation d'un analyseur de spectre est à proscrire dans ce cas, car le filtrage spatial risque de favoriser la caractérisation des modes de bas ordre. Aussi, il faut s'assurer d'exciter tout les modes de la gaine interne. Pour ce faire, il est possible d'utiliser un laser accordable. Une source étendue est obtenue par la diffusion de la sortie du laser à travers du verre dépoli (voir la Figure 2.2). On injecte ensuite cette lumière directement dans la fibre à double gaine. On utilise un détecteur large pouvant détecter tout le cône lumineux à la sortie de la fibre. Une première référence est enregistrée (voir la Figure 2.2 a)). Ensuite, la fibre est coupée en deux et on fait des épissures à l'entrée et à la sortie du coupleur(voir la Figure 2.2 b). Ensuite, on fait une dernière épissure pour caractériser la seconde sortie du coupleur (voir la Figure 2.2 c).

2.1.4 Imagerie à encodage spectral

Il est important de bien mesurer l'impact du coupleur en fibres à double gaine dans un contexte d'imagerie à fibre unique. Pour ce faire, on mesure les résolutions axiale et latérale, l'intensité collectée et le contraste de tavelure. En comparant le signal de cœur avec le signal

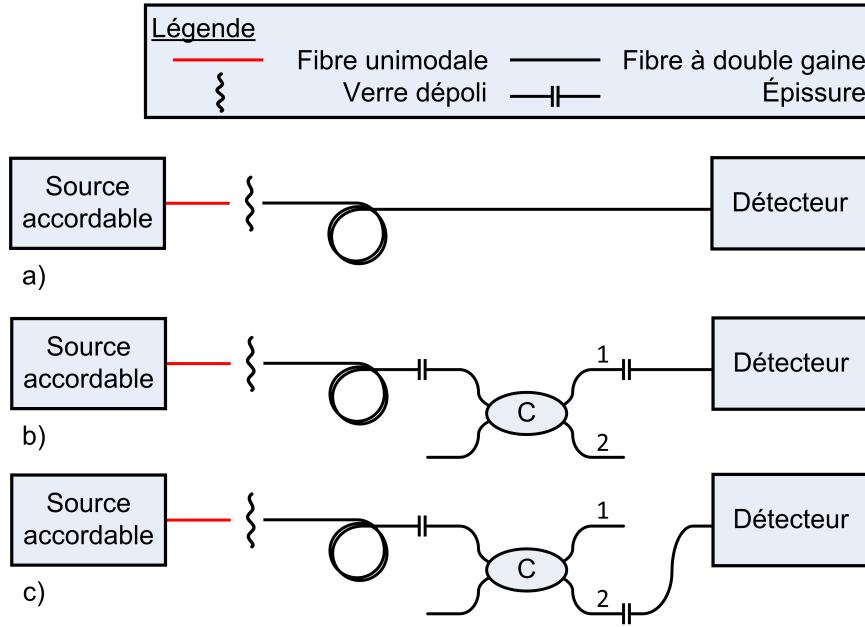


Figure 2.2 Procédure de prise de références pour la caractérisation du signal de gaine interne du coupleur en fibres à double gaine. a) Référence. b) Mesure du bras 1. b) Mesure du bras 2. C : Coupleur en fibres à double gaine.

de la gaine interne, on peut déterminer les améliorations et les inconvénients apportés par le coupleur comparativement à une illumination et une détection avec une fibre unimodale traditionnelle. De plus, l'utilisation de l'encodage spectral est une bonne évaluation pour mesurer les impacts de la chromatitivité résiduelle du coupleur. Le montage d'imagerie à encodage spectral utilisé est décrit en détail dans le chapitre 3.

L'acquisition commence par une mesure du spectre de la source à balayage rapide. Ensuite, on acquiert les signaux de cœur et de gaine interne sans échantillon. Les images finales sont obtenues par les images brutes auxquelles on soustrait les images à vide et ensuite on normalise par l'intensité de la source. Il est important, lorsque l'on utilise un laser à balayage rapide basé sur un polygone rotatif, de ne jamais arrêter l'acquisition pendant ces étapes et que le nombre de lignes soit un multiple du nombre de facettes du polygone. Puisque chaque facettes possède une réflectivité et des imperfections propres, il faut toujours traiter une ligne à encodage spectral de l'image brute avec les références obtenues pour la même facette.

La calibration se fait à l'aide de la cible de résolution U.S. Airforce 1951 (Edmund Optics, Barrington, NJ) positionnée au plan focal de l'instrument. Une fois calibrée, on trouve les résolutions latérales en imageant un élément de la cible de résolution. La résolution latérale correspond à la distance pour laquelle l'intensité passe de 10 % à 90 % de l'intensité maximale.

Les résolutions axiales sont déterminées en déplaçant un miroir à travers le plan focal et elles correspondent aux distances entre les intensités correspondant à 50 % de l'intensité maximale.

Afin de déterminer l'impact du coupleur en fibres à double gaine sur l'intensité recueillie et sur le contraste de tavelures, un papier de polissage ayant des grains de 1 micron est utilisé comme diffuseur plan. En effet, les reliefs étant plus petits que la résolution optique, ce papier permet de simuler la surface diffusante d'un échantillon biologique. Le papier est placé au plan focal de l'instrument. L'intensité correspond à l'intensité moyenne du centre de l'image. Le contraste de tavelure est le ratio entre l'écart type et la moyenne de l'intensité au centre de l'image.

2.2 Fibre à double gaine effilée pour l'endoscopie à fibre unique

2.2.1 Conception

Afin d'adapter le coupleur en fibres à double gaine pour l'endomicroscopie confocale à fibre unique, une fibre à double gaine effilée et clivée en son centre à été ajoutée à la branche d'imagerie du coupleur. Cette fibre effilée permet de modifier le ratio entre l'illumination unimodale et la détection multimodale. Avec un RIE d'environ 0,5, le ratio entre le diamètre de la gaine interne et le diamètre du mode fondamental à $1/e$ en amplitude devient théoriquement environ 5. Ce ratio permet de conserver une bonne résolution axiale tout en augmentant l'intensité recueillie et en réduisant le contraste de tavelure (voir le chapitre 4).

Pour garantir l'achromatique et une illumination unimodale, il suffit d'avoir une région de transition adiabatique. Cette transition adiabatique est obtenue en ayant une largeur de flamme de 8 mm. Ensuite, la fibre effilée est clivée en son centre à l'aide de la cliveuse à angle FK12 (Ericsson York, Beaverton, Or). Puisque l'aire de la fibre effilée est quatre fois plus petite que l'aire initiale, la tension appliquée lors de la clive doit être quatre fois plus faible. Aussi, une clive à angle est de mise afin de minimiser les rétroréflexions au mode de cœur. Le diamètre étant deux fois plus petit, l'angle de la torsion appliquée à la fibre doit être deux fois plus élevé. Cette torsion est appliquée dans l'axe de la fibre. Finalement, les rétroréflexions vers les modes de gaines internes sont réduites par l'ajout d'une goutte de gel d'indice plus élevé que la gaine externe. Ainsi, les modes guidés par l'interface gaine externe-air sont atténus. Il est important d'atténuer ces modes car ils peuvent se coupler avec les modes de gaines internes dans la région de transition et contribuer à dégrader le rapport signal sur bruit.

2.2.2 Fabrication

L'étirage commence par le dégainage de la gaine de protection de polymère sur 32 mm. Cette section est nettoyée à l'acétone et inspectée sur le microscope. Afin de caractériser la transmission du mode de cœur, la fibre à double gaine est épissurée à deux fibres SMF-28 (Corning, Riverfront Plaza, NY) et une référence est enregistrée.

L'étirage se fait avec un balayage de la micro-torche constant de 8 mm. Les débits des gaz, la vitesse de balayage et la position de la torche sont les mêmes que pour l'étirage du coupleur. Lorsque la longueur d'étirage atteint 11 mm, l'étirage est arrêté. La trace finale est enregistrée pour la caractérisation du signal de cœur. La fibre effilée est clivée à angle en son centre. Finalement, la fibre est inspectée sur la fusionneuse FFS-2000 (Vytran, Morganville, NJ) afin de mesurer le RIE final et la qualité de la clive.

La composante finale est obtenue par l'épissure de la fibre effilée avec le coupleur à double gaine et l'ajout de la goutte de gel d'indice.

2.2.3 Caractérisation

La caractérisation du signal de cœur du composant final est obtenue simplement par la multiplication de la transmission de la fibre effilée avec la transmission de la première branche du coupleur. La caractérisation du signal de gaine interne du composant final se fait de la même façon que pour le coupleur (voir la Figure 2.2) mais en injectant dans la fibre effilée.

2.2.4 Imagerie à encodage spectral

L'impact de la combinaison fibre effilée-coupleur en fibres à double gaine dans un contexte d'endomicroscopie confocale est déterminé à l'aide d'un microscope à encodage spectral. Il se mesure en obtenant les valeurs de résolutions axiale et latérale, l'intensité collectée et le contraste de tavelure. En comparant le signal de cœur avec le signal de gaine interne, on peut déterminer quelles sont les améliorations et les inconvénients apportés par le coupleur comparativement à une illumination et une détection avec une fibre unimodale traditionnelle. Le montage d'imagerie à encodage spectral utilisé est décrit en détail dans le chapitre 4.

Les procédures de normalisation et de mesures de résolution sont les mêmes que pour le montage utilisé pour caractériser le coupleur seul. Pour déterminer l'impact de la fibre à double gaine effilée dans un contexte de microscopie confocale sur l'intensité recueillie et le contraste de tavelures, il faut utiliser un diffuseur en volume pour simuler un tissu biologique.

En effet, dans un contexte de microscopie confocale, on n'est pas seulement intéressé par les photons rétrodiffusés par la surface de l'échantillon, mais surtout par les photons rétrodiffusés à l'intérieur de l'échantillon. Les mesures ont été faites sur une solution d'intralipide à 20 %.

CHAPITRE 3 ARTICLE 1 : DOUBLE-CLAD FIBER COUPLER FOR ENDOSCOPY

Authors : Simon Lemire-Renaud, Maxime Rivard, Mathias Strupler, Dominic Morneau, Frédéric Verpillat, Xavier Daxhelet, Nicolas Godbout and Caroline Boudoux

Abstract : We present a double-clad fiber coupler (DCFC) for use in endoscopy to reduce speckle contrast, increase signal collection and depth of field. The DCFC is made by fusing and tapering two all silica double-clad fibers (DCF_s) and allows achromatic transmission of > 95 % of core illumination (1265 nm – 1325 nm) as well as collection of > 42 % of inner cladding diffuse light. Its potential for endoscopy is demonstrated in a spectrally encoded imaging setup which shows speckle reduction by a factor 5, increased signal collection by a factor 9 and enhanced depth of field by 1.8 times. Separation by the DCFC of single- and multi-mode signals allows combining low-speckle reflectance images (25.5 fps) with interferometrically measured depth profiles (post-processed) for of small three-dimensional (3D) features through an all-fiber low loss instrument.

OPTICS EXPRESS ; received 8 March 2010 ; revised 17 April 2010 ; accepted 18 April 2010 ; published 26 April 2010

3.1 Introduction

Endoscopy has revolutionized modern medicine by allowing clinicians to visualize internal organs to screen for diseases such as colorectal cancer (Guittet et al., 2010), lung cancer (Suter et al., 2004) and Barrett's esophagus (Eloubeidi & Provenzale, 1999). While endoscopy procedures are much less invasive than exploratory surgeries, they are still typically performed under patient sedation due to the size and limited flexibility of current instruments. The use of optical fibers was proposed as an alternative approach to reduce the size and increase the flexibility of endoscopes, thus potentially allowing safer, faster and cheaper office-based procedures. Imaging with coherent fiber bundles was a first step towards micro-endoscopy (Gmitro & Aziz, 1993). However due to the finite size of individual fibers (core and cladding), images suffer from pixilation artifacts and yield low pixel densities (typically ~ 30,000 fibers in a 1 mm diameter bundle, each fiber in the bundle corresponding to a pixel) (Thiberville

et al., 2009). Single optical fiber endoscopy was recently demonstrated by many groups using scanning mechanisms based on microelectromechanical systems (MEMS) (Dickensheets & Kino, 1998), resonant micro scanners (Brown et al., 2006), and spectral encoding (Tearney et al., 2002). Single fiber endoscopes allow video rate color imaging (Seibel et al., 2006; Kang et al., 2009) at high pixel densities (e.g. up to 160 000 pixels in a 1 mm diameter probe) (Merman et al., 2009), can emulate stereoscopic vision through interferometry (Froehly et al., 2003; Yelin et al., 2007b) and can be packaged into thin (e.g. 1.6 mm diameter) (Seibel et al., 2006) and ultrathin (e.g. 350 microns diameter) (Yelin et al., 2006) instruments for access to an increased number of organs through the bore of a 25 gauge needle.

