



**Titre:** Microcavités diélectriques circulaires et applications  
Title:

**Auteur:** Sacha Bergeron  
Author:

**Date:** 2010

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** Bergeron, S. (2010). Microcavités diélectriques circulaires et applications  
Citation: [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.  
<https://publications.polymtl.ca/268/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**  
Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/268/>  
PolyPublie URL:

**Directeurs de  
recherche:** Yves-Alain Peter  
Advisors:

**Programme:** Génie physique  
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

MICROCAVITÉS DIÉLECTRIQUES CIRCULAIRES ET APPLICATIONS

SACHA BERGERON  
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLÔME DE  
MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES  
(GÉNIE PHYSIQUE)  
AVRIL 2010

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

MICROCAVITÉS DIÉLECTRIQUES CIRCULAIRES ET APPLICATIONS

présenté par : BERGERON Sacha.

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

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

M. GODBOUT Nicolas, Ph.D., président.

M. PETER Yves-Alain, Dr.Sc., membre et directeur de recherche.

M. ROCHETTE Martin, Ph.D., membre.

*À ma famille,  
qui m'a fourni l'énergie nécessaire pour aller jusqu'au bout. . .*

# Remerciements

Je tiens premièrement à remercier mon directeur de recherche, le professeur Yves-Alain Peter, pour m'avoir fait confiance en me permettant de poursuivre mes études au sein de son groupe de recherche. De plus, tout au long de ma maîtrise, il a su me fournir le support dont j'avais besoin, tout en me laissant libre de mener mes projets de recherche en fonction de ma propre vision.

Ensuite, j'aimerais remercier les membres du laboratoire de micro et nano systèmes, qui m'ont aidé tout au long de mon cheminement. Le stagiaire post-doctoral/associé de recherche Samir Saïdi, pour son énorme contribution sur le plan théorique et pour être l'instigateur du projet des microcavités circulaires de silice. Ensuite, j'aimerais noter la contribution de nombreux stagiaires qui sont venus nous donner un coup de mains : Jean-Phillipe Coutu, Andrée-Anne Baril-Dionne et Francis Vanier.

De plus, j'aimerais exprimer mon appréciation pour la contribution de plusieurs autres membres du département de génie physique. Les professeurs Suzanne Lacroix et Nicolas Godbout avec qui j'ai souvent discuté lors de la conception de divers montages expérimentaux, et qui m'ont permis un accès quasi-illimité à leur laboratoire de fibre optique. Mikaël Leduc et Francis Boismenu pour leur nombreux conseils, autant pour leur expérience avec les montages expérimentaux qu'avec leur expérience de nouveaux pères. François Barette et Jean-Paul Lévesque pour leur aide au niveau technique.

Le succès de mes procédés de fabrication est en grande partie attribuable à l'équipe du LMF. Merci à Philippe Vasseur et Marie-Hélène Bernier pour leurs nombreux conseils et formations, qui ont été des éléments incontournables.

Finalement, j'aimerais remercier ma petite famille qui m'a donné la motivation et la persévérance dont j'ai eu besoin pour me rendre jusqu'au bout. Un gros merci à ma femme qui m'a supporté à travers les moments faciles, ainsi que les plus difficiles. Et à ma fille, arrivée en plein milieu de cette aventure, qui m'a donné le deuxième souffle nécessaire pour achever ce défi qui m'a parfois paru insurmontable.

# Résumé

Ce document résume le travail fait dans le cadre d'une maîtrise en génie physique sur les microcavités diélectriques circulaires. Le travail accompli se divise en deux thèmes généraux ; le développement d'une base technologique sur les cavités optiques de type microdisques de silice, et la réalisation de deux applications utilisant cette technologie.

La première partie présente les travaux effectués pour approfondir la compréhension des phénomènes physiques derrière les microrésonateurs de silice. Pour ce faire, une approche expérimentale a été utilisée. Des procédés de fabrication et un montage de caractérisation optique ont été développés de façon à permettre l'étude des comportements réels de ces structures et d'optimiser leurs performances pour des applications spécifiques. De nouvelles techniques de fabrication, dont la gravure sèche de la silice, ont été développées pour permettre de produire des microdisques avec des parois verticales améliorant le contrôle des dimensions des disques et la répétabilité du couplage optique avec une fibre effilée. L'élaboration du montage optique utilisé pour permettre ce couplage optique a permis de caractériser spectralement les résonances des cavités et de mesurer leurs facteurs de qualité.

La deuxième partie présente quelques applications qui ont été réalisées à partir de cette technologie de microrésonateurs à facteurs de qualité très élevées. Une première application utilise divers filtres spectraux pour contrôler l'émission spectrale d'un EDFL. En introduisant un filtre spectral de haute qualité à l'intérieur de la cavité optique du laser, il est possible de sélectionner la ou les longueurs d'onde pouvant s'y propager afin de limiter les modes pouvant atteindre la condition laser. Une seconde application consiste à fabriquer une série linéaire de microcavités de silice avec une distance entre chaque cavités permettant un couplage optique. L'énergie lumineuse peut donc se transférer d'une cavité à l'autre et se propager le long de la série de cavités comme dans un guide d'onde. Cette structure se nomme un guide d'onde de cavités couplées. Nous présentons ici les premiers résultats de transmission d'un tel guide utilisant des disques de silice.

# Abstract

This document describes the work done in the scope of a Master's in engineering physics on dielectric optical microcavities. The work has been divided into two main themes; the development of a base technology on optical cavities of the silica microdisk type and on the realization of two applications using this technology.

The first part presents the work done to advance our comprehension of the phenomenon concerned in the workings of the silica microresonator. To accomplish this, an experimental approach was adopted. Some microfabrication processes and an optical characterization setup were developed in order to permit the study of real behavior of these structures and to optimize their performance with specific applications in mind. New fabrication techniques, such as dry etching of silica, were developed to permit the production of vertical walled microdisks. This gives us better control on the dimensions of the cavities and reduces variations on the optical coupling of the cavities with tapered optical fibers. The optical setup that enables us to optically couple with a tapered fiber allows us to spectrally characterize the cavity resonances and evaluate their respective quality factors.

The second part presents a few applications that use this very high quality factor microresonator technology. A first application uses different cavity configurations to produce optical filters capable of controlling the spectral emission of an EDFL. By introducing these high quality filters into the optical cavity of the laser, it is possible to select the wavelengths that can propagate in order to limit the modes that achieve the lasing conditions. A second application consists in the fabrication of a linear series of silica microcavities with very low inter cavity distances allowing optical coupling between adjacent microdisks. The optical energy can then be transferred from cavity to cavity and thus can propagate through the structure as through a standard waveguide. This new type of structure is called coupled resonator optical waveguide (CROW). We present here the first experimental results of transmission through a CROW made of silica disks.

# Table des matières

Dédicace . . . . .	iii
Remerciements . . . . .	iv
Résumé . . . . .	v
Abstract . . . . .	vi
Table des matières . . . . .	vii
Liste des figures . . . . .	ix
Liste des sigles et abréviations . . . . .	xi
Chapitre 1 INTRODUCTION . . . . .	1
Chapitre 2 Introduction aux microcavités diélectriques circulaires . . . . .	5
2.1 Confinement par saut d'indice . . . . .	6
2.2 Modes propres WGM . . . . .	7
2.2.1 Définition du problème et des approximations utilisées . . . . .	7
2.2.2 Calculs des modes propres pour TM . . . . .	8
2.2.3 Définitions des modes principaux et secondaires . . . . .	11
2.3 Couplage d'une microcavité à une fibre effilée . . . . .	11
2.4 Caractérisation d'une microcavité . . . . .	13
2.4.1 Caractéristiques . . . . .	13
2.4.2 Caractérisation . . . . .	15
2.5 Conclusion . . . . .	20
Chapitre 3 Fabrication de microcavités diélectriques circulaires . . . . .	21
3.1 Procédé général . . . . .	21
3.2 Types de silice et épaisseur . . . . .	22
3.2.1 Calcul de l'épaisseur de $\text{SiO}_2$ . . . . .	23
3.3 Gravure de la cavité dans le $\text{SiO}_2$ . . . . .	25
3.3.1 Gravure de la silice . . . . .	25
3.3.2 Masque de gravure . . . . .	27



3.4	Gravure du pied de soutien et suspension de la cavité . . . . .	29
3.4.1	Importance de la dimension du pied de soutien . . . . .	30
3.5	Conclusion . . . . .	32
Chapitre 4	Filtres spectraux à base de microcavités diélectriques circulaires . . . . .	33
4.1	Filtres spectraux périodiques à une microcavité . . . . .	33
4.2	Filtres spectraux non périodiques à plusieurs microcavités . . . . .	36
4.3	Conclusion . . . . .	37
Chapitre 5	Laser à fibre dopée à l'erbium contrôlé spectralement par filtres à base de microcavités diélectriques circulaires . . . . .	39
5.1	Théorie sur les lasers à fibre optique dopée à l'erbium . . . . .	40
5.1.1	Milieu de gain . . . . .	42
5.1.2	La cavité résonante . . . . .	45
5.2	Montage expérimental . . . . .	48
5.3	Utilisation de filtres à base de microcavités pour contrôler l'émission d'un laser à fibre . . . . .	50
5.4	Résultats de lasers à fibre configurables . . . . .	51
5.5	Conclusion . . . . .	54
Chapitre 6	Guide d'onde de cavités couplées . . . . .	56
6.1	Théorie sur les CROW . . . . .	57
6.1.1	Couplage évanescent entre deux microdisques . . . . .	57
6.1.2	Relation de dispersion par la méthode matricielle . . . . .	58
6.1.3	Ingénierie des guides d'onde de cavités couplées : paramètres ajustables et limitations . . . . .	62
6.2	Fabrication de cavités couplées . . . . .	64
6.3	Résultats de transmission au travers d'un guide . . . . .	65
6.4	Caractérisation réelle du délai et résultats préliminaires . . . . .	69
6.4.1	Montage de caractérisation temporelle du délai réel . . . . .	69
6.4.2	Résultats expérimentaux de mesures du délai réel . . . . .	73
6.5	Continuité du projet . . . . .	75
6.6	Conclusion . . . . .	75
Chapitre 7	CONCLUSION . . . . .	77
Références	. . . . .	79

# Liste des figures

FIGURE 2.1	Propagation de la lumière au travers d'une interface à saut d'indice . . . . .	7
FIGURE 2.2	Schématisation d'un microdisque de silice . . . . .	8
FIGURE 2.3	Modélisation des modes $TM_{m,l}$ à l'intérieur d'une microcavité circulaire	10
FIGURE 2.4	Spectre de transmission d'une fibre effilée couplée avec un microdisque	17
FIGURE 2.5	Montage de caractérisation de microcavité circulaire . . . . .	18
FIGURE 2.6	Spectres de résonance d'un microdisque en utilisant trois polarisations différentes . . . . .	19
FIGURE 3.1	Schématisation du procédé de microfabrication . . . . .	22
FIGURE 3.2	Graphique de $U(\rho)$ démontrant les valeurs propres du paramètre modal	25
FIGURE 3.3	Images MEB de différents profils de gravure . . . . .	26
FIGURE 3.4	Images MEB de différentes gravures utilisant des masques de gravure différents . . . . .	29
FIGURE 3.5	Influence de la profondeur de gravure sur le contenu modal de la cavité	31
FIGURE 4.1	Filtres spectraux de type (a) retrait et (b) ajout/retrait . . . . .	34
FIGURE 4.2	Spectre de transmission de filtres multi cavités. . . . .	37
FIGURE 5.1	Transition énergétique lors de l'émission spontanée et stimulée . . . . .	41
FIGURE 5.2	Bande énergétique de l'erbium et spectre d'absorption/d'émission . . . . .	43
FIGURE 5.3	Spectre de l'émission spontanée de l'erbium en fonction de la longueur de la fibre en contrapropagation . . . . .	44
FIGURE 5.4	Spectre de l'émission spontanée de l'erbium en fonction de la longueur de la fibre en co-propagation . . . . .	45
FIGURE 5.5	Architecture de lasers à fibre . . . . .	46
FIGURE 5.6	Montage expérimental d'un laser à fibre en configuration anneau . . . . .	48
FIGURE 5.7	Superposition du spectre d'émissions d'un laser et du spectre de trans- mission d'un filtre . . . . .	51
FIGURE 5.8	Émission laser d'un EDFL monomode . . . . .	52
FIGURE 5.9	Quatre spectres lasers en configuration différentes . . . . .	53
FIGURE 6.1	Distribution modale des champs électriques et coefficient de couplage	59
FIGURE 6.2	Schématisation des champs propagatifs et contrapropagatifs . . . . .	59
FIGURE 6.3	Schématisation du procédé de microfabrication d'une structure CROW	64
FIGURE 6.4	Résultats de transmission . . . . .	66
FIGURE 6.5	Coefficient de couplage $ \kappa $ en fonction de l'écart inter-cavité . . . . .	67

FIGURE 6.6	Montage de caractérisation temporelle des guides d'onde de cavités couplées . . . . .	70
FIGURE 6.7	Signaux présents à divers endroits dans le montage de caractérisation temporelle . . . . .	71
FIGURE 6.8	Variation de l'interfrange en fonction de l'écart entre les collimateurs	72
FIGURE 6.9	Évolution de l'interfrange en fonction de la position relative des colli- mateurs . . . . .	74
FIGURE 6.10	Coefficient de couplage en fonction de l'écart inter-cavité et caractérisation temporelle . . . . .	75

# Liste des sigles et abréviations

ASE :	Amplified Spontaneous Emission \ Émission spontanée amplifiée
$c$ :	Vitesse de la lumière dans le vide
$\text{CHF}_3$ :	Trifluorométhane
CP :	Contrôleur de polarisation
Cr :	Chrome
CROW :	Coupled Resonator Optical Waveguide \ Guide d'onde de cavités couplées
CVD :	Chemical Vapor Deposition \ Dépôt chimique en phase vapeur
$E_x$ :	Niveau d'énergie $x$
$E()/e()$ :	Champ électrique
EDFL :	Erbium Doped Fiber Laser \ Laser à Fibre Optique Dopée à l'Erbium
eff :	Effectif
Er :	Erbium
$F()$ :	Solution de l'équation d'onde scalaire
$H_x$ :	Fonction de Hankel d'ordre $x$
$H()/h()$ :	champ magnétique
HF :	Acide fluorhydrique
$i$ :	Incident
$I()$ :	Intensité optique
ISL :	Intervale spectrale libre
$J_x$ :	Fonction de Bessel de type $J$ d'ordre $x$
$k$ :	Vecteur d'onde
$K_x$ :	Fonction de Bessel de type $K$ d'ordre $x$
$l$ :	Ordre radial d'un WGM
$L$ :	Longueur
$m$ :	Ordre azimutal d'un WGM
MEB :	Microscope électronique à balayage
$n$ :	Indice de réfraction
$N_x$ :	Population du niveau d'énergie $x$
$\text{O}_2$ :	Oxygène
$p$ :	Nombre de photons
PECVD :	Plasma-Enhanced CVD \ CVD assisté par plasma
$Q$ :	Facteur de qualité

$r$ :	Réflexion
$R$ :	Rayon de WGM
$R()$ :	Champ électrique radial
RIE :	Reactive Ion Etching \ Gravure ionique réactive
RTI :	Réflexion totale interne
$\text{SF}_6$ :	Hexafluorure de soufre
Si :	Silicium
$\text{SiO}_2$ :	Oxyde de silicium
$t$ :	Transmission
$T$ :	Température
TE :	Transverse électrique
TM :	Transverse magnétique
$T_x$ :	Mode d'ordre $x$
$U$ :	Paramètre modal du coeur
$v$ :	Vitesse
$v_g$ :	Vitesse de groupe
$V$ :	Paramètre du guide
$W$ :	Paramètre modal de la gaine
WDM :	Wavelength Division Multiplexing \ Multiplexage en longueur d'onde
WGM :	Whispering Gallery Mode \ Mode de galerie
$x, y, z$ :	Coordonnées cartésiennes
$r, \phi, z$ :	Coordonnées cylindriques
$\alpha$ :	Coefficient d'absorption
$\beta$ :	Constante de propagation
$\phi$ :	Phase
$\Phi()$ :	Champ électrique azimutal
$\kappa$ :	Coefficient de couplage
$\lambda$ :	longueur d'onde dans le vide
$\Lambda$ :	Pas de la chaine de cavités couplées
$\nu$ :	Fréquence
$\theta$ :	Angle
$\rho$ :	Rayon d'une cavité/guide
$\tau$ :	Temps de vie
$\perp$ :	Perpendiculaire
$//$ :	Parallèle

# Chapitre 1

## INTRODUCTION

Les phénomènes physiques reliés à la nature et à la propagation de la lumière fascinent l'humanité depuis de nombreux siècles. Ceci a poussé plusieurs générations de chercheurs à étudier ces phénomènes pour un jour arriver à les comprendre, et ultimement à les contrôler.

À travers le temps, plusieurs grandes découvertes sont venues révolutionner la science de la lumière. Parmi les plus importantes, historiquement, nous retrouvons la découverte de la loi de Snell-Descartes (Willebrord Snell (1580-1626) et René Descartes (1596-1650)), qui relie la propagation de la lumière à travers un médium en fonction de son indice de réfraction. Ensuite, la découverte des phénomènes d'interférences par Young (1773-1829), et de diffraction par Fresnel (1788-1827), ont également poussé la science de l'optique vers de nouveaux horizons. En 1876, J.C. Maxwell (1831-1879) a construit sa très célèbre théorie électromagnétique. Finalement, le vingtième siècle a donné naissance à l'optique quantique avec des contributions majeures venant de Heisenberg (1901-1976), Einstein (1879-1955) et Planck (1858-1947), qui introduit sa constante universelle du même nom.

Toutes ces découvertes ont permis de développer des technologies utiles à travers les années. L'invention des lunettes a d'ailleurs permis à d'innombrables gens de voir plus clair. Dans l'histoire plus récente, dans les années 1970, les avancées en optique guidée ont mené à l'invention de la fibre optique qui a révolutionné les communications à travers le monde. En effet, beaucoup d'efforts ont été consacrés à développer les technologies de l'optique. Ces efforts ont, entre autres, menés à la naissance des technologies lasers, de l'optique non linéaire et de l'électrodynamique quantique. L'optique intégrée est également une de ces technologies qui a reçue beaucoup d'attention dans les dernières décennies.

En effet, l'optique intégrée a fait l'objet de beaucoup d'avancements technologiques. Beaucoup d'efforts ont été déployés afin de développer des composants à base de semi-conducteur, tels que les diodes lasers, qui ont permis de produire des sources de lumière intégrées et d'optimiser certaines techniques de fabrication utiles pour la réalisation de circuit optique. Un des premiers dispositifs d'optique intégrée à être introduit sur le marché a été le modulateur optique. Ce dispositif d'optoélectronique, combinant des guides d'onde formant un interféromètre de type Mach-Zehnder et un matériel comportant des effets électro-optiques importants, peut moduler un signal laser. Il est très répandu dans les réseaux de

télécommunication optique actuellement déployés. De la même façon, plusieurs autres dispositifs à base d'optique intégrée peuvent et pourraient répondre à plusieurs des besoins de notre société. C'est pour cette raison que plusieurs groupes de recherche universitaires et privés travaillent à développer ces nouveaux dispositifs. Le sujet de cette maîtrise suit donc cette lignée très intéressante et porte donc sur le développement d'un nouveau dispositif d'optique intégrée.

L'optique intégrée est composée de plusieurs types de structures ayant des fonctions diverses pouvant être combinés ensemble pour produire des systèmes optiques complexes capables de réaliser des tâches spécifiques. De ces différents types de structures, le guide d'onde est un élément essentiel pour acheminer la lumière d'un point à un autre dans le circuit optique. Il existe également d'autres structures servant à modifier le signal optique se propageant dans le circuit. De ceux-ci, nous comptons les éléments diffractifs et les cavités optiques.

Les cavités résonantes optiques macroscopiques sont une technologie qui a depuis longtemps prouvé son utilité dans le domaine du filtrage spectral. Ceux-ci ont donc trouvé plusieurs applications, par exemple comme boucle de rétroaction dans les lasers et comme filtre spectral dans divers dispositifs de détection et de transmission de signaux optiques. Il est donc naturel que les chercheurs veuillent introduire cette technologie très utile dans le monde microscopique de l'optique intégrée JSTQE (2006); OptExpress (2007). De nombreux obstacles au développement de cavités optiques miniatures ont, jusqu'à récemment, empêché leur apparition. La plus grosse embuche a été au niveau de la microfabrication de ces structures. En effet, la fabrication de ces dispositifs demande des qualités de surfaces très difficiles à atteindre avec les procédés de fabrication actuels. Divers groupes de recherche travaillent à développer de nouveaux procédés afin d'arriver à fabriquer de telles structures optiques Vahala (2003). Par exemple, les microcavités de type Fabry-Pérot ont été investiguées avec succès Masson *et al.* (2007b); Lipson et Yeatman (2006) en combinant deux réflecteurs de Bragg. L'utilisation des cristaux photoniques a également été démontrée par plusieurs groupes pour produire des cavités résonantes avec des volumes modaux très petits Akahane *et al.* (2003); Lončar *et al.* (2002); Joannopoulos *et al.* (2008). Ensuite, plusieurs groupes ont consacré beaucoup d'efforts à développer des résonateurs circulaires à très haut facteur de qualité. Ce type de cavité, qui fera l'objet de ce document, utilise le saut d'indice de réfraction entre deux milieux et une géométrie circulaire pour confiner la lumière en périphérie d'un matériel transparent. Plusieurs modèles de résonateurs ont déjà été étudiés. Les principales géométries utilisées sont les microsphères Cai *et al.* (2000), les microanneaux Little *et al.* (1997) et les microdisques Kippenberg *et al.* (2003). Bien que plusieurs matériaux passifs peuvent être employés pour fabriquer ces structures, deux matériaux sont principalement utilisés, le silicium et l'oxyde de silicium Little *et al.* (1997); Kippenberg *et al.* (2003). Dans notre cas, nous utilisons des

cavités de type microdisques en silice afin d’exploiter les faibles pertes de la silice dans l’infrarouge et de nous permettre d’éventuellement développer la technique de refonte de l’oxyde de silicium, ce qui permettrait d’obtenir des microcavités possédant des facteurs de qualité extrêmement élevés DK *et al.* (2003). Beaucoup d’efforts ont été consacrés pour établir une bonne base technologique pour la fabrication et la caractérisation de ces dispositifs, et pour développer de nouvelles applications utilisant cette nouvelle technologie.

Ce document vise à présenter une vision globale du travail de développement effectué sur les microcavités, et de décrire l’état actuel de divers projets d’applications. Une bonne partie de cette maîtrise a été consacrée à la révision et à l’optimisation du procédé de fabrication des microdisques de silice. Des montages de caractérisation ont également dû être réalisés, et des procédures de tests développées. L’ensemble des travaux a contribué à accumuler des connaissances et de l’expertise sur les microcavités de silice permettant ensuite le développement d’applications variées à base de cette technologie de pointe. Ensuite, beaucoup d’efforts ont été mis sur la réalisation de deux grandes applications utilisant les microcavités circulaires de silice, soit la réalisation d’un laser à fibre optique dopée à l’erbium contrôlé spectralement par un filtre à base de microrésonateurs et la réalisation d’un guide d’onde de cavités couplé. Ces deux réalisations ont contribué à la publication de deux actes de conférences Bergeron *et al.* (2008, 2009).

Ce mémoire est divisé en cinq chapitres représentant les cinq grands volets qui ont été développés lors de cette maîtrise.

Le premier chapitre est consacré à une brève introduction théorique des microcavités diélectriques de silice. En un premier temps, les phénomènes physiques assurant le confinement de la lumière dans la microcavité sous forme de modes propres discrets sont présentés. Ensuite, une discussion portant sur l’insertion et l’extraction de lumière de ces microdisques mènera au sujet des propriétés et de la caractérisation de ces cavités.

Le second chapitre offre un survol des procédés de microfabrication utilisés pour transformer une gaufre de silicium oxydé en un grand nombre de microdisques de silice. Le développement des différents procédés de fabrication a été une étape très importante dans la réalisation de cette maîtrise et mérite d’être discuté pour assurer le suivi des techniques développées et pour justifier les choix de procédés et de paramètres.

Une première application, dérivée directement de la caractérisation des microcavités, est présentée au chapitre trois. Il s’agit de l’utilisation de microrésonateurs comme filtres spectraux à très faibles largeurs de bandes passantes ou de rejets. Les différents types de filtres spectraux pouvant être fabriqués à l’aide de ces microdisques seront présentés et des résultats expérimentaux viendront valider leur fonctionnement.

Au chapitre quatre, les filtres spectraux du chapitre trois seront utilisés pour développer



une seconde application ; le contrôle de l'émission spectrale d'un laser à fibre optique dopée à l'erbium à l'aide de filtres spectraux à base de microcavités diélectriques circulaires. Dans ce chapitre, le fonctionnement de base d'un laser à fibre optique est survolé avant de décrire le montage expérimental utilisé pour réaliser un laser à fibre contrôlé spectralement. Ensuite, des résultats expérimentaux seront présentés afin de démontrer différents types de spectres d'émission dont l'émission laser monomode, et les spectres d'émissions laser multi modes périodiques et non périodiques en fréquences.

Finalement, le cinquième chapitre présente une autre application majeure des microdisques de silice ; les guides d'onde de cavités couplées. Il s'agit d'un nouveau type de guide d'onde formé d'une série de microrésonateurs placés très près les uns des autres de façon à ce que le recouvrement de leurs champs électriques cause un transfert d'énergie d'une cavité vers l'autre. Ce chapitre décrit premièrement la théorie derrière la propagation de la lumière au travers de tels guides d'onde. Ensuite, l'adaptation du procédé de fabrication précédemment présenté sont commentées. De plus, les premiers résultats expérimentaux de transmission de lumière au travers d'un guide d'onde de cavités couplées utilisant des microdisques de silice sont présentés. Finalement, un montage expérimental permettant d'effectuer une caractérisation temporelle de ces structures est présenté et des résultats préliminaires viennent valider son fonctionnement.

# Chapitre 2

## Introduction aux microcavités diélectriques circulaires

Une microcavité optique est une structure, à l'échelle du micromètre, capable de passivement piéger la lumière pour un temps donné. Plusieurs types de microcavités, utilisant une large variété de concepts différents, ont déjà été démontrés Vahala (2003). Ces différents types de microcavités peuvent se répartir en deux grandes classes en fonction de leur mode de confinement.

La première classe regroupe les microcavités utilisant la bande photonique interdite de certains matériaux périodiques. Certains matériaux composés, tels que les cristaux photoniques, possèdent une bande de longueurs d'onde où les conditions de Bragg empêchent la propagation d'ondes électromagnétiques. La lumière est réfléchie comme sur un miroir lorsqu'une telle structure est rencontrée. Il est donc possible d'utiliser ce type de matériau pour produire différents types de résonateurs, en confinant la lumière en une dimension tel que dans une cavité Fabry Péro, Masson *et al.* (2007b); Barrios *et al.* (2004); Lipson et Yeatman (2006) ou encore en deux ou trois dimensions Noda *et al.* (2000); Lin *et al.* (1998). Cette classe de microcavités a l'avantage de produire des cavités ayant des volumes modaux extrêmement petits. Par contre, l'utilisation de matériaux à haut indice de réfraction est nécessaire et les dimensions des structures sont extrêmement petites et donc difficile à usiner.

La deuxième classe de microcavités utilise la réflexion totale interne se produisant à une interface à saut d'indice lorsque l'angle d'incidence est adéquat. Ce principe est beaucoup plus simple que celui de la classe précédente puisqu'il ne demande pas de produire un matériau composé afin de produire un confinement de la lumière. De plus, les cavités de ce genre permettent d'atteindre des performances exceptionnelles au niveau des facteurs de qualité pouvant être réalisés Vahala (2003). Par contre, la réflexion totale interne impose des restrictions au niveau des dimensions des cavités. En effet, pour respecter les conditions de réflexion, qui demande des angles incidents élevés, les structures de ce type possèdent généralement des dimensions plus grandes que les structures à bande photonique interdite afin de permettre plusieurs réflexions par aller-retour de cavité. De plus, la qualité de la surface usinée est très critique pour la performance de ces cavités. Les imperfections de rugosité ou

de forme causent des pertes importantes, diminuant le facteur de qualité de ces dispositifs. Il est possible de produire plusieurs types de microcavités utilisant ce principe de confinement, tels que les microsphères Cai *et al.* (2000), les microdisques Kippenberg *et al.* (2003) et les microanneaux Little *et al.* (1997). De plus, différents matériaux peuvent être utilisés pour modifier les propriétés du confinement ou le comportement de la cavité. Par exemple, des matériaux comportant des indices de réfraction différents, tels que la silice Kippenberg *et al.* (2003) ou le silicium Little *et al.* (1997), peuvent être utilisés pour obtenir un confinement plus ou moins fort. Il est aussi possible d'utiliser certains semi-conducteurs pour rendre la cavité active dans le but de générer des microlasers Beaugeois *et al.* (2007).

Les microcavités de type microdisques de silice sont utilisées ici pour leurs faibles pertes optiques et la possibilité d'éventuellement pouvoir effectuer une refonte de l'oxyde de silicium. Ceci permettrait d'éliminer les imperfections de surface et d'améliorer le facteur de qualité de ces cavités par quelques ordres de grandeur afin d'atteindre des niveaux exceptionnellement élevés ( $10^8$ ) pour une cavité du domaine micrométrique. Dorénavant, à moins d'une spécification particulière, le terme microcavité désignera uniquement les cavités de type microdisque puisqu'elles seront les seules microcavités étudiées dans ce mémoire.

Le but de ce chapitre est d'offrir au lecteur une base théorique sur la physique des microcavités diélectriques circulaires. Le principe de confinement par réflexion totale interne est présenté, suivi d'une description des modes propres de la cavité. Ensuite, l'introduction et l'extraction de lumière par couplage évanescent sont discutées. Finalement, la dernière section porte sur les propriétés et la caractérisation de ces microcavités.

## 2.1 Confinement par saut d'indice

La figure 2.1 schématise le phénomène de réfraction tel que décrit par la loi de Snell-Descartes (équ. 2.1). En manipulant cette équation pour regrouper les deux indices de réfraction, sous forme de rapport des sauts d'indice et en posant que  $\theta_t \geq 90^\circ$ , il est possible d'obtenir l'inégalité 2.2 qui décrit une condition pour laquelle la lumière au lieu d'être réfractée vers le deuxième milieu, sera totalement réfléchi.

Il est donc possible d'empêcher la lumière de s'échapper d'un milieu à haut indice de réfraction vers un milieu à faible indice en contrôlant l'angle d'incidence de cette lumière.

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t \quad (2.1)$$

$$\sin \theta_i \geq \frac{n_2}{n_1} \quad (2.2)$$

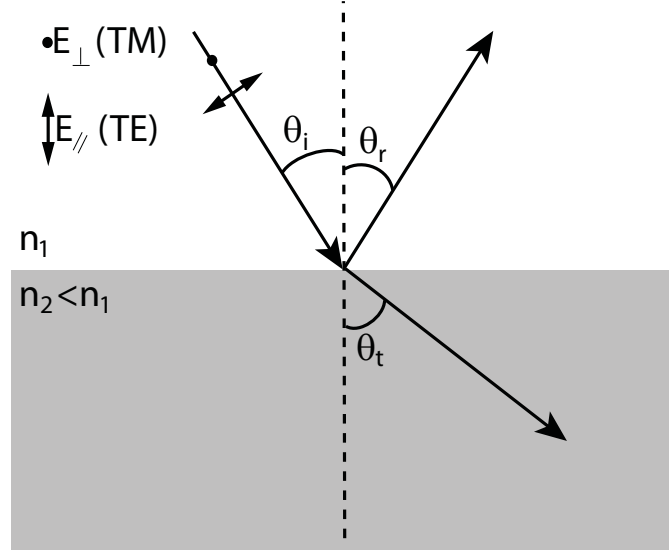


FIGURE 2.1 Propagation de la lumière au travers d'une interface à saut d'indice (d'un indice de réfraction bas vers un indice élevé). La lumière est, soit réfractée avec un angle  $\theta_t$ , ou réfléchi avec un angle  $\theta_r = \theta_i$ , dépendamment de  $\theta_i$ . L'orientation du champ électrique pour les états de polarisation TE et TM est définie par rapport au plan d'incidence.

Le confinement par saut d'indice est extrêmement répandu, notamment dans le domaine des télécommunications avec l'utilisation de la fibre optique. Les cavités diélectriques que nous discutons dans ce document se servent de ce saut d'indice de réfraction entre la silice (le microdisque) et son environnement immédiat (généralement de l'air), pour emprisonner la lumière à l'intérieur du disque pour une période donnée.

## 2.2 Modes propres WGM

Dans cette section, un survol de la méthode utilisée pour déterminer les modes propres de la cavité est présentée. De plus, une description des différents modes propres est donnée et leurs utilités sont discutées.

### 2.2.1 Définition du problème et des approximations utilisées

Nous voulons trouver la distribution spatiale des champs électriques et magnétiques confinés dans la cavité. Pour ce faire, la distribution des champs à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité, ainsi que l'accord entre les deux doit être déterminé à l'aide des conditions aux frontières. Ceci nous permettra de tracer les modes propres de la cavité en fonction des valeurs propres qui leur sont rattachées. Nous allons voir que les modes propres d'une cavité circu-

laire sont de types modes de galerie ou encore Whispering Gallery Modes (WGM). L'origine de ce terme provient de l'explication par Lord Rayleigh (1842-1919), de la propagation à très faibles pertes d'une voix chuchotée autour de la galerie de la cathédrale St-Paul à Londres.

Pour simplifier le problème, certaines approximations sont utilisées. Premièrement, nous allons nous limiter à trouver le champ électrique  $E_z(r, \phi, z)$  pour un mode transverse magnétique (TM) (Fig. 2.2) afin de ne pas dédoubler les calculs. Ensuite, la symétrie de la cavité nous permet de découpler les variables  $r$  et  $\phi$  Saïdi (2005). La distribution en  $z$  sera approximée à celle d'un guide d'onde plan tel que discuté à la section 3.2.1. De plus, le milieu diélectrique sera considéré homogène.

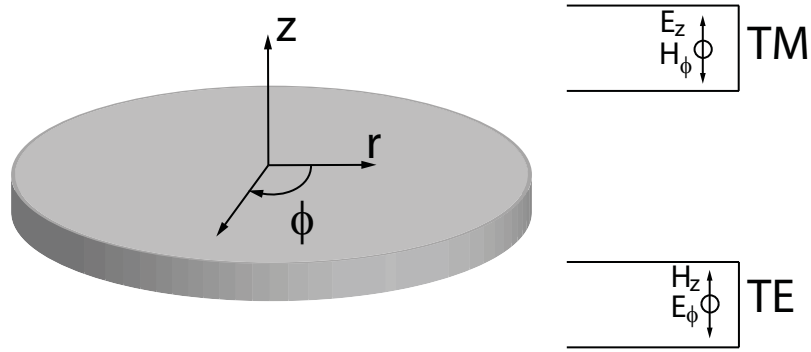


FIGURE 2.2 Schématisation d'un microdisque de silice et du système de coordonnées utilisé pour la description des modes et des champs à l'intérieur de la cavité. Définition des états de polarisation TE et TM par rapport à la forme du microdisque.