Reflectance single fiber endoscopy is however subject to speckle noise as the use of lasers and single-mode (SM) fibers results in imaging that is both temporally and spatially coherent. Yelin et al. have shown that the use of a double-clad fiber (DCF) dramatically reduces speckle contrast while improving signal collection (Yelin et al., 2004). In order to preserve lateral resolution, the SM core of the DCF is used for illumination, while the multi-mode (MM) inner cladding is used for collection of partially incoherent light reflected from the sample. DCF's have been applied to endoscopy for nonlinear imaging (Fu et al., 2005), and for multimodal imaging where the core is used for optical coherence tomography and the inner cladding for fluorescence detection (Ryu et al., 2008). An additional advantage of DCF for endoscopy is the increased depth of field, resulting from the larger collection diameter of this confocal setup (Wilson & Carlini, 1987). Coupling light in and out of a DCF is typically performed using a free space beam splitter (Boudoux, 2007) setup resulting in a >6 dB loss of the weak SM signal and a >3 dB loss in the MM signal, making the system quite vulnerable to misalignment due to mechanical motions.

We herein present a novel achromatic (1265 - 1325 nm) double-clad fiber coupler (DCFC) for single fiber endoscopy obtained by fusing and tapering two commercially available DCF segments. This DCFC was integrated into a spectrally encoded imaging setup based on a wavelength-swept source. Its ability to separate SM signal from MM signal was exploited to combine low-speckle reflectance maps (MM signal) with interferometric depth profiles (SM signal combined with a reference arm in a Mach-Zehnder configuration) to obtain 3D reconstructions, thus emulating stereoscopic vision. The DCFC allows for an all-fiber setup which is practically lossless for the SM interferometric measurements, achieves as high out-coupling ratio than a beam splitter setup for MM signal, requires minimal maintenance and will accelerate the translation towards clinical applications.

3.2 DCFC design, fabrication and characterization

3.2.1 Introduction

An ideal DCFC for endoscopy allows SM illumination of the sample from the DCF core mode and signal collection from the core and inner cladding modes independently. This requires a null coupler for the core mode and an achromatic coupler for the inner cladding modes collecting as much light as possible. A 100% transmission of the core mode in the main branch is theoretically feasible. However, assuming a symmetrical design, the maximum theoretical value for transmission by inner cladding modes is 50% in each branch of the coupler.

3.2.2 Material and methods

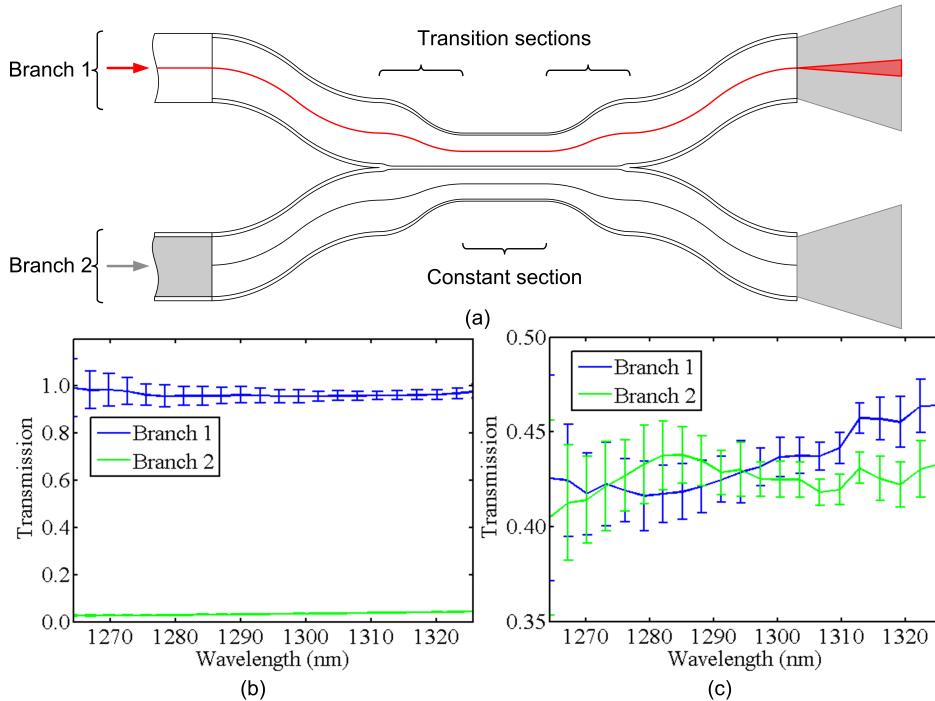


Figure 3.1 DCFC characterization. (a) DCFC schematics. Red arrow and illumination cone represent the SM signal. Gray arrow and illumination cones represent the MM signal. The SM and MM injections are represented by splices with SM or MM fibers, respectively. (b) Spectral response of the single-mode signal transmission. (c) Spectral response of the multi-mode signal transmission.

As shown in Fig. 3.1a, a DCFC was made by fusing and tapering two commercially available DCF segments (Nufern, East Granby, CT, SM-9/105/125-20A). This fiber has a 9 μm dia-

meter core, a pure silica inner cladding of $105\text{ }\mu\text{m}$ in diameter and a fluorine-doped outer cladding of lower refractive index of $125\text{ }\mu\text{m}$ in diameter. The core NA (numerical aperture) of the DCF is 0.12 while the inner cladding NA is 0.20. We used a custom computer controlled fusion and tapering setup consisting of a traveling oxygen-propane micro-torch on a three-axis motorized stage and of two linear stages for stretching.

The fabrication process starts by stripping the DCF regions to be fused from its polymer coating and cleaning them with acetone. The fibers are pressed together by holding clamps containing V-shaped grooves and inspected with a microscope mounted over the setup. For on-line characterization of the core mode transmission, one DCF is spliced with SMF on both ends connected respectively to a broadband source and to an optical spectrum analyzer. The two DCFs are fused side-by-side with the micro-torch traveling over 4-8 mm along the fibers for approximately 2 minutes. The fused structure is then stretched, at a slightly lower flame temperature, at a rate of 0.1 mm/s , with the micro-torch traveling back-and-forth along a constant 8 mm length. This heating length ensures transition slopes small enough for an adiabatic (lossless) transition of the core mode (Birks & Li, 1992; Lacroix et al., 2006). The tapering process is stopped when our target of 15 dB coupling ratio is reached. The reduction factor 0.3 of the constant region is deduced from the total elongation of 20 mm. The device is packaged on a quartz substrate while still under tension on the setup and then inserted in a stainless steel tube. The inner cladding mode transmission is characterized post-fabrication.

Losses in the fundamental core mode are minimized through an adiabatic transition from the full-diameter fused section to the reduced constant section of the DCFC (Lacroix et al., 2006). As the constant section has a moderate reduction factor of 0.3, coupling between the fundamental modes of each fiber is negligible.

Coupling of the inner cladding modes may be explained using geometrical optics. For reasons of etendue conservation in the down-taper section (i.e. the first transition section), as the cross-section of the coupler diminishes, the propagation angle of each ray increases. Most rays are guided by the outer cladding of the new waveguide consisting of the two fused DCFs. In the up-taper section, rays having a propagation angle smaller than the critical angle resume propagation in the inner cladding. Rays essentially distribute uniformly across the coupler cross-section, resulting in an approximate 50 :50 transmission. The high number of modes propagating in the inner cladding favors achromaticity and power equipartition.

3.2.3 Results

Core signal transmission of the DCFC is monitored during fabrication with a conventional broadband source and an optical spectrum analyzer. 3.1b shows core mode signal transmission in each branch of the coupler. The average isolation between the cores of the two branches is 15 dB and transmission in the main branch is >95% across the illumination spectrum (1265-1325nm).

Inner cladding signal characterization requires more attention. In order to have repeatable results, care must be taken to excite equally each mode guided by the inner cladding. This can be done by using a low spatial coherence source like a halogen lamp or a diffused wavelength swept laser source. Figure 3.1c shows the transmission of the inner cladding signal in each branch of the coupler. Inner cladding transmission in each branch of this DCFC ranges between 40 and 46% over the illumination spectrum.

3.2.4 Discussion

We fabricated an achromatic DCFC with a core transmission of >95% and an average transmission >42% for the inner cladding modes. These results compare favorably with previously reported data obtained from couplers made from two fused-silica SM fibers recoated with lower index polymer using either a side-polishing method (15% transmission through inner cladding modes at 750nm) (Wang et al., 2007) or a twisting method (30% transmission at 750nm) (Ryu et al., 2008). DCFC were also made for nonlinear microendoscopy using photonic crystal fibers with the advantage of supporting propagation of ultra short pulses, but with the inconvenient of lower collection of inner cladding light (<3%) (Fu & Gu, 2006).

In addition to the increased collection power through the inner cladding of this coupler, we note that the use of a DCFC allows a 6dB gain over the free space beam splitter approach for the core signal, in addition to being much more robust against misalignments and less sensitive to back reflections. However, compared to the free space approach, we hypothesize that losses from higher order modes will be higher since they correspond to more tilted rays and therefore are more prone to leakage into the outer cladding. Consequently, the effective NA of this DCFC for imaging is expected to be slightly lower than that of the inner cladding of the DCF.

3.3 Application of the DCFC to spectrally encoded endoscopy

3.3.1 Introduction

The DCFC presented and characterized in the previous section is compatible with many scanning techniques (MEMS, resonant microscanners and spectral encoding) and imaging modalities (reflectance, fluorescence). To demonstrate its potential for imaging, we integrated the DCFC into a spectrally encoded imaging system.

Spectral encoding is a scanning technique in which broadband laser light is dispersed by a grating to perform a rapid 1D-scan of the sample (Tearney et al., 1998) by encoding spatial location with wavelength. Spectral detection allows rapid imaging of large field-of-views without the need for fast actuators within the probe and may include interferometric acquisition to extract sample depth (Yelin et al., 2007b). The second (or slow) scan axis may be performed mechanically with a micromotor (Pitriss et al., 2003) or by rotating the probe (Yelin et al., 2007a). This scanning technique can be applied to endoscopy (Tearney et al., 2002), confocal microendoscopy (Tearney et al., 1998) as well as coherent anti-Stokes Raman spectroscopy (CARS) imaging (Lee & Lee, 2009) in order to yield high resolution ($>1000 \times 1000$ pixels) reflectance (Yelin et al., 2007a) or fluorescence (Motz et al., 2005) images. Alternatively, spectral encoding may be performed with a wavelength-swept laser and temporal detection to obtain high frame rate images (Boudoux et al., 2005) and simpler detection schemes for fluorescence imaging (Strupler et al., 2010).

In this section, we present a novel DCF spectrally encoded endoscopy (SEE) setup which couples wavelength scanning for rapid imaging, interferometric detection for depth assessment and a DCFC for high throughput, low speckle imaging. Indeed, since the DCFC is a null coupler for the SM channel and allows collection of 42% of the inner-cladding partially coherent light, this coupler can be used to acquire simultaneously low-speckle images of the sample via the inner-cladding light and height profiles via SM interferometric detection. The entire setup is fiber-based which makes it insensitive to misalignments and backreflections.