### 2.2.2 Calculs des modes propres pour TM

La première étape pour trouver les modes propres de la cavité est de calculer l'indice effectif du mode fondamental de la cavité en fonction du paramètre du guide  $n_{\text{eff}} = \beta/k$  où  $\beta$  est la constante de propagation qui est fonction du paramètre du guide tel que discuté à la section 3.2.1. Ceci détermine l'indice de réfraction que le mode percevra en fonction de l'épaisseur de la cavité. Cet indice de réfraction correspond à l'indice effectif un guide d'onde plan de même épaisseur que la cavité et ne correspond pas exactement à l'indice que percevra un mode guidé à l'intérieur de la cavité circulaire. En réalité  $n_{\text{réel}} = n_{\text{eff}} \sin(\chi)$ , où  $\chi$  est l'angle d'incidence de réflexion totale interne associé au mode en question. Pour ces calculs, l'approximation que la cavité est suffisamment grande pour que  $\sin(\chi) \rightarrow 1$  sera utilisé de manière que  $n_{\text{réel}} \approx n_{\text{eff}}$ .

Le problème peut donc maintenant être traité comme un problème à deux dimensions. Pour trouver la distribution spatiale du champ électrique, nous devons résoudre l'équation

de propagation de la forme d'une équation de Helmholtz à deux variables  $r$  et  $\phi$  :

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial E_z(r, \phi)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z(r, \phi)}{\partial \phi^2} + k^2 [1 - n^2(r)] E_z(r, \phi) = k^2 E_z(r, \phi). \quad (2.3)$$

La présence d'une symétrie circulaire nous permet de séparer les variables. Nous pouvons déduire que la solution est de forme  $E_z(r, \phi) = R(r)\Phi(\phi)$ , résultant en un système à deux équations :

$$-\left[ \frac{d^2}{dr^2} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \right] R(r) + \left[ k^2 (1 - n^2(r)) + \frac{m^2}{r^2} \right] R(r) = k^2 R(r), \quad (2.4)$$

$$\frac{d^2 \Phi(\phi)}{d\phi^2} = -m^2 \Phi(\phi), \quad (2.5)$$

où  $m$  est la constante de séparation des variables. Ces équations doivent être résolues à l'intérieur comme à l'extérieur de la cavité.

Les solutions de ces équations sont bien connues et bien documentées dans la référence Saïdi (2005). La démarche ne sera donc pas reprise ici. La solution de l'équation angulaire  $\Phi(\phi)$  est de type exponentiel complexe (équ. 2.6) tant à l'intérieur qu'à l'extérieur de la cavité.  $A$  et  $B$  sont des constantes d'intégration et seront déterminées par l'équation radiale. Cette dernière équation a deux solutions, l'une pour l'intérieur de la cavité, et l'autre pour l'extérieur. La solution radiale pour l'intérieur de la cavité (équ. 2.7) est une fonction de Bessel de premier type et d'ordre  $m$ , et la solution pour l'extérieur de la cavité (équ. 2.8) est une fonction de Hankel de premier type et d'ordre  $m$ . Ces deux fonctions viennent également avec leurs propres constantes d'intégration  $A_m$  et  $S_m$ , qui seront déterminées plus loin.

$$\Phi^m(\phi) = A \exp(im\phi) + B \exp(-im\phi) \quad (2.6)$$

$$R_{int}^m(r) = A_m J_m(n_{\text{eff}} kr) \quad (2.7)$$

$$R_{ext}^m(r) = S_m H_m^1(kr) \quad (2.8)$$

Dans les trois solutions à l'équation de Helmholtz,  $m$  est un nombre quantique entier qui représente les valeurs propres de l'équation 2.5. Nous devons maintenant trouver ces valeurs propres. Pour ce faire, il faut déterminer les valeurs de  $k$  complexes qui satisfont les conditions aux frontières de la cavité. Ces conditions ne s'appliquent que sur les équations radiales, et sont la continuité du champ électrique (équ. 2.9) et la continuité de sa dérivée (équ. 2.10) au point d'interface entre les deux milieux  $\rho_0$  :

$$A_m J_m(n_{eff} k \rho_0) = S_m H_m^1(k \rho_0), \quad (2.9)$$

$$A_m \left. \frac{dJ_m(n_{eff} k r)}{dr} \right|_{r=\rho_0} = S_m \left. \frac{dH_m^1(k r)}{dr} \right|_{r=\rho_0}. \quad (2.10)$$

À partir de ces deux conditions de continuité, il est possible de déterminer pour un  $m$  donné les valeurs propres de  $k$  et la constante  $A_m/S_m$ . Pour chaque valeur de  $m$ , il existe une multitude de valeurs propres  $k$  représentant plusieurs modes. Nous assignons à chacune de ces valeurs propres un second nombre quantique  $l$ . Chaque mode est donc représenté par deux nombres quantiques  $m$  et  $l$ . Le nombre  $m$  représente l'ordre angulaire du mode, et  $l$  l'ordre radial du mode. Quelques modes propres sont représentés à la figure 2.3. Les modes a), b) et c) ont tous une valeur de  $l = 1$  mais ont des  $m$  de valeurs différentes (de 10 à 16). Chaque mode contient  $2m$  nœuds angulaires. De leurs côtés, les modes a), d) et e) ont tous une valeur de  $m = 10$  mais ont respectivement des valeurs de  $l = 1$ ,  $l = 2$  et  $l = 4$ . Il est facile à noter que  $l$  représente le nombre de nœuds radiaux du mode.

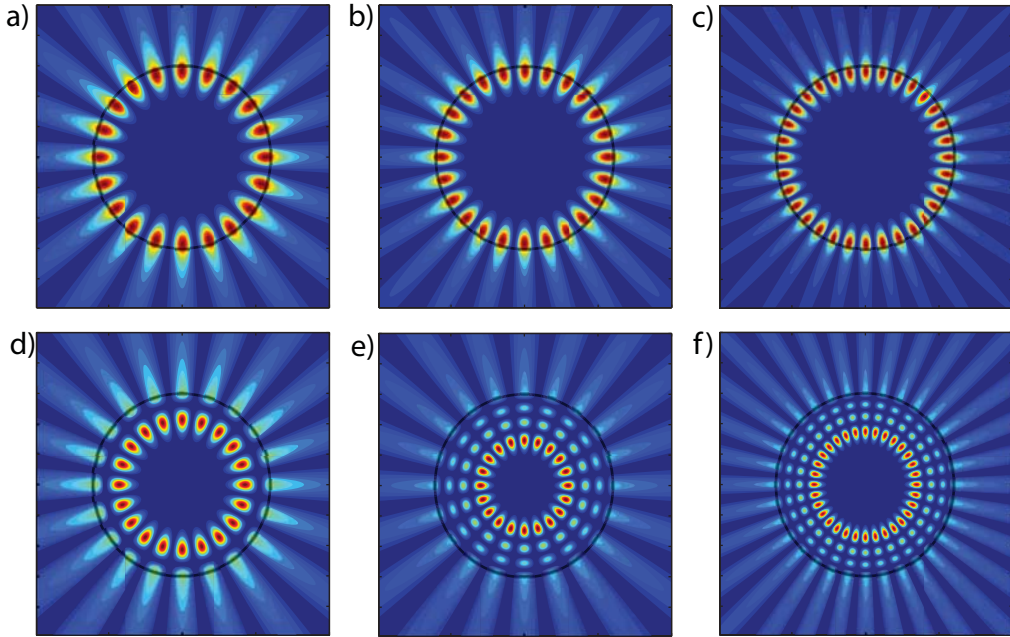


FIGURE 2.3 Modélisation des modes  $TM_{m,l}$  à l'intérieur d'une microcavité circulaire de silice d'une épaisseur de  $0.8\mu\text{m}$ , pour différentes valeurs de  $m$  et  $l$ . Les contours noirs représentent l'interface silice/air a)  $m = 10$ ,  $l = 1$  b)  $m = 12$ ,  $l = 1$  c)  $m = 16$ ,  $l = 1$  d)  $m = 10$ ,  $l = 2$  e)  $m = 10$ ,  $l = 4$  f)  $m = 16$ ,  $l = 4$ . Ces simulations ont été obtenues pour une cavité  $10\mu\text{m}$  et une longueur d'onde de  $5\mu\text{m}$ .

Il est similairement possible de trouver les modes propres pour la polarisation TE. Ceux-ci donnent des modes similaires mais avec des valeurs propres de  $k$  différentes. Nous obtenons donc, pour chaque combinaison de  $m$  et  $l$ , deux modes propres avec des longueurs d'onde différentes, associées chacun à la polarisation TM ou TE.

Bien que les modes représentés à la figure 2.3 représentent bien la physique des modes propres d'une cavité circulaire, ceux-ci sont loin des modes réels que nous rencontrons. Ces simulations ont été réalisées pour des cavités de  $10\mu\text{m}$  de rayon et des longueurs d'onde d'environ  $4\mu\text{m}$ , afin d'obtenir des  $m = 10$ . Or, en réalité nous avons des rayons de cavité d'environ  $50\mu\text{m}$  et des longueurs d'onde à  $1.5\mu\text{m}$  pour des  $m$  de quelques centaines. Dû à leur très grand nombre de noeuds, rendant la visualisation difficile, la représentation de ces simulations a été omis.

### 2.2.3 Définitions des modes principaux et secondaires

Pour simplifier la lecture de ce document, nous allons utiliser une convention d'identification des modes propres. Ceci viendra remplacer l'utilisation des nombres quantiques  $m$  et  $l$  dans plusieurs cas. Les modes de galerie de  $l = 1$  sont très intéressants parce qu'ils sont positionnés très près de la frontière de la cavité, facilitant leur excitation (comme nous verrons dans la section 2.3). De plus, ces modes ont également des facteurs de qualité plus élevés que les modes d'ordre  $l > 1$ . Ceux-ci seront donc considérés comme étant les modes principaux de la cavité. Tandis que les modes d'ordre radial non singulier seront considérés comme des modes secondaires. Nous verrons plus loin comment ces modes peuvent être excités et caractérisés. Comme nous le verrons plus loin, il est très difficile de contrôler le couplage entre la cavité et une fibre optique. Ceci occasionne la possibilité que le mode principal soit non observable. Dans les spectres de résonances expérimentaux, nous considérerons le mode principal comme étant le mode avec le facteur de qualité le plus élevé pouvant être mesuré.

## 2.3 Couplage d'une microcavité à une fibre effilée

Maintenant que nous avons bien établi la structure des modes propres d'une microcavité circulaire de silice, nous devons étudier la méthode utilisée pour exciter ces modes. L'insertion et l'extraction directe de lumière par un guide d'onde n'est pas une option très intéressante puisqu'elle implique une extraction trop importante de l'énergie optique emmagasinée dans la cavité, causant des pertes très importantes et un effondrement du facteur de qualité. Le couplage de la lumière par évanescence est un choix plus approprié, le transfert d'énergie est beaucoup moins important, causant ainsi moins de perturbation au niveau des modes.



Tel que bien décrit dans Spillane (2004) l'utilisation de fibre optique effilée est un moyen très efficace de transférer l'énergie optique vers et de le microdisque. Les fibres effilées sont des fibres optiques standards de télécommunication en silice (SMF-28) qui ont été étirées, à l'aide d'une torche et de positionneurs motorisés de haute précision, pour en réduire la section jusqu'à un diamètre d'environ  $1.2\mu\text{m}$ . À ce diamètre, le champ évanescent du mode guidé de la fibre s'étend à l'extérieur de celle-ci. En approchant cette fibre effilée du bord de la cavité, il est possible de causer un couplage évanescent entre la fibre et la cavité.

Pour quantifier le transfert d'énergie entre la fibre effilée et les modes de galerie de la microcavité, nous devons calculer le recouvrement de l'onde évanescente de la fibre avec le mode de la cavité. En considérant que le couplage sera faible et en utilisant la théorie des modes couplés, tel que démontré par Little *et al.* (1997), il est possible de déterminer le coefficient de couplage ( $\kappa$ ) entre le mode fondamental de la fibre et les modes de la cavité.

Nous devons premièrement déterminer la forme du champ électrique que nous voulons coupler et les situer dans l'espace. La forme du mode principal de la cavité a déjà été démontrée à la section 2.2.2 pour la polarisation TM. De manière similaire, il est possible de déterminer la distribution du champ électrique du mode fondamental de la fibre effilée  $\vec{e}_1(x, y, z)$ . Cette distribution est composée de fonctions de Bessel de type  $J_0$  dans le cœur de la fibre, et de type  $K_0$  à l'extérieur de la fibre Bures *et al.* (2005).

Pour transférer de l'énergie d'un mode à l'autre, ces derniers doivent être superposés. Nous devons donc établir un système de coordonnées communes et situer chaque mode non perturbé par rapport à l'autre. Le système de coordonnées utilisé placera l'axe  $z$  dans la direction de propagation de la lumière dans la fibre et l'axe  $y$  perpendiculaire au plan formé par les deux structures. Le coefficient de couplage instantané  $\kappa_{12}(z)$  peut être calculé à l'aide de l'intégrale de recouvrement (éq. 2.11), où les indices 1 et 2 identifient les deux guides non perturbés, et donc  $\kappa_{12}(z)$  décrit le transfert d'énergie du guide 1 (la fibre effilée) vers le guide 2 (la microcavité). Ensuite,  $k$  représente le vecteur d'onde,  $\beta_i$  est la constante de propagation des deux modes,  $\bar{n}$  et  $n$  sont respectivement les profils d'indice de réfraction non perturbé et perturbé de la fibre effilée et  $A$  représente la section du système de guide d'onde Bures *et al.* (2005).

$$\kappa_{12}(z) = \kappa_{21}^*(z) = \frac{k^2}{2\sqrt{|\beta_1\beta_2|}} \int_{A\infty} (n^2 - \bar{n}^2) \vec{e}_1^*(x, y, z) \vec{e}_2(x, y, z) dA, \quad (2.11)$$

$$\kappa_{12} = \kappa_{21}^* = \int_{-\infty}^{\infty} \kappa_{12}(z) \exp(-i\Delta\beta z) dz. \quad (2.12)$$

Finalement, pour déterminer le transfert total d'énergie optique,  $\kappa_{12}(z)$  doit être intégré

en tout  $z$ , à l'aide de l'équation 2.12, où  $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$ .

Ce développement peut également être utilisé pour déterminer le couplage entre deux cavités très rapprochées l'une de l'autre. Ceci sera discuté au chapitre 6, qui portera sur les cavités couplées.

## 2.4 Caractérisation d'une microcavité

Jusqu'à maintenant, nous avons décrit la physique fondamentale des microcavités diélectriques, c'est-à-dire le confinement et la manipulation de la lumière, sans mentionner comment ces phénomènes se traduisent en propriétés utiles. Cette section présente les caractéristiques utiles des microcavités, telles que les notions d'intervalles spectrales libres (ISL) et le facteur de qualité ( $Q$ ). De plus, la méthode utilisée pour caractériser ces cavités est discutée et quelques résultats de caractérisations sont présentés.

### 2.4.1 Caractéristiques

**Les résonances** ont préalablement été présentées (section 2.2.2) lors de la discussion des modes propres d'un microdisque. Une microcavité confine la lumière sur une bande continue de longueurs d'onde. Par contre, la géométrie circulaire de la cavité fait que la lumière s'y propage de manière périodique interférant ainsi continuellement avec elle-même. Ces interférences favoriseront l'accumulation de certaines longueurs d'onde plus que d'autres créant un spectre de résonances guidés discret et non continu. En effet, lorsque la lumière fait un tour complet de la cavité, elle retrouve son point de départ. Si elle arrive en phase avec son départ, il y aura interférence constructive avec le faisceau entrant dans la cavité, ce qui entraînera une accumulation de puissance optique à cette longueur d'onde. Autrement, si elle arrive hors phase, il y aura interférence destructive, ce qui limitera l'accumulation de puissance optique à cette longueur d'onde.

La géométrie circulaire des modes de résonance et la condition d'accord de phase permettent de déterminer une relation classique pour déterminer la longueur d'onde de résonance d'une microcavité, en partant tout simplement du chemin optique :

$$\lambda = \frac{2\pi R n_{\text{eff}}}{m}, \quad (2.13)$$

où  $R$  est le rayon effectif du mode propre de la cavité,  $n_{\text{eff}}$  est l'indice effectif de la cavité et  $m$  est l'ordre azimutal du mode. Cette équation est essentiellement simple, mais les paramètres qui la constituent sont particulièrement sensibles aux variations extérieures. Par exemple,  $n_{\text{eff}}$

varie avec l'indice de réfraction du milieu extérieur. Certains senseurs ont déjà été démontrés en utilisant ce principe Armani et Vahala (2006). De plus,  $n_{\text{eff}}$  et  $R$  sont tout deux dépendants de la température, ce qui permet l'accordabilité de ces microcavités Armani *et al.* (2004). Finalement,  $n_{\text{eff}}$  varie également avec la polarisation de la lumière injectée dans la cavité. Il existera donc deux longueurs d'onde de résonance pour chaque ordre azimutal de la cavité.

Plusieurs options se présentent donc à nous si nous voulons modifier la longueur d'onde de résonance d'une microcavité. Nous pouvons premièrement la fabriquer avec un rayon différent ou venir modifier  $n_{\text{eff}}$  d'une manière quelconque, telle qu'en changeant l'indice de réfraction ambiant ou en changeant la température de la silice.

**L'intervalle spectrale libre (ISL)** est une caractéristique très importante de toute cavité optique. L'ISL décrit l'écart spectral entre deux résonances, par l'équation 2.14 dans le domaine des longueurs d'onde, et l'équation 2.15 dans le domaine des fréquences.

$$ISL_{(\lambda)} \approx \frac{\lambda^2}{2\pi R n_{\text{eff}}}, \quad (2.14)$$

$$ISL_{(\nu)} = \frac{c}{2\pi R n_{\text{eff}}}. \quad (2.15)$$

Ces équations découlent directement de l'équation 2.13. En utilisant la différence de longueur d'onde entre  $m$  et  $m + 1$  et en supposant que  $m^2 \ll m$ , on obtient l'équation 2.14. De la même manière, mais en utilisant  $\lambda = c/\nu$ , il est possible d'obtenir l'équation 2.15.

Ces équations sont très intéressantes par leur dépendance en longueur d'onde/fréquence. Nous voyons que l'ISL en longueur d'onde entre deux résonances varie en  $\lambda^2$ , elle n'est pas constante et donc non-périodique. Par contre, l'intervalle fréquentiel ne dépend pas de  $\nu$ . Ceci résulte en une périodicité en fréquences pouvant être très utile pour certaines applications, dont les systèmes de multiplexage en fréquences des télécommunications.

Comme pour les fréquences de résonances, l'ISL peut être ajusté en modifiant soit le rayon de la cavité ou en modifiant son indice de réfraction effectif.

**Le facteur de qualité (Q)** caractérise l'efficacité de la cavité optique. Le but d'une cavité étant de piéger la lumière, il est important d'avoir une façon de quantifier ce piégeage. Le facteur de qualité est donc une mesure du temps moyen que la lumière reste piégée dans la cavité ( $\tau$ ). Il peut-être déterminé de deux façons. Premièrement, en mesurant le temps de vie du confinement optique, ce qui peut être accompli en injectant une puissance lumineuse monochromatique constante et de fréquence  $\nu$  égale à une résonance de la cavité. Ensuite il suffit de couper la source brusquement. Il est possible de déterminer le temps de demi-vie d'un mode de la cavité  $\tau$  en acquisitionnant la puissance émise en fonction du temps, tel que discuté dans la référence DK *et al.* (2003). Le facteur de qualité peut ensuite être déterminé

à partir de l'équation 2.16. Il est également possible de déterminer le facteur de qualité à partir du spectre de résonance et de l'équation 2.17 :

$$Q = 2\pi\nu\tau, \quad (2.16)$$

$$Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (2.17)$$

où  $\Delta\lambda$  est la largeur à mi-hauteur d'une résonance et  $\lambda$  la longueur d'onde d'émission (Fig. 2.4). Pour une longueur d'onde donnée, le facteur de qualité peut être influencé par plusieurs facteurs, que nous pouvons décomposer selon l'équation :

$$\frac{1}{Q_{\text{Total}}} = \frac{1}{Q_{\text{Radiation}}} + \frac{1}{Q_{\text{Absorption}}} + \frac{1}{Q_{\text{Rugosite}}} + \frac{1}{Q_{\text{Contamination}}}. \quad (2.18)$$

Chaque terme représente un mécanisme de pertes du mode de la cavité. Les deux premiers termes constituent la limite théorique du facteur de qualité. Le facteur de qualité de radiation est influencé par le rayon de la cavité et le saut d'indice de réfraction. Plus le rayon de la cavité est petit plus les réflexions internes se produiront à plus petits angles, favorisant ainsi le rayonnement vers l'extérieur de la cavité. Le terme suivant tient compte des pertes intrinsèques par absorption du matériau, la silice dans notre cas. Finalement, les deux derniers termes décrivent les pertes par diffusion dues à la rugosité des surfaces de la cavité (rugosité créée lors de la fabrication de la cavité) et dues aux contaminants divers qui peuvent s'être accrochés à la cavité après sa fabrication. Pour améliorer le facteur de qualité, les seuls termes que nous pouvons influencer sont le  $Q_{\text{Rugosite}}$  et  $Q_{\text{Contamination}}$ . En gardant les échantillons dans des environnements propres, il est possible de réduire l'impact des contaminations. La rugosité de surface est le processus de pertes dominant du  $Q_{\text{Total}}$ . Pour réduire son impact, il faut optimiser le procédé de fabrication de manière à réduire cette rugosité. Une autre technique pour réduire la rugosité de surface est la refonte des microdisques, ce qui permet d'éliminer pratiquement tout la rugosité de surface, tel que discuté dans la référence DK *et al.* (2003).

## 2.4.2 Caractérisation

**La caractérisation** que nous souhaitons obtenir des microdisques est de type spectral, c'est à dire que nous cherchons à obtenir de l'information sur la transmission de la puissance optique en fonction de la longueur d'onde. Pour ce faire, nous devons injecter de la lumière aux longueurs d'onde concernées dans la cavité via une fibre effilée (tel que discuté auparavant (section 2.3), et récupérer le signal transmis à l'autre bout de la fibre. Lorsque l'on injecte un large spectre de fréquences dans la cavité, toutes les longueurs d'onde sont guidées par la

cavité, mais seulement les longueurs d'onde de résonances respectent les conditions d'accord de phase nécessaires pour qu'il y ait accumulation de puissance optique à l'intérieur de la cavité. Après un très grand nombre de révolutions autour de la cavité ( $\propto Q$ ), certains photons emprisonnés sont recouplés dans la fibre effilée initiale, où ils interfèrent destructivement avec le signal circulant dans la fibre, réduisant ainsi sa transmission spectrale. En décomposant le signal récupéré en différentes longueurs d'onde et en mesurant la puissance optique pour chacune de ces longueurs d'onde, il est possible de reconstruire le spectre de résonance de la cavité et de caractériser les résonances de la cavité.

La figure 2.4 présente un exemple de caractérisation d'une microcavité. Les pics inversés (A-E) sont l'effet des résonances. Chaque pic représente une résonance principale ou secondaire de la cavité.

Nous pouvons observer neuf pics de résonances sur ce spectre. La profondeur de chaque pic caractérise non seulement la microcavité mais également le couplage évanescent entre la fibre et le mode résonant. Pour obtenir l'atténuation maximale, l'amplitude du champ électrique recouplé dans la fibre doit être égale à celle déjà présente dans la fibre. Ces amplitudes sont dictées par le coefficient de couplage ( $|\kappa|$ ) entre la fibre effilée et la cavité.  $|\kappa|$  étant fonction du gap entre la fibre et la cavité, il est possible de modifier la profondeur des différents pics en modifiant ce gap. Par contre, cet ajustement est difficile à contrôler à cause des effets de charges accumulées en surface des diélectriques qui tendent à s'attirer.

La largeur des pics de résonance est déterminée par le facteur de qualité de la résonance. Il est donc possible, en mesurant la largeur à mi-hauteur (-3dB) des pics, de calculer leurs facteurs de qualité à l'aide de l'équation 2.17. La courbe insérée dans la figure 2.4 présente un agrandissement du pic  $C_1$ , ainsi que son facteur de qualité de  $2.67 \times 10^5$ .

En observant la figure 2.4, il est possible d'observer une répétition dans les pics (représentée par les indices des identifications de pics). En effet, les pics de résonance se répètent de manière périodique en fréquence. Les lettres d'identification regroupent différentes résonances de même famille ou de même ordre radial de mode ( $l$ ). La distance entre deux pics successifs de même famille (c'est-à-dire entre  $m$  et  $m + 1$ ) correspond à l'intervalle spectrale libre de cette famille de mode.

**Le montage expérimental** utilisé pour coupler et caractériser les microcavités est schématisé à la figure 2.5. La Figure 2.5a) présente le montage de caractérisation d'une microcavité en mode filtre de retrait. Un laser accordable est utilisé comme source à large spectre. À la sortie de ce laser, un contrôleur de polarisation (CP) est utilisé pour ajuster la polarisation du signal couplé dans la microcavité. Le signal est ensuite acheminé à la fibre effilée qui sera couplée à la cavité (2.5c). Cette fibre effilée doit être positionnée très précisément par rapport au microdisque. Un micropositionneur avec cinq degrés de liberté est utilisé pour obtenir ce

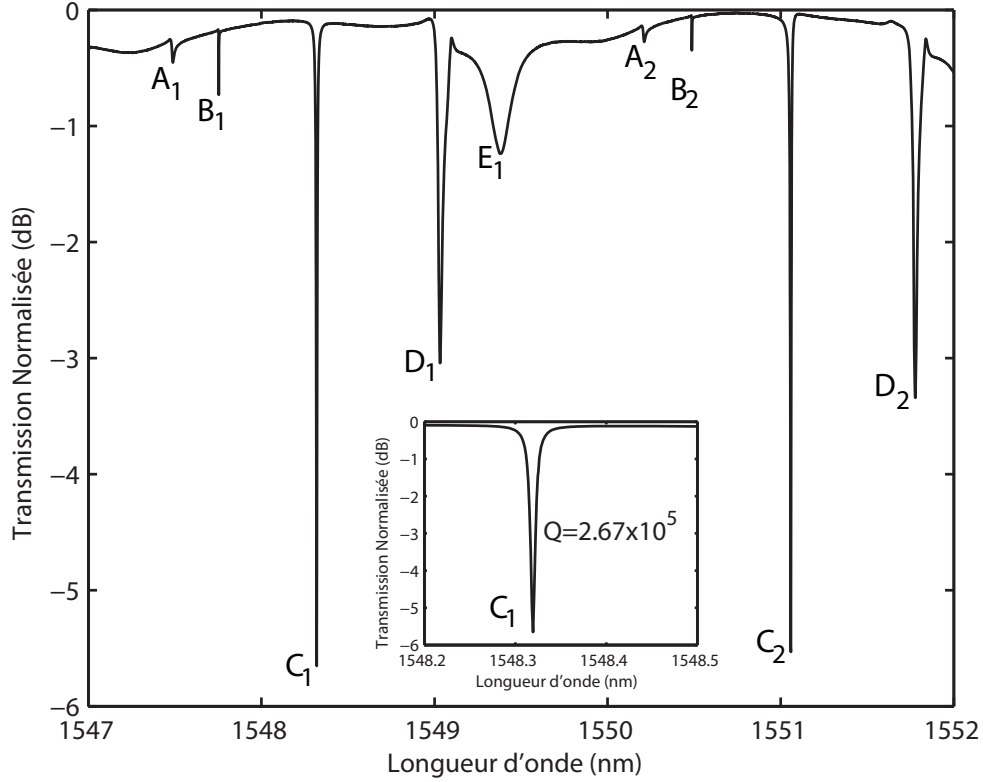


FIGURE 2.4 Spectre de transmission d'une fibre effilée couplée avec un microdisque de  $200\mu\text{m}$  de diamètre et  $800\text{nm}$  d'épaisseur. Les indices des identifications de pic signifient l'ordre relatif du mode azimutal. Par exemple, si  $C_1$  est d'ordre  $m$  alors  $C_2$  est d'ordre  $m - 1$ . La distance spectrale entre  $C_1$  et  $C_2$  représente l'intervalle spectral libre du résonateur,  $ISL = 2.8\text{nm}$ . Les différentes lettres identifient l'ordre radial des modes ( $l$ ). Le cartouche intérieur présente un agrandissement du pic  $C_1$  et une évaluation de son facteur de qualité  $Q = 2.67 \times 10^5$ .

positionnement précis (résolution  $< 1\mu\text{m}$ ). L'autre extrémité de la fibre effilée est finalement connectée à un détecteur. Ce détecteur est synchronisé avec le laser accordable de manière à pouvoir effectuer des balayages continus en longueurs d'onde, tout en mesurant la puissance transmise en cours de balayage. À partir de ces mesures, il est possible de reconstruire le spectre de transmission de la cavité tel que discuté plus haut.

De manière similaire, il est possible de mesurer la transmission de la cavité en mode filtre additif (Fig. 2.5b). Pour ce faire, il faut ajouter une deuxième fibre effilée de l'autre côté de la cavité, qui viendra récupérer la puissance optique résonnant dans la cavité (Fig. 2.5d). La sortie de la première fibre effilée est donc ignorée afin de pouvoir mesurer la puissance récupérée par la deuxième fibre. Les résultats de ce type de caractérisation seront discutés plus loin, au chapitre 4.

**La polarisation** d'entrée a un impact significatif sur les résultats obtenus. Tel que mentionné

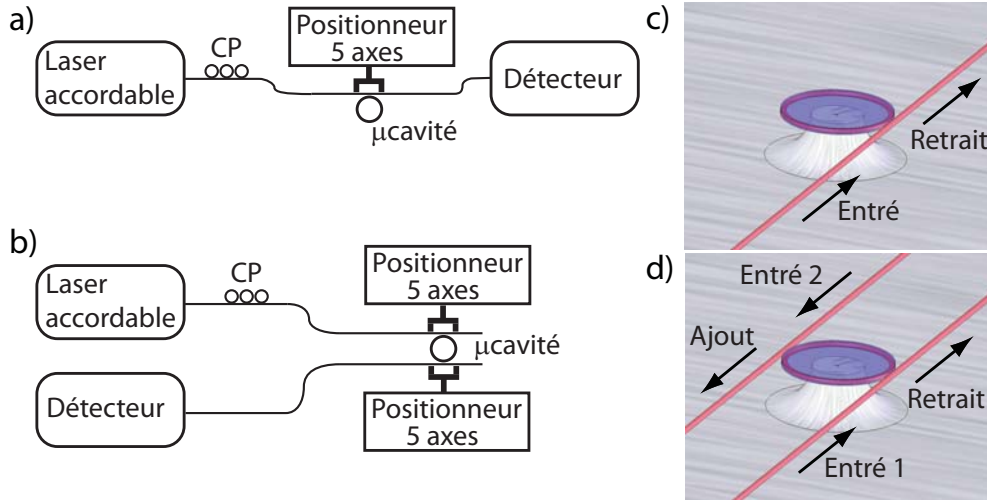


FIGURE 2.5 a) Montage de caractérisation de microcavité circulaire en mode filtre de retrait. Le montage est constitué d'un laser accordable, un détecteur, un contrôleur de polarisation et un micropositionneur 5-axes pour positionner la fibre effilée. b) Montage de caractérisation de microcavité circulaire en mode filtre additif. Montage similaire à a) avec l'addition d'un deuxième micropositionneur 5-axes. c) Agrandissement du positionnement de la fibre effilée par rapport à la cavité en mode filtre de retrait. d) Agrandissement du positionnement des fibres effilées par rapport à la cavité en mode filtre additif.

plus haut, nous utilisons un contrôleur de polarisation à la sortie du laser accordable pour fixer l'état de polarisation se propageant dans la fibre effilée.

La silice n'est pas de manière intrinsèque un matériau biréfringent. Par contre, la forme asymétrique d'un guide d'onde de silice peut occasionner une biréfringence. C'est le cas des microdisques de silice. En effet, tel qu'illustré à la figure 2.2, les champs électriques et magnétiques ne sondent pas le même profil d'indice de réfraction, qu'ils soient dans la polarisation TE ou TM. Ceci mène à une différence d'indice de réfraction effectif, et donc à deux longueurs de cavité effectives distinctes. De plus, les conditions aux frontières sont différentes pour les deux polarisations, occasionnant un décalage au niveau de la position du mode à l'intérieur de la cavité et, modifiant ainsi le rayon effectif du mode et encore une fois le chemin optique emprunté par ce mode.

La figure 2.6 démontre comment, à l'aide du contrôleur de polarisation, il est possible de favoriser un mode par rapport à l'autre. Les trois spectres présentés sont semblables et correspondent à trois positions différentes du contrôleur de polarisation.

Les deux premières courbes en pointillés courts et longs représentent des positions où TM et TE sont favorisés. Il n'est par contre pas possible, avec les instruments à notre disposition, de savoir laquelle des deux polarisations est excitée pour chaque position du contrôleur

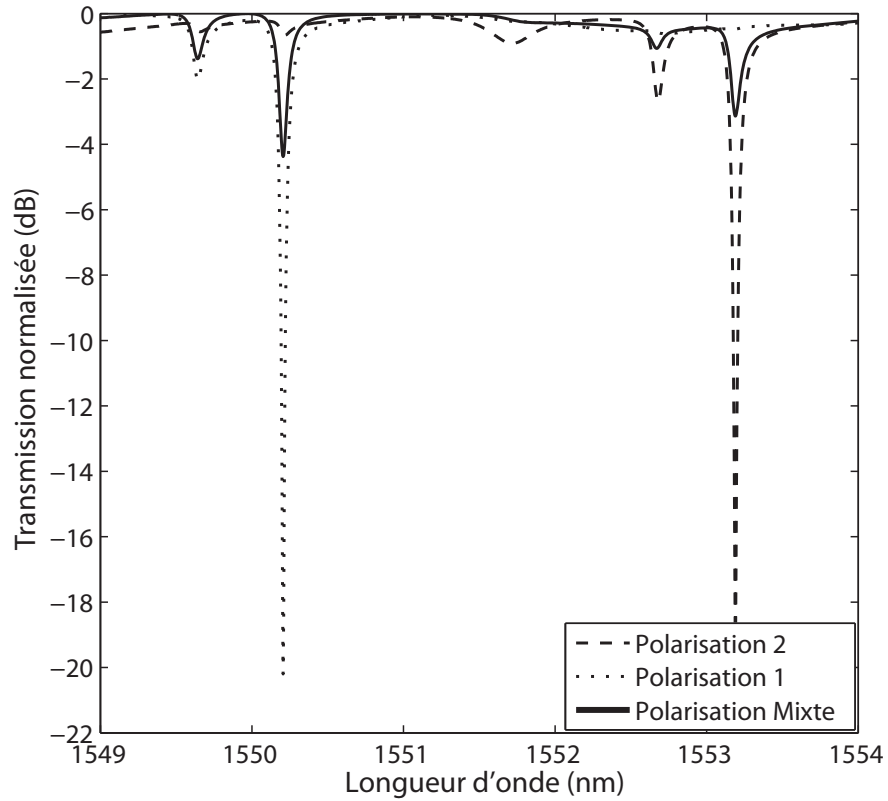


FIGURE 2.6 Spectres de résonance d'un microdisque en utilisant trois polarisations différentes. Les pointillés courts représentent la polarisation 1, tandis que les pointillés longs une polarisation 2 qui est orthogonale à la polarisation 1. La courbe pleine représente une polarisation mixte.

de polarisation. Dans ces cas, il est possible de noter une atténuation de plus de 20dB de la résonance principale pour la polarisation favorisée et une absence presque totale de la résonance de l'autre polarisation. La troisième courbe représente un état intermédiaire où les deux polarisations résonnent dans la cavité simultanément. Dans ce cas, deux pics de résonance principaux sont présents avec des atténuations plus modestes. Il est donc possible de sélectionner les modes d'une polarisation particulière en ajustant le contrôleur de polarisation à la sortie du laser accordable.