3.3.2 Material and methods

Figure 3.2 shows the DCF SEE experimental setup allowing simultaneous low-speckle imaging and interferometric height reconstruction. The laser source is a polygon-based rapid wavelength-swept laser (Yun et al., 2003a) centered at 1302 nm (-10dB wavelength range : 1257nm-1347nm, instantaneous line width of 0.1 nm) and providing $>25\text{mW}$ of average out-

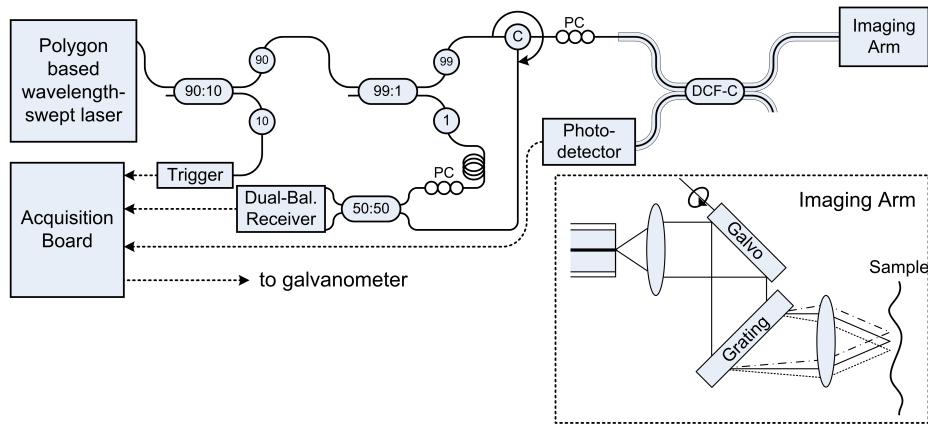


Figure 3.2 DCF SEE Imaging Setup. The polygon-based wavelength-swept laser is an external fiber cavity semiconductor optical amplifier based laser which delivers near infrared (NIR) light to the DCFC through a fusion splice (10% of the light is used for triggering purposes and 1% for interferometric detection, tapped from achromatic fiber couplers). The DCFC transmits light in its core for illumination of the sample by the imaging arm which consists of a collimating lens, a galvanometer mounted mirror (slow scan axis – Galvo), a transmission grating (fast scan axis) and an objective lens. Coherently backscattered light is collected by the core of the DCFC and sent to a dual-balanced InGaAs photo-detector through a circulator (C) and a 50 :50 achromatic (1250 - 1350nm) fiber based coupler. Diffuse backscattered light is collected by the inner cladding and sent via the second branch of the DCFC to an InGaAs photo-detector. A rapid digitizer simultaneously acquires single- and multi-mode signals for image processing. The galvanometer is controlled by a separate A/D board (not shown). PC - polarization controllers.

put power at repetition rate of 9.8 kHz. Two achromatic fiber-based couplers (90% : 10% and 99% : 1%) are used to tap laser light for triggering purposes and interferometric measurement respectively. Triggering is performed with a grating-based filter (not shown) which selects a wavelength and generates an optical pulse at the beginning of the wavelength-swept spectrum. The 99 :1 coupler separates light into a sample arm (99%) and a reference arm (1%) which is matched in length and in polarization state (through the drop-in polarization controller) with the sample arm. Light from the sample arm passes through a circulator and is coupled to the core of the DCFC through a simple fusion splice. As the SMF28 (Corning Inc., Corning, NY) fiber and the single mode core of the DCF fiber (Nufern, DCF SM-9/105/125-20A) have similar mode field diameters, single mode transmission is achieved with negligible loss at the splice. Since there is negligible cross-talk between the cores of the two DCF in the DCFC, > 95% of the laser light is transmitted to the imaging arm consisting of a collimating lens (NIR coated aspheric lens, Thorlabs, Newtown, NJ C220THE-C, f = 11mm), a galvanometer

mounted mirror (Cambridge Technology, Lexington, MA), a transmission grating (Wasatch Photonics, Logan, UT, 1110 ln/mm) and a focusing lens (NIR coated achromatic doublet, $f = 50\text{mm}$ (Thorlabs, AC254-050-C) or $f = 75\text{mm}$ (Thorlabs, AC254-075-C). A polarization controller was used to optimize transmission through the grating which was used in Littrow configuration for increased diffraction efficiency in the first order.

Light backscattered from the samples consists of a coherent (or singly backscattered) component and a diffuse (or multiply backscattered) component. The coherent portion is collected by the core of the DCF while a portion of the diffuse component is collected by the inner cladding. The DCFC transmits most of the coherent light back in the original branch while the diffuse component is propagated in the inner cladding and is equally split between both branches. Branch 2 of the coupler contains only the diffuse component and is sent to an InGaAs photodetector (New Focus, 2117-FC) and digitized using a high acquisition rate analog-to-digital converter (A/D) board (Alazar Tech, Pointe-Claire, Quebec, ATS9462 16 bit acquisition, 180MS/sec x 2 channels) to produce a low-speckle reflectance map. Branch 1 of the coupler contains both the coherent signal in its core and half the diffuse signal in its inner cladding. At the splice between the DCFC and the SM fiber, the diffuse component diffracts in the cladding and is ultimately absorbed by the polymer coating. Through a fiber circulator, SM light from the sample is recombined with the reference arm using an achromatic 50 :50 coupler and is detected with a dual balanced InGaAs photo-detector (New Focus 1817-FC) to extract fringe data without the DC component. The imaging arm includes a variable delay line (not shown in 3.2) to accommodate different imaging arm lengths. Signal from the dualbalanced detector is digitized using the second input of the Alazar board at 180 MHz.

Figure 3.3 shows typical signals measured from the MM and SM fibers using a wavelengths-swept SEE approach. MM data provides low-speckle, high intensity reflectance profiles while SM data from the Mach-Zehnder interferometer provide height information. This depth information is extracted from the frequency of the interferogram which results from the slight wavelength sweep ($\Delta\lambda$) occurring during the pixel dwell time (Δt). Neglecting dispersion over $\Delta\lambda$, and considering that the sample's height is constant over a pixel, the frequency of the interferogram is proportional to the optical path difference, itself proportional to the height of the sample. The frequency of the interferogram is retrieved by Fourier transforming SM data over (Δt), which is digitized at an acquisition rate 36 times higher than the reflectivity MM data. This technique is a low bandwidth equivalent of optical frequency domain imaging (Yun et al., 2003b) and can only detect the height of one interface, as opposed to other interferometric techniques such as optical coherence tomography detecting multiple interfaces inside

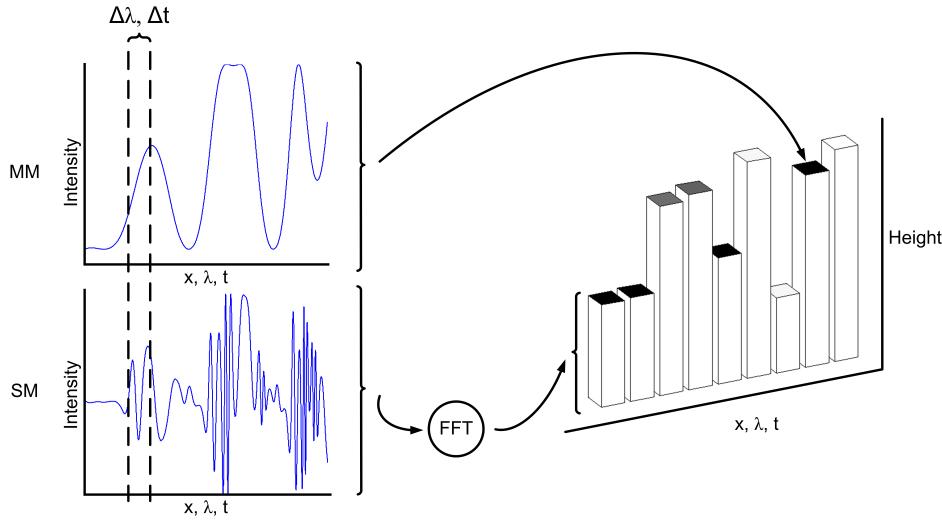


Figure 3.3 3D image processing from superposition of multi-mode (MM) and single-mode (SM) data. MM data directly provide the intensity profile of the sample while the SM data is Fourier transformed to extract the sample's height profile.

a sample. To compensate for the low intensity regions (for example destructive speckle interference present in the single-mode data) the height reconstruction is filtered using a median filter. Final images emulating stereoscopic vision are obtained by mapping the low-speckle MM reflectance data on the 3D profile of the sample.

Image acquisition, processing and display is performed through a custom C ++ platform which acquires 384 lines of 384 pixels per image (at a line rate of 9.85 kHz, corresponding to the laser sweep rate) resulting in an image acquisition rate of 25.5 frames per second. Height reconstruction was post-processed using an algorithm written in Matlab (The Math-work, Natick, MA). It takes ≈ 45 seconds with our post-processing algorithm in Matlab to reconstruct each height profile with a standard computer. While our current algorithm did not allow the required 384x384 36-points Fourier transforms to be performed at 25 frames per second, a fast FFT algorithm in C ++ , with a standard computer (capable of performing more than 1 million 64-point FFT per second) could retrieve a few 3D profiles each second, while displaying processing-free reflectance images at video rate.

3.3.3 Results

Figure 3.4 shows a spectrally encoded image of a rough plastic figurine acquired with our DCFC and the table top imaging system described in Fig. 3.2. The speckle contrast diminution using a DCF fiber can be clearly seen by comparing Fig. 3.4a - obtained with the

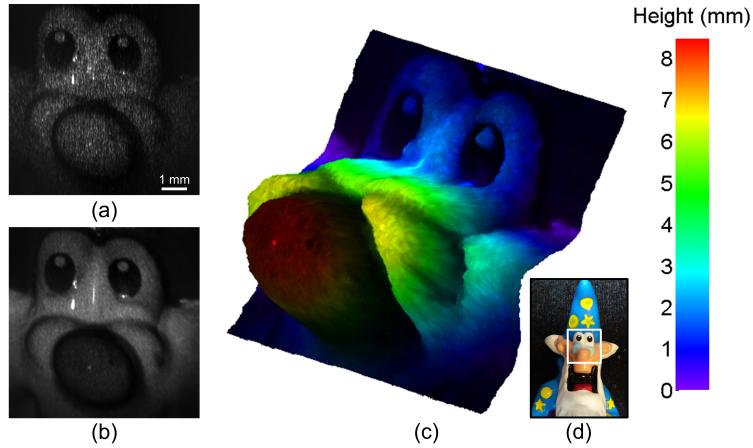


Figure 3.4 Spectrally encoded image of a plastic figurine. (a) SM path reflectance image. (b) MM path reflectance image. (c) Color encoded 3D reconstruction obtained from the SM path interferogram scaled with the MM reflectance map. (d) Picture of the figurine.

SM channel for illumination and detection at circulator output - and Fig. 3.3b - obtained with the MM detection channel. Speckle contrast was characterized using a highly diffusive abrasive paper (1 micron grit, images not shown) and calculated as the standard deviation of a region of interest over its mean. Speckle contrasts for SM and MM collection paths were 0.8 ± 0.1 and 0.16 ± 0.03 respectively, resulting in a diminution of speckle contrast of a factor 5. Theoretically a fully developed speckle pattern yields a speckle contrast of 1 and drops as $C = 1/\sqrt{N}$ where N is the number of independent speckle patterns or propagation modes (Goodman, 2007). Assuming that the reflected light on the sample conserves its linear polarization, the number of modes propagating through the inner cladding is $N \approx 8(aNA/\lambda)^2$ where a is the radius of the inner cladding, λ is the instantaneous wavelength and NA is the numerical aperture of the fiber, which corresponds to 520 modes. Assuming a fully developed speckle contrast for the perfectly coherent image, the multimode speckle contrast should drop to 0.04. The discrepancy between theoretical and experimental values may arise from the sample (e.g. not allowing fully developed speckle patterns), the coupler (e.g. the energy of each mode not being equally distributed over each branch) and/or the limited collection aperture (e.g. providing a limited sampling a non-uniform modal density). The hypothesis that higher order modes are not excited or are attenuated is also supported by the fact that, while we observe a 3 to 9 fold increase (depending on sample type) in signal from the inner cladding with respect to the core, this increase is not commensurate to the increase in number of modes. Finally, images obtained from the MM signal have a large depth of field and conserve the same lateral resolution than the SM ones. Indeed, measured values for depth of field, obtained by translating a mirror were 2.7 mm (theoretical value : 1.7 mm) and 4.9

mm (theoretical value : 5.6 mm) for SM and MM signals respectively. The 10% – 90% edge response lateral resolution, measured using a US air force resolution grid, was 0.03 mm (theoretical value : 0.02 mm) and 0.03 mm (theoretical value : 0.027 mm) for SM and MM signals respectively. Clinically, this translates into a longer depth of field which allows imaging of samples with a more pronounced height profile, as exemplified in Fig. 3.4.

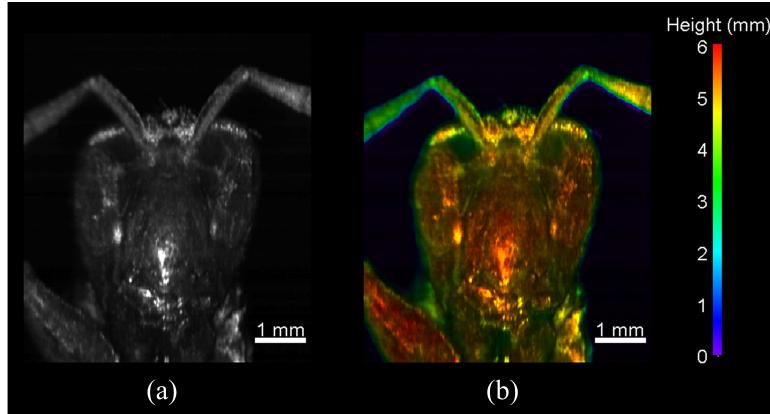


Figure 3.5 Still frames extracted from a video sequence (shown online) of a wasp's head obtained from a sequence of 99 detected MM reflectance signals and SM interferogram signals. (a) MM reflectance signal. (b) MM reflectance signal color encoded with the height obtained from the single mode interferograms ([Media1](#)).

To show the full potential of combining reflectance map and interferometric height determination with SEE, we obtained a sequence of 3D profiles of a biological sample. Figure 3.5 shows a movie ([Media1](#))¹ of a rotating expired wasp obtained from a sequence of 99 simultaneously acquired MM reflectance maps and SM interferometrically determined height profiles. No special sample preparation was required. A closer examination of Fig. 3.5b reveals two types of height indetermination. In these acquisitions, the zero difference plane of the interferometer was located at the back of the wasp's head. Because our interferometric setup solely yields the absolute difference between the reference and sample paths, we observe (in the antennas, for example) folding of the depth profile around the zero-delay point. Additionally, when the path difference is longer than the coherence length of the source (≈ 4 mm) the fringe contrast falls below the system's sensitivity and result in improper frequency measurement.