## 2.5 Conclusion

Ce chapitre a fait un survol des principes physiques fondamentaux permettant le confinement de la lumière dans une microcavité de silice. De plus, il a décrit comment la lumière confinée à l'intérieur du microdisque s'organise sous forme de modes discrets de type modes de galeries. Les techniques d'insertion et d'extraction de lumière par couplage évanescent ont été discutées, ainsi que les techniques de caractérisation utilisées pour quantifier les performances d'une microcavité optique de silice.

Bien que nous parvenons à effectuer la caractérisation des microcavités fabriquées, un manque de contrôle sur le positionnement de la fibre effilée par rapport au microdisque nous empêche de bien identifier les modes observés. L'amélioration du montage d'alignement pour augmenter la précision du positionnement de la fibre en fonction de la cavité aurait des avantages notables à court terme. À long terme, le développement de guide d'onde de couplage intégrée sur le dispositif viendrait éliminer ce problème.

De plus, notre système de caractérisation des résonance est actuellement incapable de mesurer des facteurs de qualité dans l'ordre de  $10^8$ . Pour effectuer ces mesures, un système de mesure du temps de vie devra être développé incluant un laser pulsé et un système d'acquisition temporel. En effectuant des mesures décalées dans le temps à chaque pulse laser, il est possible de reconstruire la courbe de temps de vie de la cavité. Ce système sera essentiel à la caractérisation des cavité de silice ayant subi une refonte.

# Chapitre 3

## Fabrication de microcavités diélectriques circulaires

Ce chapitre présente la démarche utilisée pour fabriquer une microcavité diélectrique circulaire. Il décrira non seulement les techniques de microfabrication utilisées pour fabriquer ces microcavités mais également les justifications pour certains paramètres de conception et de procédé. Dans un premier temps, le procédé général sera survolé pour offrir au lecteur une vision globale avant d'entrer dans les détails. Deuxièmement, le choix du type de silice utilisé et l'importance de son épaisseur seront présentés. Troisièmement, la gravure du disque de  $\text{SiO}_2$  sera décrite et les techniques utilisées seront justifiées. Finalement, la gravure du pied de silicium sera présentée et l'impact de son diamètre sera discuté.

### 3.1 Procédé général

La fabrication d'un microdisque s'effectue en trois grandes étapes : l'étalement du masque de gravure (Fig. 3.1b), la gravure de la silice afin de créer la cavité optique (Fig. 3.1c), et la gravure du pied de silicium (Fig. 3.1d) servant à assurer le confinement optique sous la cavité. Le procédé débute avec une gaufre de silicium munie d'une couche d'oxyde thermique de  $0.8\mu\text{m}$  d'épaisseur (Fig. 3.1a). Premièrement, nous déposons une couche de chrome de  $400\text{\AA}$  d'épaisseur. Ce chrome servira de masque de gravure. Pour transférer les formes de cavités désirées sur le chrome, nous effectuons une photolithographie à l'aide d'une résine photosensible. Ensuite, il s'agit d'utiliser une gravure humide pour retirer le chrome ne faisant pas partie du patron de microcavités désiré. Après avoir transférés nos motifs dans le chrome, nous retirons la résine restante avant de procéder à la gravure sèche de l'oxyde de silicium. Cette gravure est effectuée par RIE (Reactive Ion Etching) à l'aide d'un plasma de  $\text{CHF}_3$  et d' $\text{O}_2$ . Finalement, deux étapes de gravure du silicium formeront le pied soutenant la cavité. Une première gravure verticale à l'aide du procédé Bosch Walker (2001) servira à assurer l'espacement requis pour aligner la cavité avec une fibre effilée. Ensuite, une gravure isotrope du silicium à l'aide d'un plasma de  $\text{SF}_6$ , viendra retirer le silicium sous la cavité, le long de son périmètre, de façon à assurer le saut d'indice de réfraction nécessaire pour empêcher

l'énergie optique de fuir dans le substrat. Finalement, le masque de chrome est retiré à l'aide d'une gravure chimique.

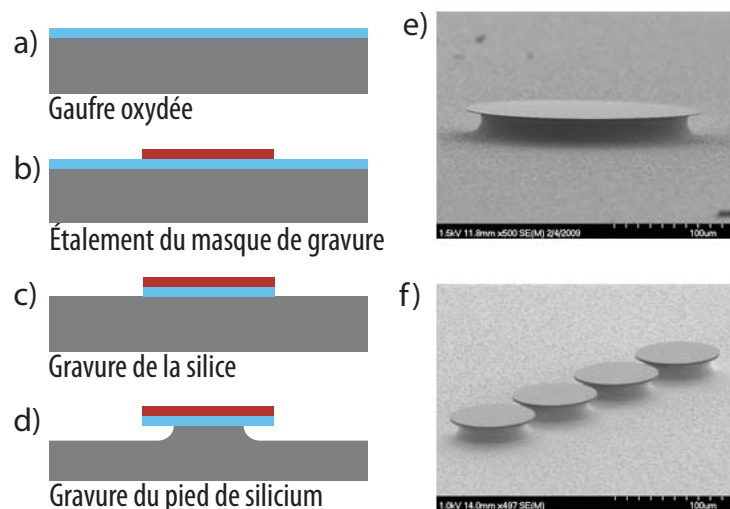


FIGURE 3.1 a) à d) Schématisation du procédé de microfabrication. e) Image MEB d'une cavité unique. f) Image MEB de quatre cavités côtes à côtes utilisées dans la création de filtres multi longueurs d'onde.

## 3.2 Types de silice et épaisseur

Cette section décrit les choix qui ont été faits afin de déterminer les paramètres de la gaufre initiale. Aucune étape de fabrication n'est décrite ici, car les étapes pour obtenir cette gaufre initiale seront effectuées par le fournisseur. Par contre, les paramètres seront discutés et justifiés.

Tel que discuté au chapitre 2 nous avons fait le choix de fabriquer les microdisques en oxyde de silicium (ou silice). Par contre, il existe plusieurs méthodes pour obtenir une couche mince de silice, dont les procédés de CVD tel que le PECVD ou encore par oxydation thermique du silicium. L'oxyde thermique, étant cristallin, offre des avantages notables, tels une meilleure uniformité et intégrité que l'oxyde polycristallin obtenu par PECVD. Pour cette raison, nous avons opté pour l'oxyde thermique. Par contre, l'oxyde thermique comporte également un défaut important que nous devons considérer, il est produit à très haute température (environ 1200°C), ce qui occasionne de forts stress à l'intérieur du matériau. Initialement, ces stress se retrouvent des deux côtés de la gaufre et s'annulent. Il faut donc tenir

compte de ces stress lorsque l'on grave une seule des deux faces de la gaufre. Ce phénomène sera discuté plus en détail à la section 3.3.1.

### 3.2.1 Calcul de l'épaisseur de SiO<sub>2</sub>

Il est important de bien déterminer l'épaisseur de cavité nécessaire pour que celle-ci soit monomode en épaisseur. Pour déterminer l'épaisseur maximale que la cavité peut adopter, nous avons utilisé la théorie des modes scalaires en approximant la cavité à un guide d'onde plan à saut d'indice. Une description plus détaillée de cette démarche peut être trouvée dans la référence Bures *et al.* (2005).

Nous débutons en définissant les paramètres modaux du guide dans la cavité (cœur) et dans l'air environnant (gaine), ainsi que le paramètre du guide à partir des équations suivantes :

$$U = \rho \sqrt{k^2 n_c^2 - \beta^2}, \quad (3.1)$$

$$W = \rho \sqrt{\beta^2 - k^2 n_g^2}, \quad (3.2)$$

$$V = k\rho \sqrt{n_c^2 - n_g^2} = \sqrt{U^2 + W^2}, \quad (3.3)$$

où  $U$  et  $W$  sont les paramètres modaux dans le cœur et dans la gaine.  $\rho$  est la demi épaisseur de la cavité,  $k$  le nombre d'onde,  $\beta$  la constante de propagation, finalement  $n_c$  et  $n_g$  sont les indices effectifs du coeur et de la gaine.

Les solutions à l'équation d'onde scalaire ( $F_m(z)$ , où  $m$  est l'ordre du mode et  $z$  la coordonnée spatiale) pour un guide d'onde plan, doivent répondre aux conditions aux interfaces, soit la continuité de la fonction et de sa dérivée. Ces solutions sont très bien connues et sont composées de fonction sinus et cosinus dans le coeur de la cavité et d'exponentielles croissantes et décroissantes dans la gaine d'air. De ces deux dernières solutions, nous ne tenons pas compte des solutions en exponentielles croissantes, car ces situations décrivent des modes non physique :

$$F_m(z) = \frac{\cos(Uz/\rho)}{\cos U}, \quad (3.4)$$

$$F_m(z) = \frac{\sin(Uz/\rho)}{\sin U}, \quad (3.5)$$

$$F_m(z) = \frac{\exp(-W|z|/\rho)}{\exp(-W)}, \quad (3.6)$$

$$F_m(z) = \frac{z}{|z|} \frac{\exp(-W|z|/\rho)}{\exp(-W)}. \quad (3.7)$$

Ici, les équations (3.4) et (3.6) décrivent les solutions dans le coeur et dans la gaine respectivement, où  $m$  est pair. Tandis que les équations (3.5) et (3.7) décrivent les solutions pour  $m$  impair.

Ensuite, il s'agit de trouver les valeurs propres de  $U$ . Pour les obtenir, nous utilisons les équations aux valeurs propres pouvant être déduites de la condition de continuité sur la dérivée au point  $z = \pm\rho$ .

$$\tan U = W/U \quad \text{modes pairs} \quad (3.8)$$

$$\tan U = -U/W \quad \text{modes impairs} \quad (3.9)$$

Il est ensuite possible de déterminer les valeurs de  $U$  en fonction de l'épaisseur de la cavité. La figure 3.2a) présente les valeurs de  $U(\rho)$  pour les trois premiers modes de la cavité, et ce pour une épaisseur variable de 0 à  $2\mu\text{m}$ . La courbe  $U = V$  représente la ligne des fréquences de coupures. Si la valeur de  $U(\rho)$  pour un mode donné est supérieure à  $V(\rho)$ , le mode ne sera pas guidé. Nous voyons donc que pour une épaisseur de  $2\mu\text{m}$ , la cavité peut supporter trois modes, tels que démontrés sur les figures 3.2b)-d).

Pour obtenir une cavité unimodale nous avons choisi une épaisseur  $0.8\mu\text{m}$ . Nous avons choisi une valeur très près de la fréquence de coupure du mode  $T_1$ , question de maximiser le confinement du mode fondamental  $T_0$ . À cette épaisseur, l'indice effectif de la cavité se calcule à  $n_{\text{eff}} = 1.32$ .

Nous avons maintenant déterminé tous les paramètres de la gaufre initiale. Nous allons voir dans les sections suivantes comment, à partir de cette gaufre, il est possible de fabriquer des microcavités optiques de type microdisque.

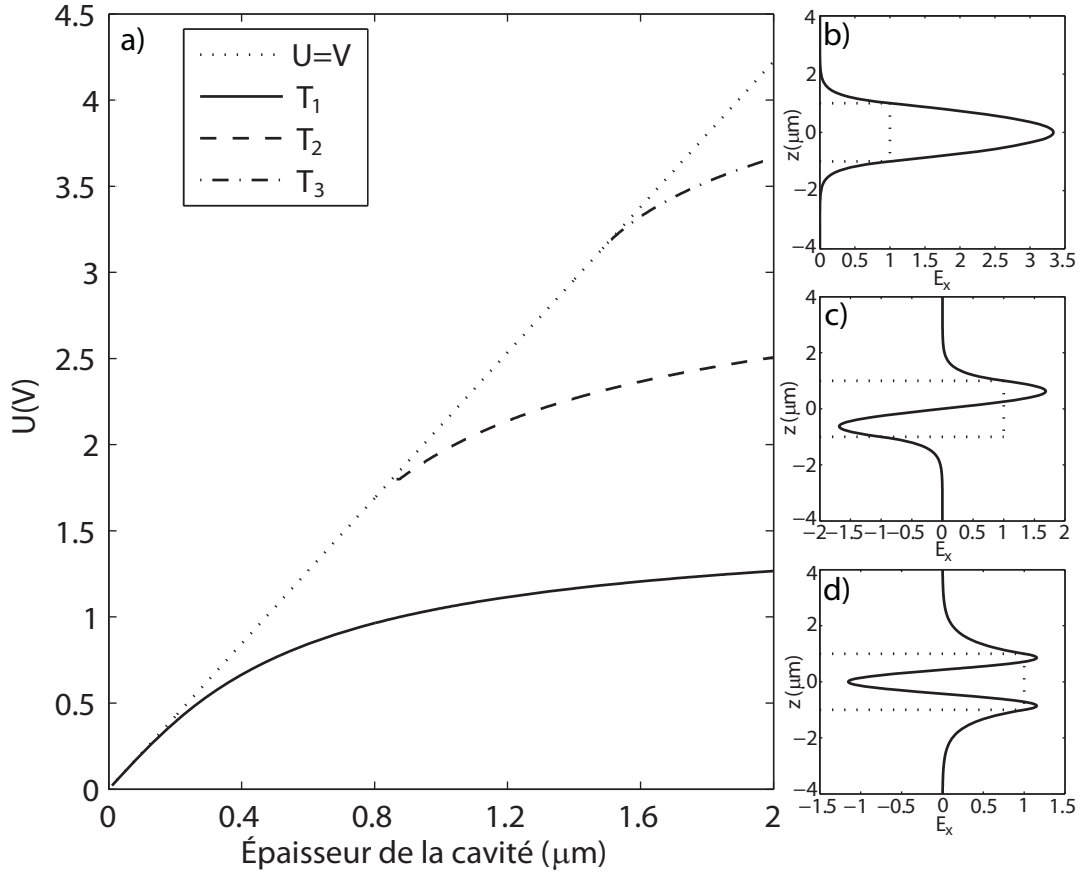


FIGURE 3.2 a) Graphique de  $U(\rho)$  démontrant les valeurs propres du paramètre modal pour les trois premiers modes en fonction de l'épaisseur de la cavité. b-d) Profils des champs électriques  $E_x$  pour les modes  $T_0$  (b),  $T_1$  (c),  $T_2$  (d) pour une cavité de  $2\mu\text{m}$  d'épaisseur.

### 3.3 Gravure de la cavité dans le $\text{SiO}_2$

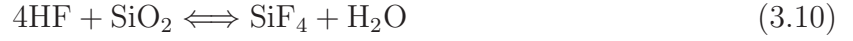
Cette section décrit les deux premières grandes étapes de microfabrication d'une micro-cavité optique, c'est à dire la formation du masque de gravure et la gravure de la silice pour former le microdisque. La gravure de la silice sera discutée en premier lieu car elle a une grande influence sur le choix d'un masque de gravure.

#### 3.3.1 Gravure de la silice

La gravure de la silice est l'étape la plus importante du procédé de fabrication puisque c'est ici que le microdisque prend forme (Fig. 3.1c). Il existe deux méthodes de gravure importantes capables d'attaquer le  $\text{SiO}_2$  : la gravure humide à l'aide du fluorure d'hydrogène

(HF), et la gravure sèche à l'aide d'un plasma (RIE).

La gravure humide de la silice à l'aide du HF produit une gravure isotrope offrant une très bonne qualité de surface. Le comportement isotrope de la gravure provient du fait que cette gravure est purement chimique (eq. 3.10).



Étant donné que nous devons graver une très fine couche de silice, et qu'une surgravure modifie le diamètre, et donc les propriétés optiques de notre microdisque, nous utilisons une solution diluée de HF (1 :7) nous permettant d'obtenir un taux de gravure d'environ 70nm/min. Bien que notre contrôle de la gravure soit dans l'échelle des nanomètres, seulement quelques nanomètres sont nécessaires pour occasionner un décalage significatif en longueur d'onde des résonances de la cavité. De plus, la gravure isotrope résulte en un profil de gravure angulaire (Fig. 3.3a). Cet angle a comme effet de modifier la distribution spatiale du mode de galerie. En effet, dans ce cas, la majeure partie du train évanescent se trouve au dessus du disque Kippenberg *et al.* (2006) plutôt qu'à son extrémité. Ceci a des conséquences majeures sur certaines applications que nous allons discuter au chapitre 6. De plus, cet angle occasionne des problèmes au niveau du couplage avec une fibre effilée. Il est très difficile d'obtenir le même couplage d'une mesure à l'autre, puisque notre précision sur la position verticale est assez limitée ( $\approx 1\mu\text{m}$ ).

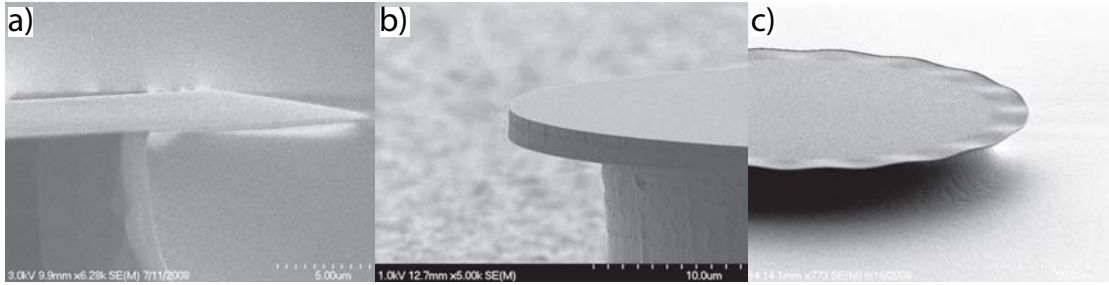
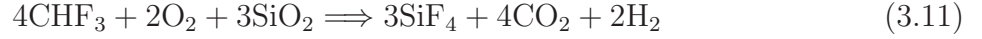


FIGURE 3.3 Images MEB de différents profils de gravure : a) Gravure liquide HF b) Gravure verticale RIE c) Ondulation de silice après gravure du pied de soutien.

La gravure sèche, de son côté, utilise un plasma de  $\text{CHF}_3$  et  $\text{O}_2$  pour attaquer la silice, selon l'équation 3.11. Cette réaction est de type physico-chimique, et se produit dans une chambre gravure d'ions réactifs (RIE). Les paramètres du réacteur pour cette gravure sont : 22.5sccm de  $\text{CHF}_3$ , 2.5sccm de  $\text{O}_2$ , une pression de 100mTorr, et une puissance RF de 300W. Ce qui nous donne un taux de gravure de 50nm/min.



Ceci produit une gravure anisotrope pratiquement verticale (Fig. 3.3b). Ce profil vertical permet au train évanescent du mode de galerie de s'étendre à l'extrémité de la cavité, permettant un couplage plus facile avec une fibre effilée ou encore avec un autre microdisque. De plus, étant donné que la gravure s'effectue de manière verticale, la surgravure à très peu d'influence sur les dimensions des cavités, conservant donc leurs propriétés optiques et réduisant l'impact de la non-uniformité du procédé de gravure.

Par contre, ce procédé comporte certains défauts. Premièrement, la nature semi physique de la gravure augmente la rugosité de la surface gravée, résultant en une légère diminution du facteur de qualité des microcavités. De plus, les stress internes de l'oxyde thermique imposent certaines restrictions supplémentaires au niveau du procédé. En effet, après la gravure du pied de soutien, le déséquilibre entre les stress des deux faces de la gaufre (causé par le retrait presque total de l'oxyde, d'un seul côté) occasionne l'ondulation de la silice telle que vu sur la figure 3.3c). Ce problème est inexistant lors de la gravure humide parce que les deux côtés de la gaufre sont gravés simultanément. Ce problème peut être évité de deux façons. Premièrement, il est possible de relaxer les stress internes de la silice, après la gravure de la silice et avant la gravure du pied, en lui faisant subir un traitement thermique. En faisant subir un recuit d'environ 5 heures aux échantillons, dans un four à oxydation à une température de 1100°C avec des rampes lentes de chauffe et de refroidissement, il est possible d'éviter ce problème. Il est également possible d'empêcher l'ondulation de la silice en réduisant l'impact des stress internes plutôt que de réduire les stress. Pour ce faire, il s'agit de diminuer le temps de gravure du pied de soutien de manière à réduire la surface de silice libre. Ceci rigidifie la surface de la cavité et réduit l'impact des stress internes. La deuxième solution a été adoptée pour simplifier le procédé de fabrication et pour d'autres considérations vues à la section 3.4.1.

En comparant les deux techniques, nous avons déterminé que la gravure sèche au RIE offrait beaucoup plus d'avantages et de flexibilité pour développer des applications à cavités multiples. La gravure liquide au HF peut être très utile pour des applications où un facteur de qualité supérieur peut être nécessaire. Par contre, les applications discutées dans ce travail se limiteront au procédé de gravure verticale par RIE.

### 3.3.2 Masque de gravure

Le masque de gravure est une couche mince que nous étendons sur une partie de la gaufre dans le but de la protéger de la gravure (Fig. 3.1b). Pour chaque procédé de gravure,



un matériau différent de masquage peut être requis. Ce choix doit être fait en fonction de plusieurs éléments. Premièrement, la substance doit, en général, avoir un taux de gravure beaucoup plus lent que celui du matériau que nous désirons attaquer, sinon nous aurons besoin d'une couche beaucoup plus épaisse de masque pour être capable de protéger notre échantillon. De plus, le masque de gravure doit survivre au procédé de gravure. Certains procédés impliquent de très hautes températures pouvant endommager certaines résines. Le choix de masque est étroitement lié à la résolution et à la profondeur de la gravure requise. En effet, l'épaisseur du masque a très souvent une influence directe sur la résolution et la profondeur que nous pouvons atteindre lors de la gravure. Il est beaucoup plus facile d'obtenir de petites résolutions en utilisant de minces couches de masque. Par contre, l'épaisseur du masque limite la profondeur de la gravure.

De manière générale, des résines photosensibles sont utilisées pour jouer le rôle de masque de gravure. Mais d'autres matériaux peuvent également être utilisés, tel que certains métaux. Les résines photosensibles sont des polymères que l'on étale sur la gaufre avant de les exposer à une étape de photolithographie. Lors de la photolithographie, la résine est sélectivement exposée à une radiation ultraviolette. La résine réagit lors de son exposition ; des liens dans la structure moléculaire du polymère sont, soit créés ou brisés, dépendamment du type de résine. Il est ensuite possible de retirer seulement la section faiblement liée de la résine à l'aide d'un solvant (développeur). Différentes résines possèdent différentes caractéristiques modifiant plusieurs de leurs propriétés, dont leur épaisseur et leur dureté. Par exemple, si nous désirons obtenir une très petite résolution, nous utiliserons une résine moins visqueuse qui donnera une couche plus mince lors de l'étalement.

Dans notre cas, nous désirons effectuer une gravure sèche RIE avec un plasma de  $\text{CHF}_3$  et d' $\text{O}_2$ . Des études préliminaires ont démontré que l'utilisation de résine comme masque de gravure donne des résultats médiocres. Premièrement, l'épaisseur que nous voulons graver étant assez grande (de  $0.8\mu\text{m}$  à  $2\mu\text{m}$ ), nous avons noté que la périphérie des cavités avait tendance à manquer de résine avant la fin de la gravure, occasionnant une rugosité accrue dans la section supérieure de la cavité (Fig. 3.4a). De plus, lors de l'inspection de la résine post-gravure au MEB, certains échantillons ont démontrés des ballonnements suggérant un surchauffement de la résine lors de la gravure (Fig. 3.4b). Ceci peut être dû aux propriétés isolantes de l'oxyde de silicium. Pour cette raison, l'utilisation d'un masque de résine a été rejetée.

Nous avons opté pour un masque métallique de chrome puisque le chrome possède un taux de gravure extrêmement faible pour notre procédé et qu'il n'est aucunement incommodé par la température du plasma. La figure 3.4c) présente une gravure obtenue en utilisant un masque de chrome. Nous pouvons noter une réduction considérable de la rugosité. Par

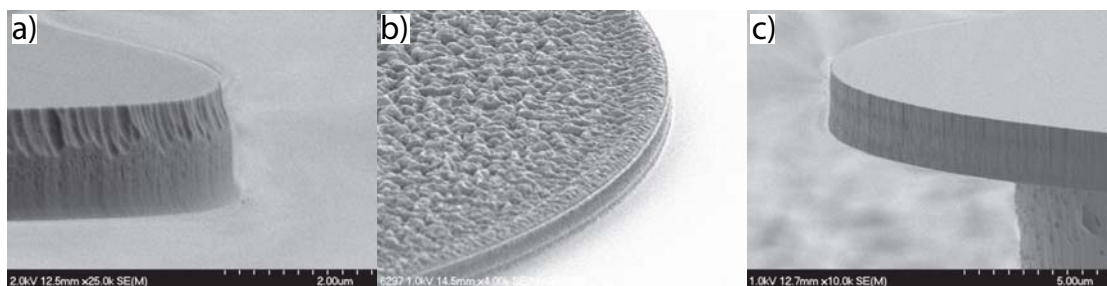


FIGURE 3.4 Images MEB de différentes gravures utilisant des masques de gravure différents : a) Gravure rugueuse obtenue avec un masque de résine photosensible b) Résine ballonnée à cause de la température élevée du procédé c) Gravure moins rugueuse obtenue à l'aide d'un masque de chrome.

contre, l'utilisation d'un masque de chrome implique l'ajout de quelques étapes secondaires au procédé de fabrication. À partir de la gaufre initiale, nous devons premièrement déposer une couche uniforme de chrome de  $400\text{\AA}$  à l'aide d'un évaporateur à faisceau d'électrons. Ensuite, une photolithographie doit être effectuée pour former un premier masque de gravure de résine photosensible qui servira à la gravure du chrome. Par la suite, le chrome est gravé à l'aide d'une gravure humide extrêmement sélective avec un produit commercial conçu exclusivement pour la gravure du chrome (Cr etch). Cette gravure très sélective fait en sorte que l'épaisseur de résine nécessaire pour graver le chrome peut être très mince, nous offrant de meilleures résolutions. Finalement, la résine photosensible est retirée à l'aide d'une solution de Piranha ( $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2$ ).

Le masque de gravure est maintenant prêt à être utilisé pour la gravure du  $\text{SiO}_2$ . Après la gravure de la silice, il s'agit de retirer le chrome restant à l'aide d'une autre gravure humide au Cr etch. Par contre, cette étape peut être retardée pour offrir une protection additionnelle à la silice lors du reste du procédé.

### 3.4 Gravure du pied de soutien et suspension de la cavité

La gravure du pied de soutien est une étape cruciale (Fig. 3.1d et Fig.3.5a). Pour que la lumière circulant dans la cavité reste à l'intérieur le plus longtemps possible, il faut s'assurer qu'elle soit adéquatement confinée dans toutes les directions. Le confinement est assuré par un saut d'indice entre la silice et l'air. Par contre, le silicium sous la cavité ayant un indice de réfraction de 3.4, ne peut confiner la lumière. Il est donc nécessaire de retirer ce silicium

de manière à conserver le confinement du mode de galerie (Fig.3.5b).

### 3.4.1 Importance de la dimension du pied de soutien

La présence du pied de soutien en silicium sous la cavité peut également jouer un rôle bénéfique. De la même manière que sa présence près des modes désirés peut nuire à leurs confinements, il peut également nuire au confinement des modes non désirés. En effet, nous cherchons à exciter les modes de galeries les plus près de la périphérie du disque, de façon à exploiter leur haut facteur de qualité. Or, en excitant ceux-ci, nous excitons souvent plusieurs autres modes radiaux secondaires. Ces modes secondaires viennent ajouter des résonances dans le spectre de transmission de la cavité, rendant occasionnellement celui-ci très difficile à interpréter. Par exemple, la courbe (e) de la figure 3.5c) démontre un spectre de transmission où les modes secondaires se confondent avec les modes principaux. Par contre, la courbe (a) de la même figure, démontre un spectre ne possédant qu'un seul mode radial. Cette suppression des modes radiaux secondaires a été obtenue en utilisant un plus gros pied de soutien. En étant plus gros, il est présent sous les modes secondaires réduisant ainsi le confinement de ces modes. Par contre, ceci a également un effet sur le mode principal, réduisant ainsi son facteur de qualité.

La figure 3.5c) présente des mesures destinées à étudier l'effet de la taille du pied de soutien sur les modes de la microcavité. Cinq cavités ont été fabriquées en utilisant des temps de gravure différents, de manière à obtenir des pieds de différentes tailles. La profondeur de gravure ( $x$  sur Fig.3.5b) a ensuite été mesurée au MEB, et les cavités caractérisées optiquement, de manière à observer leur contenu modal. L'expérience a été effectuée sur des cavités identiques de  $200\mu\text{m}$  de diamètre fabriquées simultanément.

Il est évident de constater l'influence de la profondeur de gravure sur le contenu modal des cavités. La courbe e) représente une cavité où le pied de soutien n'a pas d'effet marquant sur le contenu modal de la cavité. Cette cavité comporte 17 résonances détectables ; ce nombre élevé cause de nombreuses difficultés à identifier les modes principaux. Quoique la majeure partie de ces résonances soit très faible et facilement distinguable, certaines sont toutes aussi atténuantes que la résonance principale (résonances 4, 5 et 6). Il est facile de constater la différence avec la courbe d) ; ici le pied de soutien vient atténuer une grande partie des modes superflus, réduisant ainsi le nombre de résonances détectables à 6. De plus, les facteurs de qualité des résonances secondaires diminuent de manière assez importante. En observant les autres courbes, il est possible de noter que plus la profondeur de gravure diminue, plus le nombre de résonances diminue. La courbe a) présente une cavité où seulement le mode principal est présent. Par contre, lorsque la profondeur de gravure devient trop petite, le facteur de qualité du mode principal se met à diminuer. C'est le cas à partir d'une

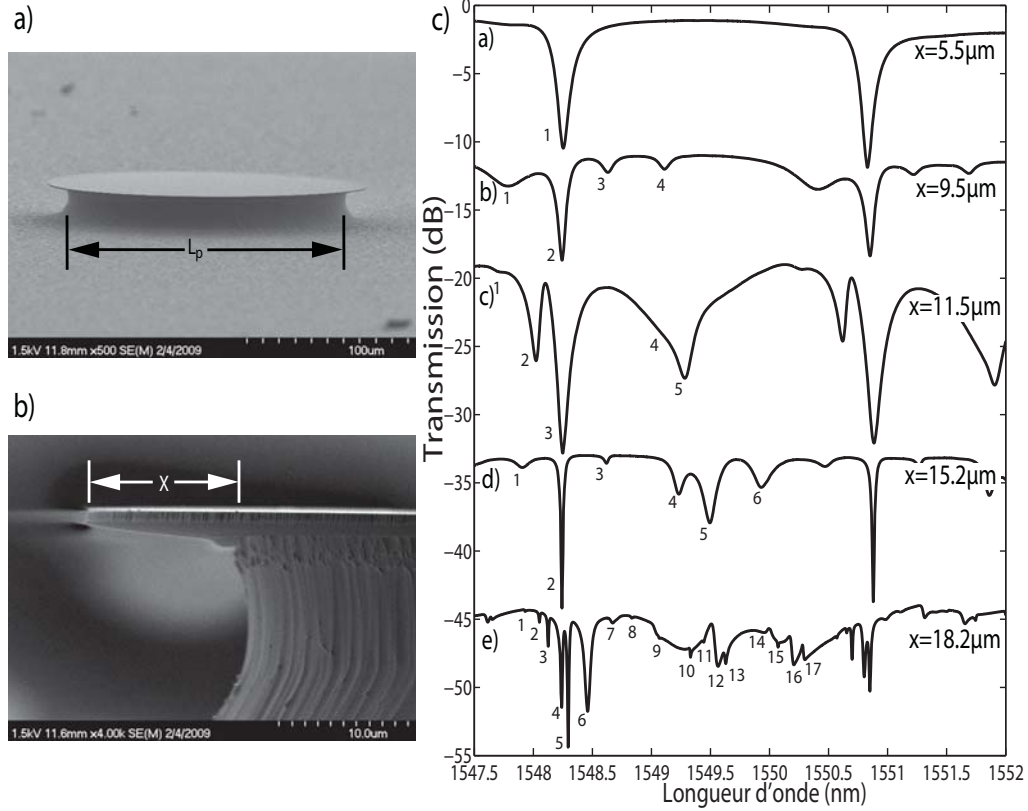


FIGURE 3.5 a) Image MEB d'une microcavité identifiant la largeur du pied de soutien  $L_p$ . b) Image MEB identifiant la profondeur de gravure  $X$ . c) Résultats d'une étude visant à observer l'influence de la profondeur de gravure sur le contenu modal de la cavité. Les différentes courbes ont été décalées les unes par rapport aux autres pour augmenter la clarté des résultats. Les cinq courbes représentent le spectre de transmission de cinq microdisques de  $200\mu\text{m}$  de diamètre avec différentes profondeurs de gravures.

profondeur de gravure de  $11.5\mu\text{m}$ . De plus, si la profondeur de gravure devient plus petite que  $3\mu\text{m}$ , le mode principal disparaît entièrement (courbe non représentée sur la figure). La profondeur de gravure doit donc être déterminée par un compromis entre l'atténuation des modes secondaires et le facteur de qualité du mode principal. Dans ce cas, une profondeur de gravure d'environ  $15\mu\text{m}$  offre le meilleur résultat.

Par contre, il est à noter que ce résultat n'est valable que pour des cavités de  $200\mu\text{m}$  de diamètre. Cette étude décrit bien le phénomène en jeu, toutefois la profondeur de gravure optimale doit être déterminée pour chaque diamètre de cavité différent.

## 3.5 Conclusion

Ce chapitre a fait un survol des techniques utilisées dans la réalisation de cavités optiques de type microdisque de silice. Les étapes principales de fabrication ont été décrites et leurs utilisations justifiées. De plus, le choix de certaines dimensions, plus précisément l'épaisseur de la cavité et la taille du pied de soutien, ont été exposés.

Le développement de ces procédés a soulevé beaucoup de défis, notamment l'optimisation de la gravure sèche de la silice de façon à obtenir une rugosité de surface suffisamment bonne a demandé beaucoup de travail et pourrait encore être améliorée d'avantage. De plus, l'ajout d'une étape de refonte de la silice pourrait produire une amélioration notable sur les performances des microcavités.

# Chapitre 4

## Filtres spectraux à base de microcavités diélectriques circulaires

Ce court chapitre présente comment les microcavités diélectriques circulaires, présentées dans les deux chapitres précédents, peuvent être utilisées pour fabriquer des filtres spectraux. En un premier temps nous voyons comment ces cavités peuvent être utilisées pour créer des filtres spectraux périodiques en fréquence et ce, en utilisant une seule cavité. Nous discuterons ici de la façon de personnaliser un filtre en ajustant les paramètres de la cavité qui le compose. Deuxièmement nous présentons comment, en utilisant plusieurs cavités à la fois, il est possible de produire des filtres multi longueurs d'onde non périodiques. Tout au long de cette discussion, des résultats expérimentaux sont présentés pour confirmer le fonctionnement de ces filtres.

### 4.1 Filtres spectraux périodiques à une microcavité

La section 2.4 a survolé les techniques de caractérisation des microcavités circulaires de silice et a présenté l'allure du spectre de transmission utilisé pour déterminer les propriétés de la microcavité. Ce qui constituait déjà un premier type de filtre spectral. En effet, le spectre de transmission décrit comment un signal à bande spectrale continue, passant dans la fibre optique d'injection, sera atténué à la sortie de la fibre en fonction de la longueur d'onde. Il est donc possible, à l'aide d'un dispositif, tel que schématisé à la figure 4.1a), de filtrer, ou encore de retirer, certaines longueurs d'onde d'un signal comportant plusieurs longueurs d'onde. Par exemple, un réseau de télécommunication utilisant le multiplexage en longueur d'onde fonctionne sur le principe qu'il est possible de transmettre plusieurs signaux optiques sur la même fibre optique en utilisant des longueurs d'onde différentes (différents canaux). Il peut être utile à un point dans le réseau de retirer des signaux de la fibre de transmission soit pour les remplacer par d'autres signaux ou tout simplement parce qu'ils ne sont plus nécessaires. Un tel filtre pourrait donc être introduit en série dans la ligne de transmission pour retirer cette longueur d'onde non désirée.