1. <http://www.opticsinfobase.org/oe/viewmedia.cfm?URI=oe-18-10-9755-1>

3.3.4 Discussion

We showed that the DCFC applied to spectrally encoded imaging allows simultaneous acquisition of a MM signal having a higher intensity and a lower speckle contrast than the traditional SM collection scheme. Additionally, the filtered SM signal was used to interferometrically retrieve the sample's height profile, emulating the stereoscopic vision. This quasi lossless collection and combination scheme combines signal-to-noise ratio (SNR) advantages of DCF imaging with robustness of an all-fiber component. The actual bench-size setup could be easily miniaturized, the only modification needed to the SEE probe designed by Yelin et al. being to change the optical fiber to a DCF. When an endoscopic version of this setup is available, the SNR advantage may allow clinicians to rapidly screen for surface irregularities (such as colonic polyps, esophageal varices and ovarian tumors) via miniature endoscopes. This setup could hardly be reproduced without the DCFC as the 6 dB losses in the SM channel (incurred by the free space beam splitting approach) in addition to spurious back reflection from all air-fiber interfaces negatively affect SNR thus preventing rapid and accurate interferometric measurements. Moreover, as the DCFC is an all-fiber solution, its robustness and compactness facilitates migration towards clinical practice.

3.4 Conclusion

The growing use of DCF for imaging justifies the need for all-fiber couplers that are efficient, compact and robust. We presented here a DCFC that could be used in many single-fiber endoscopes. This all-fiber technology allows excitation and collection via the SM core of the fiber with negligible loss and collection of $> 42\%$ of the multiply scattered light collected by the inner-cladding to the detection branch of the coupler. Moreover, our DCFC is produced by fusing and tapering commercially available DCF in a manner that is compatible with industry standards to fabricate this device reproducibly and at low cost.

This DCFC combined with a wavelength-swept SEE setup allows video-rate acquisition of speckle free images co-registered with 3D height profiles in order to emulate stereoscopic vision. This technology facilitates the migration of miniature endoscopy to the clinical world by improving image quality and depth perception, thus ultimately allowing visualization of pathologies less invasively and at earlier stages.

3.5 Acknowledgments

The authors thank Prof. Suzanne Lacroix, Mikaël Leduc, Wendy-Julie Madore, David Banville, Prof. Romain Maciejko and Fouzi Benboujja for helpful discussions. This work was funded by Fonds Québécois de la Recherche sur la Nature et les Technologies (FQRNT) and by the Canadian Institute for Photonic Innovations (CIPI). We also acknowledge Wasatch Photonics for in-kind contribution.

CHAPITRE 4 ARTICLE 2 : DOUBLE-CLAD FIBER WITH A TAPERED END FOR CONFOCAL ENDOMICROSCOPY

Authors : Simon Lemire-Renaud, Mathias Strupler, Fouzi Benboujja, Nicolas Godbout and Caroline Boudoux

Abstract : We present a double-clad fiber coupler (DCFC) for use in confocal endomicroscopy to reduce speckle contrast, increase signal collection while preserving optical sectioning. The DCFC is made by incorporating a double-clad tapered fiber (DCTF) to a fused-tapered DCFC for achromatic transmission (from 1265 nm to 1325 nm) of > 95% illumination light through the single mode (SM) core and collection of > 40% diffuse light through inner cladding modes. Its potential for confocal endomicroscopy is demonstrated in a spectrally-encoded imaging setup which shows a 3 times reduction in speckle contrast as well as an increase in signal collection compared to imaging with a SM fiber.

BIOMEDICAL OPTICS EXPRESS ; received 5 July 2011 ; revised 10 August 2011 ; accepted 25 August 2011 ; published 3 October 2011

4.1 Introduction

Endomicroscopy is an emerging medical imaging technique combining the flexibility of endoscopy with the advantages of confocal microscopy, namely micrometric resolution and optical sectioning. The technology is currently being investigated for its diagnostic potential in the field of gastroenterology for assessing colorectal lesions (Kiesslich et al., 2004), colon polyps (Buchner et al., 2010) and Barrett's esophagus (Neumann et al., 2010). Its potential was also demonstrated *in vivo* for cervical precancerous lesion detection (Carlson et al., 2005; Luck et al., 2005) and preliminary studies on an animal model showed promise towards oral lesion identification (Farahati et al., 2010).

Endomicroscopes can be broadly classified into two main groups, according to the type of optical fiber used. The first group includes most commercially available endomicroscopes and is based on fiber bundles. This solution is relatively easy to implement but suffers from low pixel density (\approx 30,000 pixels for a 1 mm of diameter (Thiberville et al., 2009)) and high back reflections from the bundle tip (Lane, 2009). The second group uses a single optical fiber

but requires a scanning mechanism at its distal end. It allows high pixel density (Merman et al., 2009) in small flexible probes (Yelin et al., 2006; Seibel et al., 2008) void of pixelation artifacts.

The added diagnostic value of confocal endomicroscopes lies in the capability of performing optical sectioning through spatial filtering of reemitted light using pinholes (table top systems) or single mode (SM) optical fibers (endoscopes). This, in addition to dramatically reducing signal levels, yields images that suffer from speckle noise. Conventional confocal microscopes resolve both these issues by using two pinholes (one for illumination and one for detection) with different diameters. For single fiber based systems, this translates into using double-clad fibers (DCFs) where the SM core transmits illumination light and the inner cladding acts as a larger collection aperture. This speckle reduction technique was successfully implemented in wide field endoscopy (Yelin et al., 2004). However, for confocal endomicroscopy, diameter ratios must be carefully chosen to preserve sectioning.

The gain associated with using a DCF depends on the ability to efficiently (and robustly) couple light in and out while separating core and inner cladding modes. We showed in a previous article (Lemire-Renaud et al., 2010) that double-clad fiber coupler (DCFC) allowed quasi-lossless integration of DCF in a wide field endoscopy setup. The challenges of realizing a DCFC with core/inner cladding diameters ratios compatible with confocal microscopy are however much greater as the appropriate diameter ratio required for optical sectioning is very small and results in losses at the fused junction.

We herein present a method for using DCFs in confocal endomicroscopy for preserving the optical sectioning while benefiting from signal increase and speckle reduction. This is done by adding an achromatic double-clad tapered fiber (DCTF) at the imaging branch of a DCFC which allows precise adjustment of the collection to illumination ratio for single fiber confocal endomicroscope. We describe the fabrication and characterize the DCTF combined with the previously described DCFC (Lemire-Renaud et al., 2010). Finally, we test this device for imaging of biological tissue in a spectrally-encoded confocal microscopy setup.

4.2 Confocal endomicroscopy with a double clad fiber

Wilson *et al.* described the effect of enlarging the collection aperture on lateral resolution and on optical sectioning (Wilson & Carlini, 1987). In this section, we expand the development to partially coherent imaging systems using Gaussian illumination in order to choose the optimal ratio of inner cladding diameter to core mode field diameter (MFD) of the DCF.

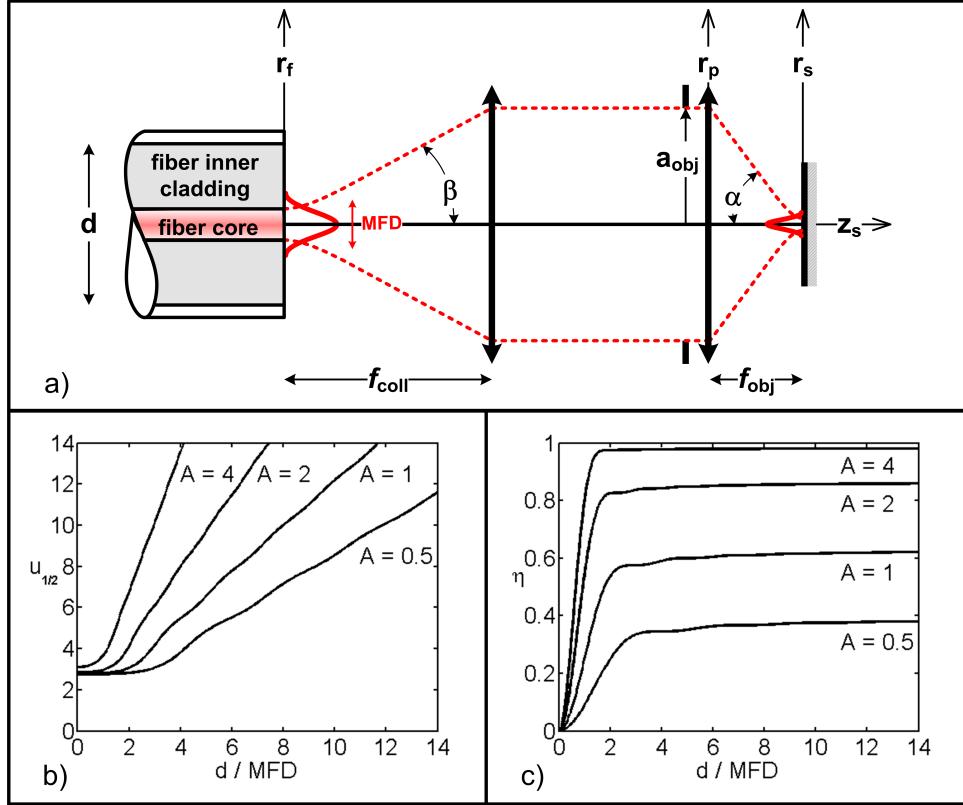


Figure 4.1 Confocal imaging with a DCF. a) Light propagation schematic. Illumination light originates from the core of the DCF defined by its MFD (taken at the $1/e^2$ intensity point) and numerical aperture (illumination half-angle β). It is collimated with a lens of focal length f_{coll} and fills an objective lens (of focal length f_{obj} , aperture $2a_{\text{obj}}$, illumination cone half-angle α). Light collection is performed through the inner cladding of the DCF (of diameter d). Light propagates along the z-axis and r_f , r_p and r_s define the radial coordinates at the fiber, objective lens pupil and sample planes, respectively. b) Optical sectioning ($u_{1/2}$) for a perfect plane reflector as a function of the ratio d/MFD for different values of the pupil filling factor A . c) Excitation efficiency (η) for a perfect plane reflector at focus ($u = 0$) as a function of the ratio d/MFD for different values of A .

4.2.1 Partially coherent imaging

We begin our description by examining optical sectioning in partially coherent confocal imaging systems for different detector sizes. A wavelength independent imaging theory can be expressed by defining normalized optical coordinates (u and ν) (Gu, 1996) in the axial and radial directions, respectively :

$$u = 4kz_s \sin^2(\alpha/2), \quad (4.1)$$

and

$$\nu = kr_s \sin(\alpha), \quad (4.2)$$

where $k = 2\pi/\lambda$, λ is the wavelength, z_s and r_s are the axial and radial coordinates at the sample plane and α is the half-angle supported by the objective lens.

Figure 4.1a shows the general configuration for confocal imaging using a DCF. Illumination of the sample comes from the DCF core mode and collection is performed through the inner cladding propagating a large number of orthonormal modes. Because of the orthonormality of the inner cladding modes (Snyder & Love, 1983), confocal imaging using a DCF can be considered as an incoherent sum of multiple coherent detection systems (one for each inner cladding mode) (Wilson, 1993). If the number of modes is large enough, the base can be considered complete and imaging can be approximated as being partially coherent (Gu, 1996). In this partially coherent imaging scheme the intensity measured at the detector's plane is given by integrating light reflected back from the sample onto the fiber's plane over the inner cladding collection area. Following Gu's work (Gu, 1996), we define the axial plane response of the system as

$$I(u) \propto \int_0^{\nu_p} \left| \int_0^1 P_1(\rho) P_2(\rho) \exp(iu\rho^2) J_0(\nu\rho) \rho d\rho \right|^2 \nu d\nu, \quad (4.3)$$

where $I(u)$ is the collected intensity as a function of defocus for different values of ν_p , the normalized radius of the DCF inner cladding at the plane of the fiber. ν_p is given by

$$\nu_p = k \frac{d}{2} \sin(\beta), \quad (4.4)$$

where d is the diameter of the DCF's inner cladding and β is the reciprocal half-angle at the fiber plane. $P_{1,2}$ are illumination and collection pupil functions at the objective plane, respectively, expressed as a function of a normalized radial coordinate ρ , defined as

$$\rho = \frac{r_p}{a_{\text{obj}}}, \quad (4.5)$$

where r_p is the radial coordinate at the objective lens pupil plane and a_{obj} is the radius of the pupil. J_0 is a Bessel function of the 1st kind and 0th order.

The amplitude of the field at the pupil plane $P_1(\rho)$ is obtained by examining the illumination pattern. Illumination amplitude, $E_{\text{ill}}(r_f)$, from the SM core is function of the radial coordinate

r_f (at the fiber plane) and may be approximated by a Gaussian profile (Snyder & Love, 1983)

$$E_{\text{ill}}(r_f) = \frac{a_{\text{ill}}}{\sqrt{N_f}} \exp \left[- \left(\frac{2r_f}{\text{MFD}} \right)^2 \right], \quad (4.6)$$

where a_{ill} is the complex amplitude of the fundamental mode. MFD is the mode field diameter which is defined by the diameter at which the intensity drops by a factor $1/e^2$. N_f is an energy normalization factor given by

$$N_f = 2\pi \int_0^\infty \left| \exp \left[- \left(\frac{2r_f}{\text{MFD}} \right)^2 \right] \right|^2 r_f dr_f = \frac{\pi \text{MFD}^2}{8}. \quad (4.7)$$

As was done by Gu *et al.* (Gu et al., 1991), we define a filling factor A , to take into account the possible under or over filling of the microscope objective pupil :

$$A = \left(k \frac{a_{\text{obj}}}{f_{\text{coll}}} \frac{\text{MFD}}{2\sqrt{2}} \right)^2. \quad (4.8)$$

As seen from Eq. (4.8), the filling factor depends on the MFD (itself a function of the fiber core diameter and numerical aperture) and the focal length of the collimating lens, f_{coll} . The amplitude of the Gaussian illumination field falls at $e^{-A/2}$ of its peak value at the edge of the objective lens aperture of radius a_{obj} . When the objective lens respects the Abbe condition, the filling factor becomes

$$A = \left(k M \sin(\alpha) \frac{\text{MFD}}{2\sqrt{2}} \right)^2, \quad (4.9)$$

where M is the system's magnification given by

$$M = \frac{f_{\text{obj}}}{f_{\text{coll}}} = \frac{\sin(\beta)}{\sin(\alpha)}. \quad (4.10)$$

Assuming that the diameter of the collimating lens is much greater than the beam diameter, we may express the field at the objective lens pupil as

$$E_{\text{ill}}(r_p) = \frac{a_{\text{ill}}}{\sqrt{N_p}} \exp \left[- \left(\frac{r_p \sqrt{A}}{a_{\text{obj}} \sqrt{2}} \right)^2 \right], \quad (4.11)$$

where N_p is a normalization factor given by

$$N_p = 2\pi \int_0^\infty \left| \exp \left[- \left(\frac{r_p \sqrt{A}}{a_{\text{obj}} \sqrt{2}} \right)^2 \right] \right|^2 r_p dr_p = \frac{\pi a_{\text{obj}}^2}{A}. \quad (4.12)$$

With Eq. (4.5) and Eq. (4.11), we obtain an expression for the illumination pupil ($P_1(\rho)$) (Gu, 1996) :

$$P_1(\rho) = \exp \left[- \left(\frac{\rho \sqrt{A}}{\sqrt{2}} \right)^2 \right]. \quad (4.13)$$

The detection pupil $P_2(\rho)$ is simply given by

$$P_2(\rho) = 1. \quad (4.14)$$

Finally, using Eq. (4.9), we rewrite ν_p as a function of the ratio d/MFD as

$$\nu_p = \frac{d}{\text{MFD}} \sqrt{2A}. \quad (4.15)$$

4.2.2 Optical sectioning

Using Eq. (4.3), we compute $I(u)$ for different values of d/MFD and A . Results are plotted in Figure 4.1b and show the value of defocus for which the intensity drops by a factor 2 (i.e. $u_{1/2}$). This development is a crude approximation of a real confocal imaging system with a DCTF, but has the advantage of giving normalized results for any type of DCTF as long as its fundamental mode is nearly Gaussian and the inner cladding is highly MM. It also provides insight on how to optimize a confocal imaging system to balance the signal collection and axial resolution.

4.2.3 Signal collection

Another important criterion to consider in confocal endomicroscopy is light efficiency. Depending on the application, one may wish to favor axial resolution and overfill the objective's pupil (with $A \approx 0.5$) or one may favor a more parsimonious use of photons (with $A > 1$) at the expense of a slightly lower resolution. The system's efficiency (defined as the ratio of detected power over input power), η , is function of the illumination (η_1) and collection (η_2) efficiencies. The transmitted energy through the objective pupil depends on the filling factor

as

$$\eta_1 = 1 - e^{-A}. \quad (4.16)$$

For a perfect plane reflector at focus ($u = 0$), the ratio of power detected by a circular detector of radius ν_p over the incident power at the detection plane is given by

$$\eta_2 = \frac{\int_0^{\nu_p} \left| \int_0^1 \exp \left[-\left(\frac{\rho\sqrt{A}}{\sqrt{2}} \right)^2 \right] J_0(\nu\rho) \rho d\rho \right|^2 \nu d\nu}{\int_0^\infty \left| \int_0^1 \exp \left[-\left(\frac{\rho\sqrt{A}}{\sqrt{2}} \right)^2 \right] J_0(\nu\rho) \rho d\rho \right|^2 \nu d\nu}. \quad (4.17)$$

Under these conditions, the system's efficiency is simply given by Gu (1996)

$$\eta = \eta_1 \eta_2. \quad (4.18)$$

Figure 4.1c shows η for different values of ratio d/MFD and various filling factors A . For a perfect planar reflector at focus, η rapidly stabilizes around its maximal value for d/MFD ratios larger than 2, but, in most *in vivo* biomedical applications, the sample is a bulk diffusive medium incorporating optically smooth reflective surfaces. In this type of samples, η will continue to grow for ratios d/MFD larger than 2 because of the out of plane diffused and reflected signals.

4.2.4 Speckle contrast

Another limitation for the use of single fiber endomicroscopy in the clinical world is speckle contrast. Speckle noise creates patterns in images that can be misinterpreted by clinicians. When light is reflected by a diffusing sample, a speckle pattern is formed at the fiber plane. If a SM fiber is used for illumination and collection, and if the sample properties are such that it creates a fully developed speckle pattern, the fundamental mode of the fiber will be excited following a Gaussian probability function in amplitude. The intensity image formed by scanning the diffusive sample will then have a speckle contrast of 1. If a MM fiber (or the inner cladding of a DCTF) is used for detection, each orthogonal mode will independently be excited by the speckle pattern following a Gaussian probability function in amplitude. The mean intensity of each orthogonal mode will depend on the speckle pattern's coherence area A_c at the fiber plane and on the mode's profile. If the detector at the end of the fiber is larger than the field coming from the fiber, each mode will be detected independently and the resulting intensity image will have a lower speckle contrast. In this case, the speckle contrast

C_{MM} is given by (Goodman, 2007)

$$C_{\text{MM}} = \frac{\sigma_s}{\bar{I}_s} = \frac{\sqrt{\sum_{n=1}^N \bar{I}_n^2}}{\sum_{n=1}^N \bar{I}_n}, \quad (4.19)$$

where σ_s is the standard deviation of the detected intensity, \bar{I}_s is the mean of the detected intensity, N is the number of modes and \bar{I}_n is the mean of the intensity coupled in mode n of the inner cladding.

Another way to explain the reduction in speckle contrast is to consider the set of orthogonal modes to be complete (highly MM fiber). With this approximation, imaging becomes partially coherent and the highly MM fiber can be approximated as a circular detector of diameter d sensitive to the intensity of the field at the fiber plane. In this case, we are in the presence of an integrated speckle statistic (Goodman, 2007). For a circular detector of perfect intensity sensitivity of 1 and area A_d , in the approximation that $A_d \gg A_c$, the speckle contrast C_d is given by

$$C_d \approx \sqrt{\frac{A_c}{A_d}} \propto \frac{\sqrt{A_c}}{d}. \quad (4.20)$$

Therefore, when the speckle spot size at the detection plane is smaller than the detection area, increasing the detection diameter d will result in integrating the speckle pattern over a larger area thus reducing the speckle contrast.

4.2.5 Discussion

Figure 4.1c shows that an efficient use of the laser intensity requires a filling factor A greater than 1. Taking this into account, a comparison between Figure 4.1b and c shows that a right balance between signal collection and optical sectioning may be obtained using a ratio $d/\text{MFD} \approx 5$ and a filling factors $A \approx 1$ which should lead, according to Eq. 4.19 or Eq. 4.20, to an appreciable speckle contrast reduction.

In the following section we demonstrate that the use of a DCTF allows the ratio d/MFD to vary from 5 to 10 while being compatible with a previously published DCFC (Lemire-Renaud et al., 2010).

4.3 Double-clad fiber coupler for confocal endomicroscopy

Benefits from DCF in a clinical environment are only obtained when coupled to robust fiber couplers. An ideal DCFC for confocal endomicroscopy consists of a null coupler for the core mode to avoid illumination losses and to ensure achromatic coupling of the inner cladding modes. Additionally, splitting of inner cladding modes should favor the detection branch. However, a lossless symmetrical coupler may transmit at best 50% of the MM energy. Achromaticity of the inner cladding coupling is ensured by the coupling statistics of a high number of modes.

4.3.1 Limitations of current DCFCs

Previously reported DCFCs made with large d/MFD ratios (≥ 10) showed great promise for imaging techniques not requiring optical sectioning such as wide field endoscopy or nonlinear imaging techniques not requiring a detection pinhole to obtain optical sectioning (Bao et al., 2010; Liu & Chen, 2011; Wu et al., 2009). Their fabrication methods (such as side polishing (Ryu et al., 2008; Wang et al., 2007), twisting (Ryu et al., 2009) and fusing and tapering (Lemire-Renaud et al., 2010; Fu & Gu, 2006)) are however not suitable for DCF having smaller d/MFD ratios (such as 5) required to preserve confocal sectioning. The major limitation is that light propagating in a DCFC made of, for example, a 9 : 45 : 125 μm DCF would couple significant power in the outer cladding modes of the side polished, twisted or fused structure. These modes are then lost at the output of the DCFC, making such a coupler very inefficient.

4.3.2 DCTF propagation

We propose herein to use a DCFC previously designed for endoscopy and taper down its illumination branch until the optimal ratio d/MFD is obtained (see Figure 4.2a). Fabrication, characterization as well as light propagation within such a DCTF are described in the following sections.

Figure 4.2b presents a down-tapered double-clad fiber. The DCF used is an all-silica commercial fiber (Nufern, East Granby, CT, SM-9-105-125). The core is germanium-doped, with a numerical aperture of 0.12, a diameter of 9 μm and a cutoff wavelength of 1250 nm. The inner cladding is made of pure silica, with a numerical aperture of 0.20 and a diameter of 105 μm . The outer cladding is fluorine-doped and has a diameter of 125 μm .

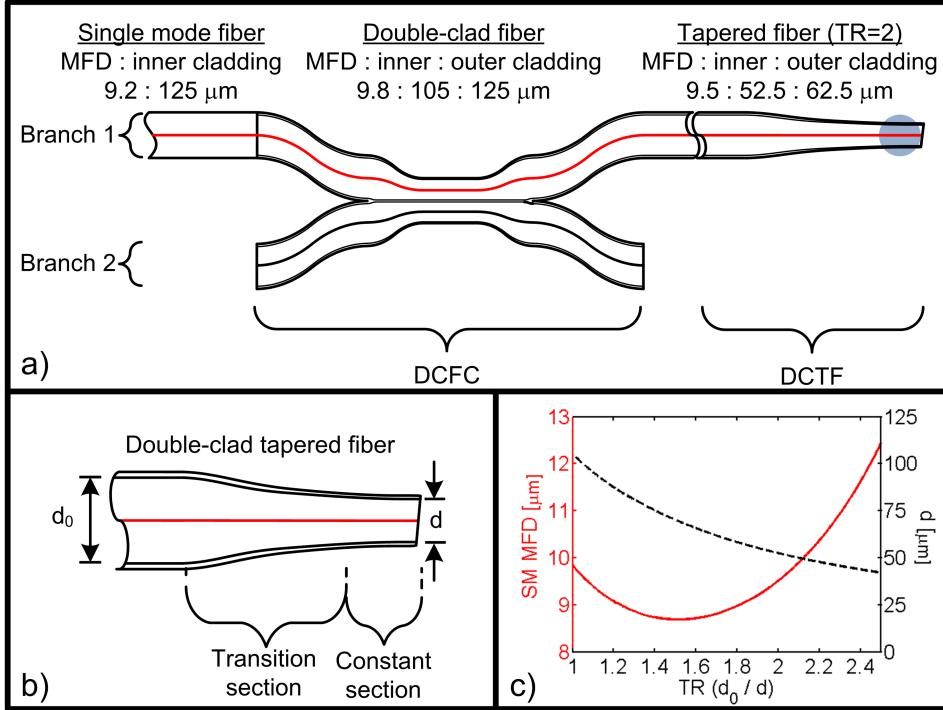


Figure 4.2 Double-clad tapered fiber (DCTF). a) Schematic of the DCFC with a tapered end, the gray area representing a high index gel drop to diminish back reflections. b) Schematic of the tapered end. c) MFD (solid red line) and inner cladding diameter d (dotted black line) as a function of the taper ratio.