Il est également possible de réaliser un filtre capable de remplacer un canal à l'aide de

microcavités de silice. En couplant une seconde fibre effilée de l'autre côté du microdisque, telle qu'illustrée à la figure 4.1b), il est possible de récupérer le signal résonant dans la cavité. La lumière, après avoir été injectée dans la microcavité par l'entrée 1, de manière à obtenir un filtre soustractif (ou coupe bande) à la sortie de retrait, reste emprisonnée jusqu'à ce qu'elle s'en échappe par un mécanisme de perte quelconque. En absence de la seconde fibre, la lumière s'échappe dans toutes les directions par rayonnement, tandis qu'en présence d'une deuxième fibre, la lumière s'échappe en plus par couplage évanescent de la cavité vers ce nouveau guide d'onde, en plus des pertes par rayonnement. Ceci cause une baisse du facteur de qualité du microrésonateur et permet de récupérer l'énergie emprisonnée dans la microcavité et de l'acheminer vers une autre fibre. Le produit résultant du couplage d'une seconde fibre est un filtre spectral d'ajout (ou passe bande). En effet, en introduisant un signal dans la cavité par l'entrée 1, à une longueur d'onde de résonance de la cavité, ce signal sera ajouté à un signal se propageant déjà de l'entrée 2 vers la sortie ajout. De manière semblable, un signal arrivant de l'entrée 2 sera réacheminé vers la sortie retrait. Il est donc possible de remplacer un signal circulant dans une fibre par celui circulant dans l'autre. Ce type de filtre est très utile en télécommunication pour rediriger certains canaux circulant dans une fibre sans affecter les autres.

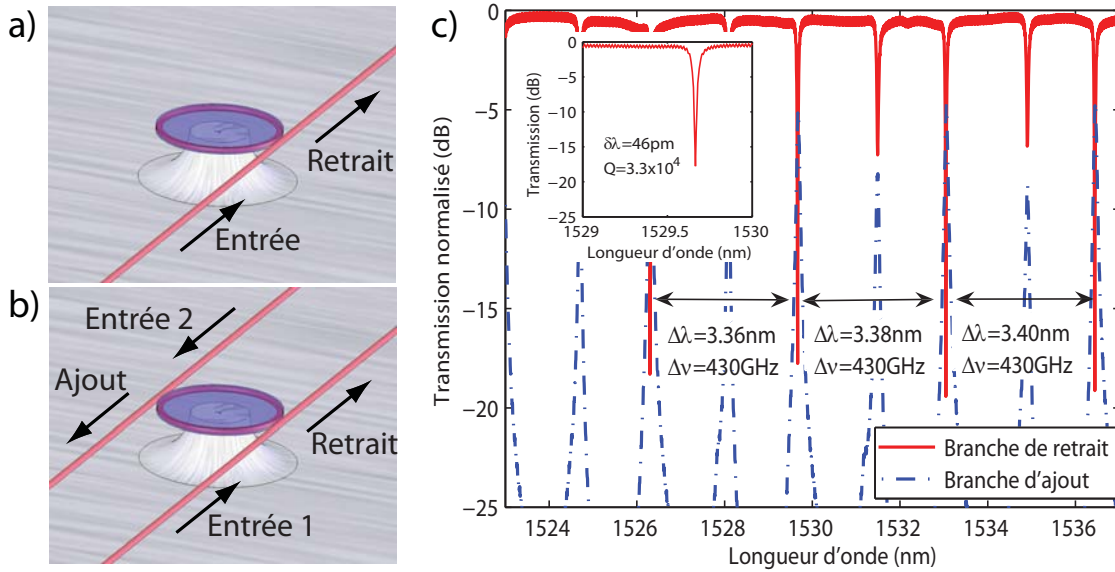


FIGURE 4.1 Filtres spectraux de type (a) retrait et (b) ajout/retrait. c) Spectres de transmission entre l'entrée 1 et les branches de retrait (courbe rouge) et d'ajout (courbe pointillée bleue). Le cartouche démontre un agrandissement d'une des résonances périodiques ainsi que son facteur de qualité de  $Q = 3.3 \times 10^4$ .

La figure 4.1c) démontre le spectre de transmission d'un filtre d'ajout/retrait. Un signal

variable en longueur d'onde est introduit dans l'entrée 1 à l'aide d'un laser accordable. La courbe rouge représente le spectre de transmission sortant de la branche de retrait, tandis que la courbe pointillée bleue représente le spectre émergeant de la branche d'ajout. Les deux spectres représentent un excellent accord entre les résonances atténuées et celles transmises à la branche d'ajout. Il est possible de noter que toutes les résonances, principales et secondaires, rejetées par le filtre de retrait sont transmises à la deuxième fibre optique.

Les courbes de transmission démontrent deux séries de résonance, que l'on considère ici de résonance principale avec une atténuation en retrait plus importante ( $\approx -18\text{dB}$ ), et une secondaire avec une atténuation plus faible ( $\approx -7\text{dB}$ ). En mesurant l'écart fréquentiel entre chaque résonance principale, nous voyons que celui-ci est périodique avec un écart constant, ou ISL, de 430GHz. Ceci est une des particularités très intéressantes de ces filtres. En effet, il est possible, en modifiant le rayon de la cavité, de choisir l'espacement périodique du filtre. Il est donc plus de facile de créer n'importe quel filtre périodique. Par exemple, en utilisant l'équation :

$$ISL = \frac{c}{2\pi R n_{\text{eff}}}. \quad (4.1)$$

où  $n_{\text{eff}}$  est l'indice effectif du mode. Il est possible de calculer qu'une cavité de  $362\mu\text{m}$  de rayon produit un filtre avec un espacement périodique de 100GHz, l'espacement standard des réseaux de télécommunication utilisant le multiplexage en longueur d'onde (ITU grid). En revanche, il est possible d'obtenir un filtre qui ne filtre qu'une seule longueur d'onde et ce en réduisant le rayon du disque jusqu'à ce que ISL soit plus grand que l'étendue spectrale de l'application.

L'emplacement spectral des résonances ( $\lambda$ ) peut également être contrôlé en modifiant le rayon de la cavité, mais à beaucoup plus petite échelle, en fonction de l'équation suivante :

$$\lambda = \frac{2\pi R(T) n(T)_{\text{eff}}}{m} \quad (4.2)$$

où  $m$  est l'ordre quantique azimutal du mode, et  $R$  est le rayon de la cavité qui varie en fonction de la température  $T$ , dû à l'expansion thermique de la silice. L'indice de réfraction est également dépendant en température. Il est donc possible de faire varier l'emplacement des résonances soit en fabricant la cavité avec une taille différente, ou en changeant les conditions thermiques de celle-ci. Cette dépendance thermique a déjà été démontrée par Armani *et al.* (2004) et Wang *et al.* (2008).

Dans la conception de filtres spectraux sur mesure, il peut également être nécessaire



de contrôler la largeur de bande des résonances, ce qui peut être accompli en modifiant le facteur de qualité des microcavités. Ce type de résonateurs peut détenir des facteurs de qualité extrêmement élevés produisant des filtres de quelques picomètres de largeur. Ceux-ci peuvent être très utiles dans certaines applications, tel que dans l'élaboration de laser à fibre, comme nous verrons au chapitre 5. Toutefois, comme dans le cas des filtres de télécommunication, le signal que nous désirons filtrer ou rediriger est composé d'une certaine distribution spectrale qui doit être incluse dans le filtre. Il est donc possible d'élargir la bande passante d'un filtre de retrait en introduisant des pertes dans la cavité, en augmentant la rugosité ou en plaçant un second guide, tel que dans les filtres d'ajout/retrait. Le cartouche de la figure 4.1c) présente un agrandissement d'une résonance, ainsi que son facteur de qualité ( $Q = 3.3 \times 10^4$ ), ce qui représente une largeur à mi-hauteur de 46pm. Ceci est plus large que les résultats présentés sur la figure 2.4, où la résonance présentait un facteur de qualité de  $Q = 2.67 \times 10^5$ , et donc une largeur à mi-hauteur d'environ 5.8pm.

## 4.2 Filtres spectraux non périodiques à plusieurs microcavités

Il est également possible de produire des filtres multi longueurs d'onde non périodiques en utilisant une combinaison de plusieurs microdisques. Tel que discuté plus haut, il est possible d'obtenir des filtres à résonance quasi unique en utilisant des rayons de cavités suffisamment petits pour produire des ISLs supérieurs à la largeur de bande utiles de l'application. En combinant plusieurs de ces cavités sur un même dispositif, permettant de tous les coupler à la même fibre effilée en même temps, (tel que représenté dans les cartouches de la figure 4.2) il est possible de produire des filtres multi longueurs d'onde non périodiques.

La figure 4.2 présente des exemples de caractérisation de filtres multi longueurs d'onde non périodiques.

Le spectre de la figure 4.2a) représente la transmission d'un filtre de retrait composé de deux microdisques fabriqués avec les diamètres presque identiques. Un procédé de fabrication utilisant la gravure au HF de la silice a été utilisé de manière à introduire un peu de variation dans la taille finale des microdisques. Le masque de photolithographie était conçu de manière à produire deux cavités identiques. La gravure au HF permet d'introduire une variation à deux niveaux. Premièrement, la gravure n'étant pas parfaitement uniforme sur toute la surface, une variation de diamètre peut être présente entre les deux cavités. Deuxièmement, la gravure de la silice au HF produit un profil en biais. Ce profil permet de facilement faire varier les conditions de couplage entre les deux cavités. Deux positions relatives de la fibre effilée

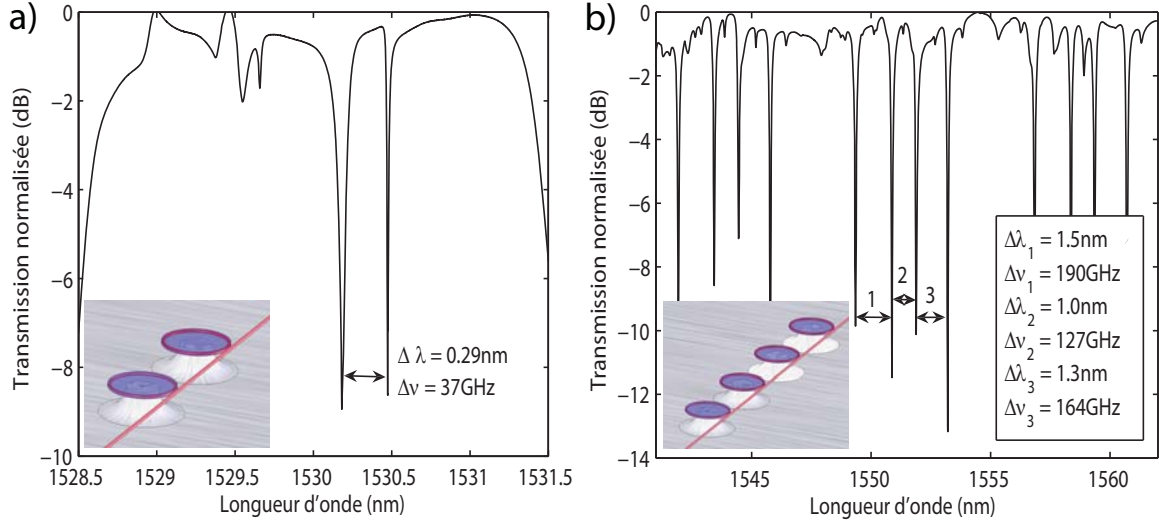


FIGURE 4.2 Spectre de transmission de filtres multi cavités. a) Filtre à deux microdisques de  $200\mu\text{m}$  de diamètre avec une variation de rayon de mode de  $20\text{nm}$  produisant un écart de  $0.29\text{nm}$  entre les résonances. b) Filtre de quatre microdisques d'environ  $70\mu\text{m}$  de diamètre avec une variation de rayon non uniforme entre les cavités causant des résonances espacées de manière non périodique.

en fonction de la cavité, produit des perturbations du mode différent et donc un décalage de la longueur d'onde de résonance. Ces deux sources de variation ont donc contribué à l'obtention d'un filtre à deux longueurs d'onde de résonances extrêmement rapprochées. En effet, un écart de  $0.29\text{nm}$  entre les deux résonances correspond à une différence de rayon entre les deux modes d'environ  $20\text{nm}$ ; une différence de dimension impossible à obtenir avec les techniques de lithographie que nous disposons.

Le spectre de la figure 4.2b) représente la transmission d'un filtre multi longueurs d'onde non périodiques composé de quatre microdisques de diamètres variables, en utilisant les techniques de fabrication standards décrites au chapitre 3. Quatre microdisques ont été fabriqués avec des différences de diamètres produisant quatre résonances positionnées de manière non périodiques. En effet, des espacements de  $190\text{GHz}$ ,  $127\text{GHz}$  et  $164\text{GHz}$  ont été mesurés. De plus, nous constatons que le spectre non périodique est composé de quatre spectres périodiques associés à chacune des microcavités.

### 4.3 Conclusion

Ce chapitre a présenté la façon d'utiliser les microcavités optiques de silice pour produire des filtres de retrait, des filtres d'ajout ainsi que des filtres d'ajout/retrait. De plus, ceux-

ci peuvent être obtenus en longueurs d'onde simples ou de façon multi longueurs d'onde périodiques et non périodiques. Des résultats ont été présentés pour vérifier la faisabilité de tels filtres. Il est donc possible, en utilisant la technologie des microdisques de silice, de produire des filtres spectraux sur mesure avec un grand nombre de configurations différentes.

La principale difficulté rencontrée dans le développement de ces différents filtres spectraux s'est trouvée dans l'alignement des microdisques avec la ou les fibres optiques effilées. L'optimisation du montage d'alignement mènera à des performances accrues de ces filtres, surtout au niveau des filtres d'ajout, où les pertes en transmission pourraient être grandement améliorées. De plus, la fabrication de microcavités avec des dimensions bien précises est très difficile avec les équipements de microfabrication dont nous disposons. L'utilisation de lithographie par faisceau d'électron fournirait un contrôle accru sur ce paramètre critique.

## Chapitre 5

# Laser à fibre dopée à l'erbium contrôlé spectralement par filtres à base de microcavités diélectriques circulaires

L'utilisation de la fibre dopée à l'erbium est déjà extrêmement répandue dans l'industrie des télécommunications en tant que milieu de gain dans les amplificateurs de signaux optiques actuels. Elle est également utilisée dans la réalisation de sources optiques à larges bandes spectrales (ASE) et dans l'élaboration de laser à fibre (EDFL) comportant une large gamme d'émissions. Ces lasers à fibre offrent une large variété d'applications partant des sources optiques de télécommunication aux senseurs fibrés Bellemare *et al.* (2000); Cousin *et al.* (2006). Cette versatilité est due à la très large bande d'émissions et d'amplification de l'erbium. Ces lasers à fibre peuvent fonctionner en mode simple longueur d'onde ou en mode multi longueurs d'onde. Les lasers à longueurs d'onde multiples trouvent notamment des applications au coeur de systèmes multiplexés, tels que le multiplexage en longueurs d'onde (WDM) du domaine des télécommunications et les systèmes de détection en parallèle. Plusieurs lasers à fibre multi fréquences périodiques ont déjà été démontrés par d'autres groupes de recherche Bellemare *et al.* (2000); Park et Wysocki (1996); Dong *et al.* (2000).

Les lasers multi fréquentiels non périodiques produisant plusieurs émissions laser ne détenant aucune relation entre eux n'ont pratiquement pas été investigués jusqu'à présent. De tels lasers offrent des spectres d'émissions à multiples pics pouvant être conçus sur mesure, en fonction d'une application spécifique. De tels lasers sont actuellement réalisés en utilisant plusieurs filtres indépendants tels que des réseaux de Bragg fibrés Mao et Lit (2002). Ce chapitre propose une solution pour créer des lasers multi longueurs d'onde non périodiques en ajoutant qu'un seul filtre spectral non périodique, tel que présenté au chapitre 4. Ceux-ci permettront donc l'élaboration simple de lasers à fibre multi longueurs d'onde pouvant remplacer des lasers accordables souvent très dispendieux, notamment dans des applications de détection Cousin *et al.* (2006).

Pour contrôler la ou les longueurs d'onde d'émission d'un laser à fibre, il est nécessaire de modifier le gain spectral de la cavité que le signal qui s'y propage subit. Ceci peut être

atteint de deux méthodes différentes. La première méthode consiste à modifier la géométrie de la cavité. Comme pour un laser conventionnel, la cavité résonante dans laquelle le milieu se situe ne peut confiner toutes les longueurs d'onde, c'est-à-dire que seulement les longueurs d'onde de résonance de la cavité pourront être émises. L'autre méthode, celle qui sera utilisée ici, consiste à introduire un filtre spectral dans la cavité de manière à ne permettre qu'aux longueurs d'onde permises par le filtre de circuler dans la cavité. De récentes recherches ont démontré le potentiel de l'optique intégrée pour fabriquer de tels filtres Masson *et al.* (2007a); Wang *et al.* (2008). En effet, les dispositifs à base d'optique intégrée offrent plusieurs avantages tels que la possibilité de fabrication à faible coût et à haut volume. De plus, ils permettent de produire des composants à faible volume, accordable, et avec de bonnes performances optiques, comme par exemple, de très faibles pertes et de très hauts niveaux de confinement de la lumière pouvant mener à des facteurs de qualité très élevés. Tel que vue précédemment, les microcavités de type microdisques de silice sont bien adaptées pour produire le type de filtre requis. De plus, les très petites bandes passantes pouvant être atteintes par ces filtres seront d'une grande importance pour assurer la stabilité de l'émission laser.