Figure 4.2c shows the evolution of the SM illumination MFD and the MM inner cladding diameter d as a function of the taper ratio (TR) (defined as the fiber reduction factor d_0/d). The MFD of the fundamental mode initially decreases with higher TR but eventually increases as the mode diffracts out of the smaller core. As TR varies from 1 to 2.5, the core mode MFD which has a minimal value of $9 \mu\text{m}$ increases up to $12 \mu\text{m}$. The MM inner cladding collection diameter, however, decreases as TR increases following an inversely proportional law. A wide range of MM detection diameter over SM illumination ratios are thus easily obtainable by varying the TR.

Tapered fibers are easily fabricated such that the evolution of the core mode is adiabatic, *i.e.*, with no coupling of the fundamental core mode to higher-order modes (Bures, 2008). This ensures that SM illumination is lossless and achromatic, allowing simple implementations of spectral encoding (Tearney et al., 1998) and interferometric imaging (Yelin et al., 2007b).

4.3.3 Fabrication and characterization

The tapering setup consists of a propane-oxygen micro-torch mounted on a three axis motorized stage, two translation motorized stages for stretching the fiber, a microscope for fiber inspection, a broadband source and an optical spectrum analyzer for spectral characterization of the core transmission through the DCTF (Lacroix et al., 2006).

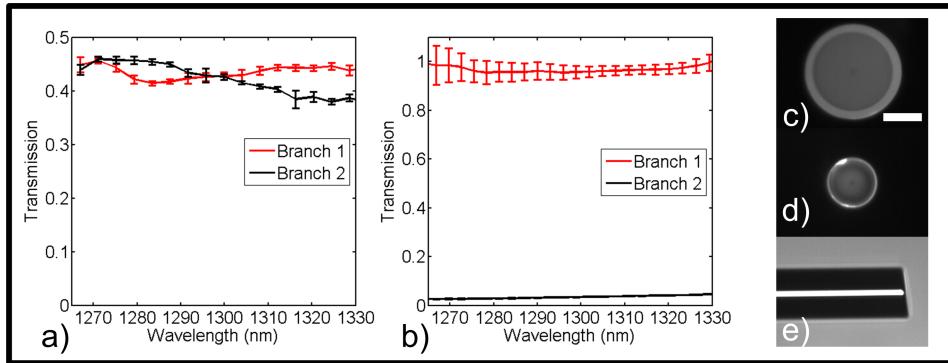


Figure 4.3 Characterization of the down tapered DCFC. a) Spectral response of the MM inner cladding transmission. b) Spectral response of the SM core transmission. c) Cross section of the original DCF. d) Cross section of the DCTF. e) Side view of the angle cleaved DCTF. Scale bar : 50 μm . Error bars represent 1 standard deviation.

The fabrication of the DCFT begins by splicing the DCF with two SM fibers connected with the broadband source and the optical spectrum analyzer. The two splices ensure that only transmission in the core mode is characterized. The fiber is then stripped over the length to be tapered and cleaned with acetone. The adiabaticity criterion is met by heating the DCF over 8 mm with a traveling flame during tapering. Tapering is stopped when the fiber reaches a TR of 2. The fiber is angled cleaved at the center of the taper and inspected on a splicing station (Vytran, Morganville, NJ, FFS-2000) (see Figure 4.3d and e). This final inspection allows measuring the final TR of the DCFT by comparison with the original cross-section of the DCF (see Figure 4.3c) and to appreciate the quality of the angle cleave.

Angle cleaving by 7.2° allows illumination light to be backreflected into the inner and outer cladding modes instead of into the core mode. Because of the high index difference between the outer cladding and air most of the back reflected light couples into the outer cladding modes. These outer cladding back reflections are attenuated by using a higher index gel drop in the constant section of the DCTF (see Figure 4.2a).

After the SM spectral characterization and inspection of the DCTF cleave, the DCTF is spliced with the DCFC. Spectral characterization of the SM transmission of the full device

(DCFC and DCTF) (see Figure 4.3b) is done by multiplying the SM spectral response of the DCTF with the SM spectral response of the DCFC (Lemire-Renaud et al., 2010). Spectral characterization of the MM transmission of the full device (see Figure 4.3a) is done by using a wavelength-swept source (Yun et al., 2003a) and a diffuser (Lemire-Renaud et al., 2010). The diffuser allows the excitation of lower and higher order modes of the DCTF and the wavelength-swept source allows the characterization of the transmission of the full DCF device with a photodetector large enough to collect all the light at the output of the DCF instead of using an optical spectrum analyzer that spatially filters the input light.

4.4 Confocal imaging with a down tapered DCFC

Confocal imaging using the down tapered DCFC was demonstrated on a spectrally encoded confocal microscopy setup. Spectral encoding (SE) (Tearney et al., 1998) allows rapid imaging with a high number of resolvable points (up to 1000×1000 points) of reflective (Boudoux et al., 2005) and fluorescent (Strupler et al., 2010) samples and was shown to be compatible with endoscopy (Yelin et al., 2006) and confocal endomicroscopy (Boudoux et al., 2009).

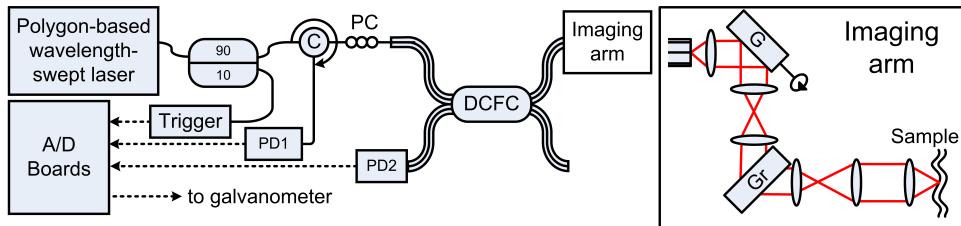


Figure 4.4 Spectrally encoded confocal microscopy setup used to demonstrate imaging with the tapered-fiber DCFC. SE is achieved using a polygon-based wavelength-swept laser fiber coupled to an acquisition triggering mechanism and to an imaging arm through a circulator (C) spliced to the tapered-fiber DCFC . The imaging arm consists of a collimating lens, a galvanometer mounted mirror (G), two telecentric telescopes, a transmission grating (GR) and an objective lens. InGaAs photo-detectors (PD) collect coherent and partially coherent light. PC : polarization controllers.

Figure 4.4 summarizes the imaging setup which consists of a polygon based wavelength-swept laser ($\lambda_0 = 1310$ nm, $\Delta\lambda = 80$ nm, sweep rate = 8.9 kHz) (Yun et al., 2003a) coupled to the core of the DCFC for illumination of the sample through a standard SE imaging arm. The SM output of the laser is spliced to a SM fiber circulator itself spliced to the SM core of the DCFC for quasi lossless illumination of the sample. SE confocal imaging is achieved by using a galvanometer-mounted mirror for the slow axis scan (Cambridge Technology, Lexington, MA) and a holographic transmission grating (Wasatch Photonics, Logan, UT,

1125 ln/mm) for the fast axis. A high NA microscope objective (Olympus, Tokyo, Japan, LUMFLN 60XW, NA= 1) is used to illuminate and collect light from the sample. A pupil filling factor of $A = 1.2$ was obtained by enlarging the collimated beam ($f_{\text{collimator}} = 11\text{mm}$, Thorlabs, Newtown, NJ, C220THE-C) through telecentric telescopes made from achromatic lenses ($f_{1,1} = 50\text{ mm}$, $f_{1,2} = 150\text{ mm}$, $f_{2,1} = 75\text{ mm}$, $f_{2,2} = 150\text{ mm}$, Edmund, Barrington, NJ, NT45-803, NT47-380 and NT45-805) arranged in a $4 - f$ configuration. Coherent light backscattered from the sample is collected by the core of the DCTF and sent to an InGaAs photo-detector (New Focus, 2117-FC) through the circulator. Diffuse backscattered light is collected by the inner cladding of the DCTF and sent via the second branch of the DCFC to another identical photo-detector. Inner cladding light sent to the first branch is lost at the splice between the DCFC and the SM fiber leading to the circulator. A rapid digitizer simultaneously acquires single- and multi-mode signals for comparison. The galvanometer is controlled by a separate A/D board.

The axial resolution was measured using a mirror mounted on a piezo-electric translation stage (Burleigh, Mississauga, Canada , PCS-5000). The axial 50 :50 plane response for the SM signal is $3.4 \pm 0.1\text{ }\mu\text{m}$ comparatively to $1.3\text{ }\mu\text{m}$ for a SM fiber based confocal microscope with a filling factor A of 1.2 (Gu et al., 1991). The axial 50 :50 plane response for the MM signal is $5.8 \pm 0.1\text{ }\mu\text{m}$ comparatively to $4\text{ }\mu\text{m}$ for a partially coherent SM confocal microscope with a filling factor A of 1.2 and a d/MFD ratio of 5.5 (see Figure 4.1 b). The lateral resolution was measured using a resolution target (Edmund Optics, Barrington, NJ, U.S. Airforce 1951). The 90 :10 edge response for the SM signal is $0.76 \pm 0.03\text{ }\mu\text{m}$ comparatively to 0.6 for a perfect confocal microscope while the 90 :10 edge response for the MM signal is $1.18 \pm 0.04\text{ }\mu\text{m}$. The difference between theoretical and experimental values for the axial and lateral resolutions may be explained by the use of the scalar paraxial approximation, the use of an objective designed for wavelengths in the visible part of the spectrum and by various aberrations.

The speckle contrast and the intensity collected were measured using a 20% solution of intralipid. The SM signal speckle contrast is 0.7 ± 0.2 . The MM signal speckle contrast is 0.23 ± 0.08 . The intensity increase between the MM signal comparatively to the SM signal is 5.5 .

Finally, to show the potential of the DCTF for confocal imaging of biological samples we imaged a 7 day old mouse embryo fixed in a solution of 4% of paraformaldehyde (see Figure 4.5). Figure 4.5a is a 20 frame average of the SM signal and Figure 4.5b is a 20 frame average of the MM signal. SM and MM 1024×1024 images were acquired simultaneously at 10 MHz resulting in an 8.8 fps imaging for each signal. SM and MM images were normalized

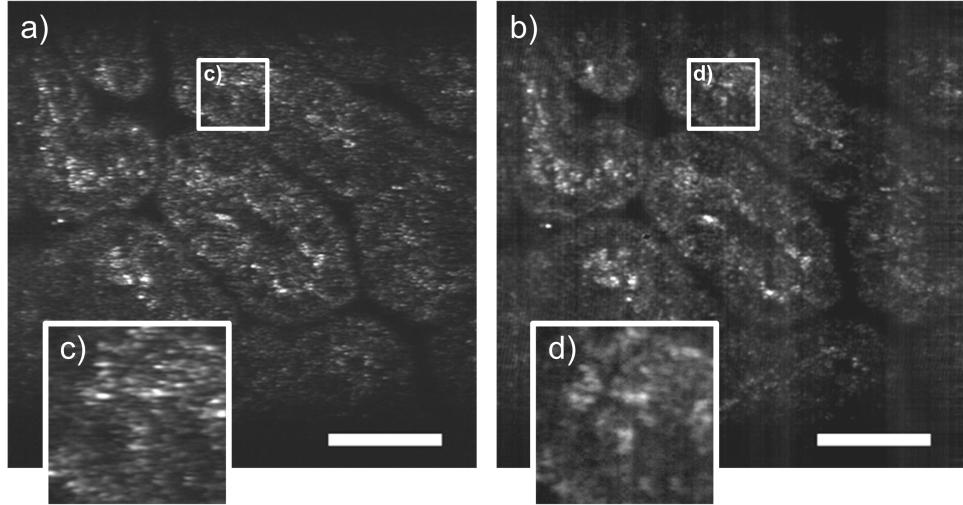


Figure 4.5 Simultaneously acquired images of a 7 day old mouse embryo fixed in a solution of 4% of paraformaldehyde. a) Average of 20 images of the SM signal (scale bar of $50 \mu\text{m}$). b) Average of 20 images of the MM signal (scale bar of $50 \mu\text{m}$). c) Zoom of the SM image. d) Zoom of the MM image. Intensity scale of the SM and MM images were normalized independently.

independently to allow visualization of structures in both images despite the increase in MM signal. Zooming in the same region of the SM and MM images (see Figure 4.5c and d) allows visualization of speckle reduction on 3 round structures in the MM signal not seen in the SM image because of the higher speckle contrast. The vertical bands visible on Figure 4.5b reveal a slight achromaticity of the DCFC that would not affect piezo based single fiber confocal endomicroscopes (Seibel et al., 2008).

4.5 Conclusion

We demonstrated the design, the fabrication, the characterization and the application of an achromatic (from 1265 nm to 1325 nm) passive all-fiber device for confocal endomicroscopy. This device allows SM illumination of the sample and simultaneous SM and MM detection. The DCTF allows d/MFD ratios varying from 5 to 10. This flexibility of the different illumination and collection schemes allows many compromises between optical sectioning, collected intensity and speckle contrast.

The final device has a transmission of the illumination core mode of $> 95\%$ and a collection of $> 40\%$ of the inner cladding MM signal and a d/MFD ratio of 5.5. In a spectrally encoded confocal microscopy setup at 1310 nm with a water immersion objective ($\text{NA} = 1$), the MM

50 :50 axial plane response of $5.8 \pm 0.1 \mu\text{m}$ is 1.7 time larger than the SM 50 :50 axial plane response, the intensity collected comparatively to the SM signal is increased by a factor 5.5 and the MM signal speckle contrast is 3 times lower than the SM signal speckle contrast. Moreover, the comparison of the SM core and MM inner cladding signals showed, in biological samples, structures in the MM inner cladding signal not identifiable in the SM core signal due to higher speckle contrast.

This device allows imaging with higher signal, lesser speckle noise with limited loss in axial and lateral resolution compared to traditional SM fiber based confocal microscopes. It is easily transferable to existing clinical endomicroscopes using SM fibers. It can be manufactured using commercially available fibers and is inherently achromatic. The all-fiber technology also provides stable, alignment-free systems that can be used in any environment.

4.6 Acknowledgment

The authors gratefully acknowledge contribution from Prof. Suzanne Lacroix, M. Mikaël Leduc, Ms. Wendy-Julie Madore and Prof. Gregor U. Andelfinger. This work was funded by Fonds Québécois de la Recherche sur la Nature et les Technologies (FQRNT) and by the Canadian Institute for Photonic Innovations (CIPI).

CHAPITRE 5 DISCUSSION GÉNÉRALE

L'endoscopie et l'endomicroscopie à fibre unique sont des techniques de diagnostic qui ont le potentiel de réduire le taux de morbidité de nombreuses maladies. En permettant un miniaturisation des sondes, ces techniques peuvent réduire le temps de récupération du patient et permettre de nouvelles applications endoscopiques telles que l'endoscopie chez de jeunes enfants. Par contre, avant d'être adoptées par le milieu clinique, de nombreux éléments techniques doivent être résolus.

Les composants fibrés décrits dans ce mémoire ont un fort potentiel d'impact en endoscopie et en endomicroscopie confocale. Leurs avantages et inconvénients respectifs sont décrits dans les sections suivantes.

5.1 Coupleur en fibres à double gaine

L'utilisation des fibres à double gaines permet d'obtenir des images de meilleure qualité en augmentant le signal, la profondeur de champ et en réduisant le contraste de tavelure. Le coupleur en fibre à doubles gaine est une solution compacte, durable et robuste pour bénéficier des avantages des fibres à double gaines. Avec une transmission $>95\%$ du mode de cœur et une séparation $\approx 40\%$ du signal de gaine interne, ce coupleur permet une grande amélioration dans la qualité des images obtenues (voir la figure 3.4). L'intensité recueillie est augmentée par un facteur 9, la profondeur de champ par un facteur 2 et le contraste de tavelure réduit par un facteur 5.

L'utilisation simultanée des signaux de cœur et de gaine interne permet de simuler une vision stéréoscopique en combinant la détermination interférométrique du profil avec l'image de réflectance du signal de gaine interne. Par contre, les Figures 3.4c et 3.5 ont été générées sur des échantillons très réfléchissants (du plastique et un exosquelette d'insecte). Non seulement ces images sont le résultats du moyennage de plusieurs images et d'un filtrage médiant mais les positions du focus et du zéro de l'interféromètre étaient optimisées afin d'obtenir une visibilité des franges la plus constante possible sur tout le profil. Une utilisation clinique demande une reconstruction fidèle et en temps réel de l'échantillon. Les facteurs principaux qui nuisent à la qualité de la mesure interférométrique autres que le bruit sont l'incertitude de la mesure due à la faible largeur spectrale par pixel et les zones de tavelures destructives. Un algorithme de reconstruction plus robuste pourrait améliorer la qualité des images.

Une analyse attentive de la Figure 3.1c démontre une légère dépendance en longueur d'onde dans la transmission du signal de gaine interne de la branche 1 vers la branche 2. Par contre, cette variation est faible par rapport à l'erreur des mesures. Cette erreur correspondant à un écart type provient des différents bruits lors de la mesure. Une source majeure de bruit provient de la variation en intensité de la source. En effet, les sources utilisant un polygone pour faire varier la longueur d'onde ne sont pas seulement sensibles aux variations de température et de courant mais aussi aux vibrations dues à la rotation du polygone. L'utilisation d'une source accordable plus stable devrait permettre une meilleure caractérisation de la réponse spectrale du coupleur.

La caractérisation de la transmission de la gaine interne a été faite en utilisant un verre dépoli afin d'obtenir une source étendue permettant d'exciter les modes d'ordres bas et élevés. Cette méthode ne permet pas de déterminer la transmission pour un mode particulier. Aussi, il est impossible de garantir que tous les modes sont excités également. La variation du patron de speckle formé par le verre dépoli en fonction de la longueur d'onde peut aussi influencer le couplage pour les différents modes et influencer la caractérisation de la transmission de la gaine interne.

L'utilisation du coupleur pour faire de l'imagerie quantitative demande plus de précautions. Dans ce cas, il est nécessaire de caractériser la transmission du signal de gaine interne plus précisément. Aussi, le transfert du signal de cœur dans la seconde branche et ensuite rétro-réfléchi à la clive peut corrompre la mesure. Ce signal peut être réduit par un RIE final plus élevé au détriment d'un couplage plus faible pour les modes de gaine interne. Aussi, il est possible de réduire les rétroréflections à la clive de la seconde branche par l'ajout d'une fibre sans cœur, une fibre atténuatrice ou une goutte de gel d'indice.

La recette de fabrication du coupleur a été raffinée par essais et erreur. Afin d'optimiser la transmission des modes de gaines internes il est nécessaire de mieux connaître le profil d'indice du coupleur après fusion et diffusion des dopants. Ensuite, une analyse par lancé de rayon ou des modes d'ordre supérieurs pourrait donner des pistes additionnelles pour améliorer la recette. Aussi, la caractérisation plus poussée de la transmission des modes de gaine interne permettrait d'obtenir un composant plus adapté à l'endoscopie à fibre unique.

5.2 Fibre à double gaine effilée

Les fibres effilées à double gaines permettent d'utiliser le coupleur mentionné précédemment dans un contexte d'endomicroscopie confocale. Un RIE de 0,5 permet un ratio entre les dia-

mètres de détection et d'illumination d'environ 5. Ce ratio de 5 est un optimum généralement accepté en microscopie confocale. En faisant varier le RIE de la fibre à double gaine effilée, il est possible d'optimiser le ratio entre les diamètres de détection et d'illumination pour une application donnée. Une telle fibre combinée au coupleur permet d'améliorer la qualité des images obtenue (voir la Figure 4.5). Comparativement à une illumination et une détection unimodale, le signal multimodal est 5,5 fois plus intense et le contraste de tavelure réduit par un facteur 3. Ces améliorations sont si importantes que des structures non identifiables dans le signal unimodal sont clairement discernables dans le signal multimodal malgré une perte du sectionnement optique par un facteur 1,7 (voir la Figure 4.5c et d).

Les rétroréflections aux différents éléments optiques sont un phénomène courant en microscopie confocale en réflectance. Ces rétroréflections nuisent à l'imagerie en réduisant la gamme dynamique de détection. Les rétroréflections sont particulièrement intenses à la clive de la fibre à double gaine effilée. Dans le chapitre 4, ces rétroréflections devaient être atténuées pour les signaux de cœur et de gaine interne afin de permettre la comparaison entre les deux signaux. Les rétroréflections du signal de cœur étaient atténuées par un clive à angle. Par contre, cette clive à angle provoquait à son tour des rétroréflections dans le signal de gaine interne. Ces rétroréflections dans le signal de gaine interne étaient à leur tour atténuées par un goutte de gel d'indice. Par contre, cette dernière atténuation n'était pas complète et la gamme dynamique du signal MM grandement diminuée.

Dans un contexte endoscopique où le signal de cœur offre peu d'informations supplémentaires, il est possible d'envisager une clive à angle droit. Ainsi, les rétroréflexions se coupleraient au mode de cœur seulement et le signal de gaine interne serait imperturbé. Aussi, cette clive permettrait de faire des mesures interférométriques en recombinant le signal provenant de l'échantillon et le signal rétroréfléchi. Ce type d'interférométrie a l'avantage d'être insensible aux variations d'indice le long de la fibre dues aux variations de température et vibrations car les deux signaux sont guidés par la même fibre. Ainsi, il est possible d'imaginer une sonde endomicroscopique utilisant le signal de gaine interne pour former une image de réflectance et l'interférométrie à chemin commun pour identifier la distance entre l'échantillon et la sonde.

CONCLUSION

Dans ce projet de recherche, nous avons proposé deux composant fibrés améliorant la qualité des images d'endoscopie et d'endomicroscopie confocale. Ces composantes obtenues par fusion-étirage ont une bien meilleure efficacité que les alternatives existantes et, étant achromatiques, elles sont compatiblees avec toutes les méthodes de balayage, incluant l'encodage spectral. La stabilité et la robustesse de ces coupleurs fibrés favorisent l'adoption de la technologie des fibres à double gaine par le milieu clinique.

La première composante est un coupleur permettant de séparer le mode de cœur des modes de gaines internes. Il permet d'intégrer de façon robuste les fibres à double gaine aux montages d'endoscopie à fibre unique existants. Ainsi, il permet d'augmenter l'intensité du signal collecté et la profondeur de champ tout en réduisant le contraste de tavelure.

La seconde composante est une fibre à double gaine effilée pour l'endomicroscopie confocale. Cette fibre effilée permet de faire varier le rapport des diamètres d'illumination unimodale et de collection multimodale. Cette fibre effilée compatible avec le coupleur en fibres à double gaine permet d'optimiser les réponses impulsionales d'illumination et de collection. Ainsi, avec un RIE adéquat, il est possible d'obtenir un compromis entre le sectionnement optique, l'intensité collectée et le contraste de tavelure. Cette solution flexible peut donc être adaptée selon les préférences du clinicien pour une application médicale donnée.

L'intégration de la fibre effilée dans une sonde n'a pas encore été démontrée. La conception de la sonde demandera une analyse approfondie des rétroréflections aux différents éléments optiques. La longueur, la rigidité et les vibrations de la section effilée devront être prises en compte dans la conception de la sonde.

L'impact de ce projet ne sera mesuré que lorsque ces composantes en fibre à double gaine seront intégrées à un système complet d'endoscopie à fibre unique. Ce système devra être robuste, portatif, facile d'utilisation et demander peu d'entretien. Il devra être constitué d'une source stable, compacte et générant peu de vibrations. La sonde devra être robuste, facilement stérilisable et sans danger pour le patient. Le système de contrôle électronique et le programme d'acquisition devront être simple d'utilisation.

RÉFÉRENCES

- Bao, H., Ryu, S. Y., Lee, B. H., Tao, W., & Gu, M. (2010). Nonlinear endomicroscopy using a double-clad fiber coupler. *Opt. Lett.*, 35(7), 995–997.
- Birks, T. & Li, Y. (1992). The shape of fiber tapers. *J. Lightwave Technol.*, 10(4), 432–438.
- Born, M. & Wolf, E. (1959). *Principles of optics*. Pergamon Press Ltd.
- Boudoux, C. (2007). *Wavelength swept spectrally encoded confocal microscopy for biological and clinical applications*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- Boudoux, C., Leuin, S. C., Oh, W. Y., Suter, M. J., Desjardins, A. E., Vakoc, B. J., Bouma, B. E., Hartnick, C. J., & Tearney, G. J. (2009). Optical microscopy of the pediatric vocal fold. *Archives of otolaryngology-head neck surgery*, 135(1), 53–64.
- Boudoux, C., Yun, S., Oh, W., White, W., Iftimia, N., Shishkov, M., Tearney, G., & Bouma, B. (2005). Rapid wavelength-swept spectrally encoded confocal microscopy. *Opt. Express*, 13(20), 8214–8221.
- Brown, C., Reinhall, P., Karasawa, S., & Seibel, E. (2006). Optomechanical design and fabrication of resonant microscanners for a scanning fiber endoscope. *Optical Engineering*, 45(4), 043001.
- Buchner, A. M., Shahid, M. W., Heckman, M. G., Krishna, M., Ghabril, M., Hasan, M., Crook, J. E., Gomez, V., Raimondo, M., Woodward, T., Wolfsen, H. C., & Wallace, M. B. (2010). Comparison of probe-based confocal laser endomicroscopy with virtual chromoendoscopy for classification of colon polyps. *Gastroenterology*, 138(3), 834 – 842.
- Bures, J. (2008). *Guided optics : optical fibers and all-fiber components*. Wiley-VCH.
- Carlson, K., Pavlova, I., Collier, T., Descour, M., Follen, M., & Richards-Kortum, R. (2005). Confocal microscopy : Imaging cervical precancerous lesions. *Gynecologic Oncology*, 99(3, Supplement 1), S84 – S88. The 4th International Conference on Cervical Cancer with a Day of Spiritual, Psychological, Complementary, and Alternative Treatment of Cancer and Pain.
- Chinn, S., Swanson, E., & Fujimoto, J. (1997). Optical coherence tomography using a frequency-tunable optical source. *Optics Letters*, 22(5), 340.
- Dickensheets, D. & Kino, S. (1998). Silicon-micromachined scanning confocal optical microscope. *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 7(1), 38–47.
- Elder, J. S., Diaz, M., Caldamone, A. A., Cendron, M., Greenfield, S., Hurwitz, R., Kirsch, A., Koyle, M. A., Pope, J., & Shapiro, E. (2006). Endoscopic therapy for vesicoureteral

- reflux : A meta-analysis. i. reflux resolution and urinary tract infection. *The Journal of Urology*, 175(2), 716 – 722.
- Eloubeidi, M. & Provenzale, D. (1999). Does this patient have Barrett's esophagus? the utility of predicting Barrett's esophagus at the index endoscopy. *American Journal of Gastroenterology*, 94(4), 937–943.
- Fallakhkhair, A., Li, K., & Murphy, T. (2008). Vector finite difference modesolver for anisotropic dielectric waveguides. *J. Lightwave Technol.*, 26(11), 1423–1431.
- Farahati, B., Stachs, O., Prall, F., Stave, J., Guthoff, R., Pau, H. W., & Just, T. (2010). Rigid confocal endoscopy for in vivo imaging of experimental oral squamous intra-epithelial lesions. *J Oral Pathol Med*, 39(4), 318–327.
- Froehly, L., Martin, S., Lasser, T., Depeursinge, C., & Lang, F. (2003). Multiplexed 3D imaging using wavelength encoded spectral interferometry : a proof of principle. *Optics Communications*, 222(1-6), 127–136.
- Fu, L., Gan, X., & Gu, M. (2005). Nonlinear optical microscopy based on double-clad photonic crystal fibers. *Opt. Express*, 35(14), 5528–5534.
- Fu, L. & Gu, M. (2006). Double-clad photonic crystal fiber coupler for compact nonlinear optical microscopy imaging. *Opt. Lett.*, 31(10), 1471–1473.
- Gmitro, A. & Aziz, D. (1993). Confocal microscopy through a fiber-optic imaging bundle. *Opt. Lett.*, 18(8), 565–567.
- Goodman, J. (2007). *Speckle phenomena in optics : theory and applications*. Roberts & Co.
- Gu, M. (1996). *Principles of three dimensional imaging in confocal microscopes*. World Scientific.
- Gu, M., Sheppard, C., & Gan, X. (1991). Image formation in a fiber-optical confocal scanning microscope. *J. Opt. Soc. Am. A*, 8(11), 1755–1761.
- Guittet, L., Launoy, G., Mohammed, F., & Lieberman, D. (2010). Screening for Colorectal Cancer. *New England Journal of Medicine*, 362(1), 84–85.
- Hecht, E. (2002). *Optics*. Addison-Wesley.
- Juškaitis, R., Reinholtz, F., & Wilson, T. (1992). Fibre-optic based confocal scanning microscopy with semiconductor laser excitation and detection. *Electronics Letters*, 28(11), 986–988.
- Kang, D., Yelin, D., Bouma, B., & Tearney, G. (2009). Spectrally-encoded color imaging. *Opt. Express*, 17(17), 15239–15247.
- Kiesslich, R., Burg, J., Vieth, M., Gnaendiger, J., Enders, M., Delaney, P., Polglase, A., McLaren, W., Janell, D., Thomas, S., Nafe, B., Galle, P. R., & Neurath, M. F. (2004).

- Confocal laser endoscopy for diagnosing intraepithelial neoplasias and colorectal cancer in vivo. *Gastroenterology*, 127(3), 706 – 713.
- Kimura, S. & Wilson, T. (1991). Confocal scanning optical microscope using single-mode fiber for signal detection. *Applied Optics*, 30(16), 2043–2050.
- Lacroix, S., Godbout, N., & Daxhelet, X. (2006). *Optical fiber components : design and applications*, chapter Optical fiber components : design and applications of fused biconical tapered components. Research Signpost.
- Lacroix, S., Gonthier, F., & Bures, J. (1994). Modeling of symmetric 2 x 2 fused-fiber couplers. *Appl. Opt.*, 33(36), 8361–8369.
- Lane, P. M. (2009). Terminal reflections in fiber-optic image guides. *Appl. Opt.*, 48(30), 5802–5810.
- Lee, E. & Lee, J. (2009). Coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy based on spectral encoding. *Optics Communications*, 282(9), 1955–1958.
- Lemire-Renaud, S., Rivard, M., Strupler, M., Morneau, D., Verpillat, F., Daxhelet, X., Godbout, N., & Boudoux, C. (2010). Double-clad fiber coupler for endoscopy. *Opt. Express*, 18(10), 9755–9764.
- Lemire-Renaud, S., Strupler, M., Benboujja, F., Godbout, N., & Boudoux, C. (2011). Double-clad fiber with a tapered end for confocal endomicroscopy. *Biomed. Opt. Express*, 2(11), 2961–2972.
- Liu, G. & Chen, Z. (2011). Fiber-based combined optical coherence and multiphoton endomicroscopy. *J. Biomed. Opt.*, 16(3), 036010.
- Luck, B., Carlson, K., Bovik, A., & Richards-Kortum, R. (2005). An image model and segmentation algorithm for reflectance confocal images of in vivo cervical tissue. *Image Processing, IEEE Transactions on*, 14(9), 1265 –1276.
- Malitson, I. H. (1965). Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. *J. Opt. Soc. Am.*, 55(10), 1205–1208.
- Masuda, S. & Iwama, T. (1982). Single-mode fiber-optic directional coupler. *Applied Optics*, 21(19), 3484–3488.
- Merman, M., Abramov, A., & Yelin, D. (2009). Theoretical analysis of spectrally encoded endoscopy. *Opt. Express*, 17(26), 24045–24059.
- Minsky, M. (1961). *Microscopy apparatus*. Brevet américain US 3 013 467. Washington, DC : U.S. Patent and Trademark Office. Consulté le 19 juillet 2011, tiré de Google patents.
- Motz, J., Yelin, D., Vakoc, B., Bouma, B., & Tearney, G. (2005). Spectral- and frequency-encoded fluorescence imaging. *Opt. Lett.*, 30(20), 2760–2762.

- Neumann, H., Kiesslich, R., Wallace, M. B., & Neurath, M. F. (2010). Confocal laser endomicroscopy : Technical advances and clinical applications. *Gastroenterology*, 139(2), 388 – 392.e2.
- Parriaux, O. & Gidon, S. (1981). Distributed coupling on polished single-mode optical fibers. *Applied Optics*, 20(14), 2420–2423.
- Pierre, F., Chapron, C., Deshayes, M., Madelenat, P., Magnin, G., & Querleu, D. (2000). La voie d'abord initiale en coeliochirurgie gynécologique. *Journal de Gynécologie Obstétrique et Biologie de la Reproduction*, 29(1), 8.
- Pitris, C., Bouma, B., Shiskov, M., & Tearney, G. (2003). A GRISM-based probe for spectrally encoded confocal microscopy. *Opt. Express*, 11(2), 120–124.
- Pone, E., Daxhelet, X., & Lacroix, S. (2004). Refractive index profile of fused-fiber couplers cross-section. *Opt. Express*, 12(6), 1036–1044.
- Ryu, S., Choi, H., Na, J., Choi, E., & Lee, B. (2008). Combined system of optical coherence tomography and fluorescence spectroscopy based on double-cladding fiber. *Opt. Lett.*, 33(20), 2347–2394.
- Ryu, S.-Y., Choi, H.-Y., Ju, M.-J., Na, J.-H., Choi, W.-J., & Lee, B.-H. (2009). The development of double clad fiber and double clad fiber coupler for fiber based biomedical imaging systems. *J. Opt. Soc. Korea*, 13(3), 310–315.
- Seibel, E., Johnston, R., & Melville, C. (2006). A full-color scanning fiber endoscope. *Proceedings of SPIE*, 6083, 608303–608303–8.
- Seibel, E. J., Brown, C. M., Dominitz, J. A., & Kimmey, M. B. (2008). Scanning single fiber endoscopy : A new platform technology for integrated laser imaging, diagnosis, and future therapies. *Gastrointestinal Endoscopy Clinics of North America*, 18(3), 467 – 478. Gastrointestinal Cancer and the Endoscopist - A Brave New World of Imaging and Treatment.
- Sheem, S. & Giallorenzi, T. (1979). Single-mode fiber-optical power divider : encapsulated etching technique. *Opt. Lett.*, 4(1), 29–31.
- Snyder, A. & Love, J. (1983). *Optical waveguide theory*. Chapman and Hall.
- Snyder, A. & Loves, J. (1976). Goos-Hänchen shif. *Appl. Opt.*, 15(1), 236–238.
- Strupler, M., Montigny, E. D., Morneau, D., & Boudoux, C. (2010). Rapid spectrally encoded fluorescence imaging using a wavelength-swept source. *Opt. Lett.*, 35(11), 1737–1739.
- Suter, M., Tschirren, J., Reinhardt, J., Sonka, M., Hoffman, E., Higgins, W., & McLennan, G. (2004). Evaluation of the human airway with multi-detector x-ray-computed tomography and optical imaging. *Physiological Measurement*, 25(4), 837.

- Tearney, G., Shishkov, M., & Bouma, B. (2002). Spectrally encoded miniature endoscopy. *Optics Letters*, 27(6), 412–414.
- Tearney, G., Webb, R., & Bouma, B. (1998). Spectrally encoded confocal microscopy. *Optics Letters*, 23(15), 1152–1154.
- Thiberville, L., Salaün, M., Lachkar, S., Dominique, S., Moreno-Swirc, S., Vever-Bizet, C., & Bourg-Heckly, G. (2009). Confocal fluorescence endomicroscopy of the human airways. *Proceedings of the American Thoracic Society*, 6(5), 444–449.
- Wang, L., Choi, H., Jung, Y., Lee, B., & Kim, K. (2007). Optical probe based on double-clad optical fiber for fluorescence spectroscopy. *Opt. Express*, 15(26), 17681–17689.
- Wang, L., Shi, Y., Lu, Z., & Duan, H. (2008). Miniaturized CMOS imaging module with real-time DSP technology for endoscope and laryngoscope applications. *Journal of Signal Processing Systems*, 54(1–3), 7–13.
- Wilson, T. (1993). Image formation in two-mode fiber-based confocal microscopes. *J. Opt. Soc. Am. A*, 10(7), 1535–1543.
- Wilson, T. & Carlini, A. (1987). Size of the detector in confocal imaging systems. *Opt. Lett.*, 12(4), 227–229.
- Wu, Y., Leng, Y., Xi, J., & Li, X. (2009). Scanning all-fiber-optic endomicroscopy system for 3d nonlinear optical imaging of biological tissues. *Opt. Express*, 17(10), 7907–7915.
- Yablon, A. (2005). *Optical fiber fusion splicing*. Springer.
- Yelin, D., Boudoux, C., Bouma, B., & Tearney, G. (2007a). Large area confocal microscopy. *Opt. Lett.*, 32(9), 1102–1104.
- Yelin, D., Bouma, B., Iftimia, N., & Tearney, G. (2003). Three-dimensional spectrally encoded imaging. *Optics Letters*, 28(23), 2321–2323.
- Yelin, D., Bouma, B., Yun, S., & Tearney, G. (2004). Double-clad fiber for endoscopy. *Opt. Lett.*, 29(20), 2408–2410.
- Yelin, D., Rizvi, I., White, W., Motz, J., Hasan, T., Bouma, B., & Tearney, G. (2006). Three-dimensional miniature endoscopy. *Nature*, 443(7113), 765.
- Yelin, D., White, W., Motz, J., Yun, S., Bouma, B., & Tearney, G. (2007b). Spectral-domain spectrally-encoded endoscopy. *Opt. Express*, 15(5), 2432–2444.
- Yun, S., Boudoux, C., Tearney, G., & Bouma, B. (2003a). High-speed wavelength-swept semiconductor laser with a polygon-scanner-based wavelength filter. *Optics Letters*, 28(20), 1981–1983.
- Yun, S., Tearney, G., de Boer, J., Iftimia, N., & Bouma, B. (2003b). High-speed optical frequency-domain imaging. *Opt. Express*, 11(22), 2953–2963.