Ce chapitre débute avec une présentation du fonctionnement des lasers à fibre optique dopée à l'erbium. Cette première section détaille quelques principes généraux sur les lasers avant d'expliquer les particularités au niveau du milieu de gain et de la cavité optique des lasers à fibre. Il est à noter que ce chapitre se concentre sur les lasers à fibre dopée à l'erbium, mais la stratégie de contrôle d'émission présentée ici peut également s'appliquer aux lasers à fibre dopée à d'autres terres rares telle que l'ytterbium. Ensuite, le montage expérimental de laser à fibre qui a été réalisé est décrit, ainsi que le rôle spécifique du filtre. Le chapitre se termine avec une présentation de résultats de laser à fibre fonctionnant en modes simple émission, multi longueurs d'onde périodique et multi longueurs d'onde non périodique.

## 5.1 Théorie sur les lasers à fibre optique dopée à l'erbium

Cette section offre un bref survol sur le fonctionnement général des lasers avant de se concentrer plus spécifiquement sur les lasers à fibre optique dopée à l'erbium. Pour ce faire, le milieu de gain et les types de cavités optiques utilisées pour cette catégorie de lasers sont décrits.

Un laser est une source de lumière cohérente. C'est-à-dire que contrairement à une source lumineuse standard, les photons émis par la source ont une relation en phase et en espace bien définie. En effet, en plus d'offrir un faisceau de photons se propageant tous dans la

même direction (ou presque), ceux-ci sont également en phase. Cette particularité prend son origine dans la nature de l'émission des photons. Les lasers exploitent un phénomène appelé l'émission stimulée, où un atome (ou une molécule) excité revient à son état fondamental par l'interaction avec un photon. Lorsque l'atome se désexcite, il émet un second photon avec la même énergie, la même phase et le même sens de propagation que le premier (figure 5.1).

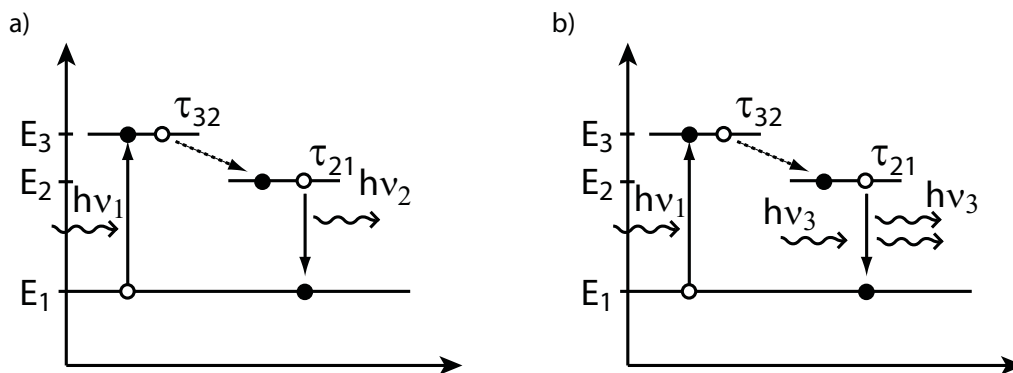


FIGURE 5.1 Transitions énergétiques lors de l'émission de photons. a) Émission spontanée. b) Émission stimulée. a) et b) représentent des systèmes à trois niveaux comprenant une excitation du niveau fondamental  $E_1$  vers un niveau instable  $E_3$ , une relaxation vers un niveau stable  $E_2$  et une émission de photon lors du retour au niveau  $E_1$ .

L'émission stimulée est à l'origine de la cohérence d'un faisceau laser. Toutefois, ce phénomène ne peut produire un faisceau laser seul. Deux autres éléments essentiels doivent être regroupés, la présence d'un milieu de gain en inversion de population et une boucle de rétroaction.

Le milieu de gain est un matériau ou un gaz contenant les éléments excitable pouvant mener à l'émission stimulée. Pour rencontrer la condition laser, ce milieu doit être excité par une source externe de façon à ce que la majorité des éléments se retrouve dans leur état excité. Ceci minimise la probabilité de réabsorber un photon qui a été émis par émission stimulée et favorise la probabilité qu'un photon interagisse avec un élément excité pour produire de l'émission stimulée. Cet état d'excitation du matériau est l'inversion de population.

Ensuite, la probabilité d'interaction entre les photons et les éléments excités doit être maximisée en assurant une recirculation des photons émis dans le milieu de gain. Pour ce faire, le milieu de gain est généralement placé à l'intérieur d'une cavité optique. De cette manière les photons générés par émission stimulée retraversent le milieu de gain à chaque aller-retour de la cavité causant d'innombrables émissions de photons cohérents.

Les références Siegman (1986); Dignonnet (2001) peuvent être consultées pour plus d'informations sur le fonctionnement de base des lasers.

### 5.1.1 Milieu de gain

La majorité des lasers à fibre utilisent un milieu de gain constitué d'une longueur de fibre optique de silice dopée d'ions de terres rares. Ces terres rares sont introduites, généralement dans le cœur, par différentes méthodes de dopage liquide ou vapeur, lors de la fabrication de la préforme de la future fibre. Ces types de milieux actifs ont des rendements extrêmement élevés à cause du fort confinement des faisceaux de pompe et de signal fourni par la fibre optique elle-même, ce qui en font des milieux idéaux pour le développement d'applications de laser à très haute puissance.

Dans notre cas, l'ion de terre rare que nous avons choisi est l'ion d'erbium  $Er^{3+}$ . Cette terre rare est très utilisée pour des applications de télécommunication, pour sa bande d'émission couvrant les bandes C et L (1530nm à 1625nm) des réseaux de télécommunication actuels. L'erbium est facilement excitable en l'exposant à un faisceau laser de pompe. La figure 5.2 démontre les bandes d'énergie de ce milieu actif. En a), le placement des différentes bandes d'énergie est schématisé avec une représentation des différentes longueurs d'onde servant à exciter cet atome. Pour obtenir une émission à une longueur d'onde d'environ 1530nm, les atomes d'erbium doivent être excités au niveau  $^4I_{13/2}$ . Pour atteindre ce niveau, une pompe de 1485nm peut être utilisée pour exciter les atomes directement à ce niveau. Des lasers de pompe à 980nm et 807nm peuvent aussi être utilisés pour exciter l'atome à des niveaux supérieurs où des transitions de relaxation achemineront finalement l'atome vers le niveau  $^4I_{13/2}$ . Il est à noter que la transition entre les niveaux  $^4I_{11/2}$  et  $^4I_{13/2}$  peut également émettre un photon d'environ  $2.7\mu\text{m}$  de longueur d'onde. Un agrandissement des trois premières bandes schématise comment la largeur des bandes occasionne des énergies de gap variables. En effet, la largeur de ces bandes explique l'étendue de l'émission pouvant être produite par cet atome.

La figure 5.2b) représente les courbes d'absorption et d'émission pour une fibre optique dopée à l'erbium typique. En courbe continue, nous observons la courbe d'absorption de l'erbium. Sur le graphique principal, la courbe d'absorption représente l'absorption causée par une transition du niveau  $^4I_{15/2}$  vers le niveau  $^4I_{13/2}$ , tandis que le cartouche représente la transition entre les niveaux  $^4I_{15/2}$  et  $^4I_{11/2}$ . Cette dernière transition est atteinte en utilisant une longueur d'onde d'environ 980nm. Finalement, la courbe pointillée représente l'émission de radiation possible par une transition entre les niveaux  $^4I_{13/2}$  et  $^4I_{15/2}$ . Il est possible de noter que les maximums d'absorption et d'émission sont très près les uns des autres. Nous allons constater que ceci aura un impact significatif sur la courbe d'amplification effective de la fibre optique dopée.

En effet, si la fibre dopée à l'erbium ne possédait pas de pic d'absorption superposant le spectre d'émission, le gain de la fibre optique serait directement tel que représenté par la courbe pointillée de la figure 5.2b). Mais en réalité, s'il est possible d'émettre un photon à

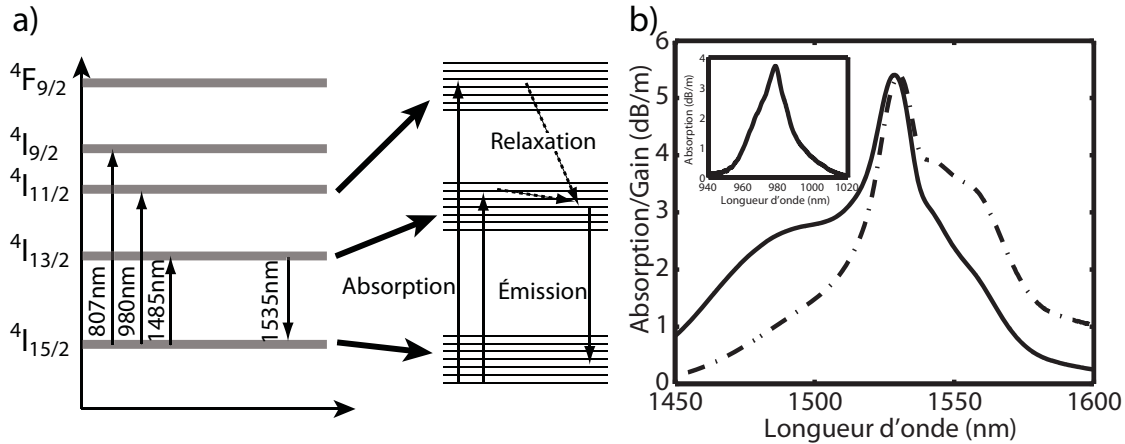


FIGURE 5.2 Bande énergétique de l'atome d'erbium dopée à l'intérieur d'une fibre optique de silice. a) Niveau d'énergie un agrandissement des trois niveaux d'énergie importants pour cette application et leurs élargissements en bande d'énergie. b) Spectre d'émission/absorption de l'atome d'erbium dopée dans la silice.

une énergie donnée, il est également possible qu'un photon de la même énergie soit absorbé, tel que décrit plus haut. Ceci vient modifier l'allure de la courbe d'émission de la fibre dopée. De plus, le spectre d'émission devient dépendant de plusieurs autres facteurs. Parmi ceux-ci, la puissance de pompe et la longueur de la fibre sont des facteurs très importants. La puissance de pompe dicte le niveau d'inversion de population du milieu. Plus la puissance de pompe est élevée, plus la population du niveau supérieur sera importante, résultant en une baisse de la probabilité d'absorption. Par contre, lorsque la puissance de pompe sature le milieu de gain, une grande partie de l'énergie ressort à l'autre extrémité de la fibre dopée sans être absorbée, réduisant l'efficacité de conversion. La longueur de la fibre dopée contrôle le volume du milieu actif. En considérant la puissance de pompe constante, lorsque la longueur de la fibre augmente, le temps de parcours des photons de pompe et l'efficacité de conversion augmentent. Par contre, la fin de la fibre risque de ne pas être saturée et la probabilité d'absorption augmente.

La figure 5.3 démontre la modification du spectre d'émissions de la fibre dopée en fonction de la longueur de la fibre, pour une puissance constante. Ces données ont été obtenues à l'aide du logiciel de simulation Liekki Application Designer v3.3. Le montage simulé consistait d'une pompe de 1480nm, injectée directement dans une fibre dopée à l'erbium. Les courbes de la figure 5.3 représentent le spectre d'émissions sortant de la fibre en contrapropagation pour différentes longueurs de fibre dopée. Le graphique 5.3a) démontre que plus la fibre s'allonge, plus l'émission augmente. À ce point, la forme de l'émission ne change pas avec la longueur



de la fibre puisque la totalité de la fibre est en saturation. Le niveau d'émissions ne fait qu'augmenter proportionnellement. Le spectre d'émissions de l'erbium saturé, pour la fibre utilisée, est composé d'un fort pic centré à 1531.5nm, d'un creux d'émissions à 1538.8nm et d'un plateau d'émissions presque constantes entre 1544nm et 1560nm.

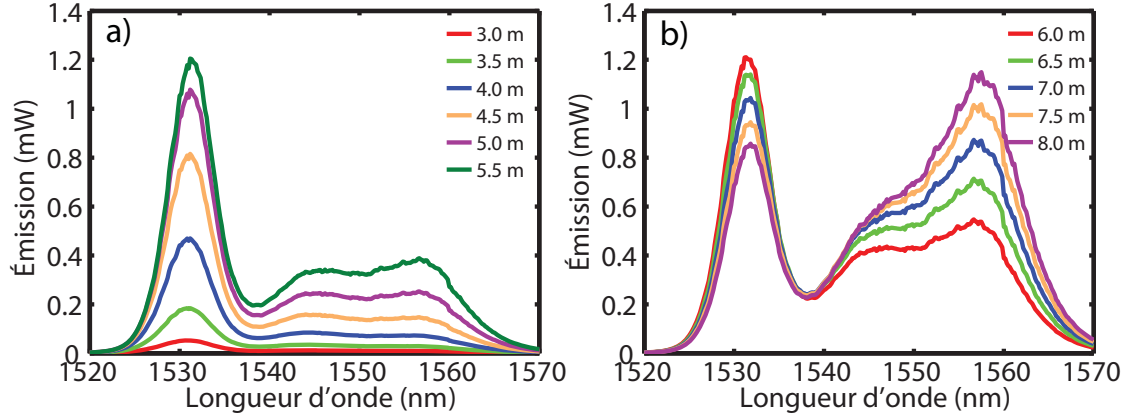


FIGURE 5.3 Spectre de l'émission spontanée de l'erbium en fonction de la longueur de la fibre dopée. Spectre récupéré en contrapropagation. a) Variation de la longueur de la fibre en état saturé (sans absorption importante). b) Allongement de la fibre vers un état non saturé, provoquant de l'absorption et une modification de la forme du spectre d'émissions. Données simulées à l'aide du logiciel de simulation Liekki Application Designer v3.3.

De son côté, le graphique 5.3b), démontre une évolution de la forme du spectre d'émission de la fibre dopée à l'erbium en fonction de la longueur de la fibre. Dans ces conditions, à la sortie de la fibre, l'énergie de la pompe a été fortement atténuée par absorption et est insuffisante pour saturer le milieu de gain. Au niveau des faibles longueurs d'onde, de l'absorption être observée à partir d'une longueur de fibre dopée de 6.0m. Ceci modifie donc la forme du spectre de gain de la fibre dopée pour favoriser l'amplification des fortes longueurs d'onde.

La figure 5.4 présente le même effet, mais observé dans le sens co-propagatif, c'est-à-dire dans le sens de propagation de la pompe. Ici, l'effet de l'absorption est encore plus marquée par le fait que les photons émis au début de la fibre doivent obligatoirement traverser la section de la fibre non saturée, ce qui n'était pas le cas de la contrapropagation.

Cet effet peut également être observé en fixant la longueur de la fibre et en réduisant la puissance de la pompe. De la même manière, lorsque la puissance diminue suffisamment, la fin de la fibre cesse d'être saturée et l'absorption des faibles longueurs d'onde augmente.

La longueur de la fibre dopée et la puissance de pompe doivent donc être sélectionnées de manière à optimiser l'efficacité de conversion et le spectre d'émissions en fonction de

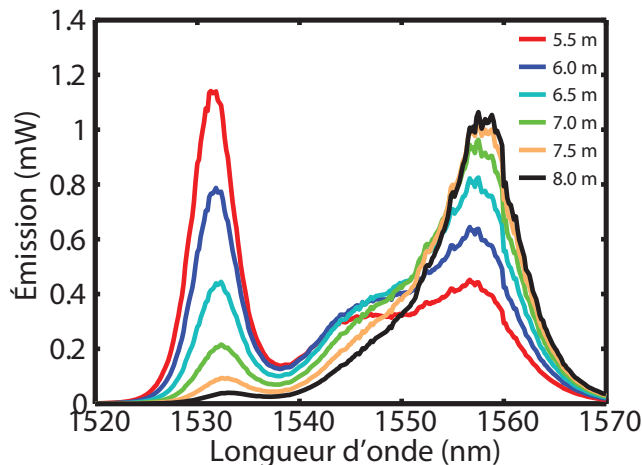


FIGURE 5.4 Spectre de l'émission spontanée de l'erbium en fonction de la longueur de la fibre dopée. Spectre récupéré en co-propagation. Allongement de la fibre vers un état non saturé provoquant de l'absorption et une modification de la forme du spectre d'émissions. Modification de la forme du spectre plus prononcée en co-propagation. Données simulées à l'aide du logiciel de simulation Liekki Application Designer v3.3.

l'application visée. Nous discuterons plus loin (5.2) des besoins spécifiques de ce projet et comment la longueur de la fibre optique dopée à l'erbium a été sélectionnée.

### 5.1.2 La cavité résonante

La cavité optique est un élément essentiel au fonctionnement d'un laser à fibre dopée à l'erbium. En absence d'une cavité laser, une fois excitée, la fibre se désexcite majoritairement par émissions spontanées produisant un spectre d'émission continu tel que précédemment illustré aux figures 5.3 et 5.4. Pour transformer ce spectre d'émission très large en une émission laser quasi-monochromatique, nous devons ajouter une cavité optique qui recirculera le signal sortant dans le milieu de gain. Ceci produira une amplification du signal par émission stimulée produisant une accumulation de photons cohérents. De plus, la cavité peut servir à filtrer les longueurs d'onde pouvant être amplifiées à l'aide des modes propres de la cavité qui ne laisse que les longueurs d'onde résonantes de la cavité circuler dans le milieu de gain.

La figure 5.5a) démontre une première configuration de laser à fibre basé sur les lasers conventionnels. Ici, la cavité optique est formée par la fixation de deux miroirs dichroïques aux extrémités de la fibre dopée. Le premier miroir est transparent à la longueur d'onde du laser de pompe et totalement réfléchissant aux longueurs d'onde d'émissions du laser. Ceci permet de focaliser le laser de pompe dans la fibre dopée afin d'exciter l'erbium à l'intérieur. Le deuxième miroir est de type semi-réfléchissant, de manière à permettre de retirer une partie de l'énergie

pour produire le faisceau de sortie. Même dans cette configuration primitive, d'importants avantages à utiliser de la fibre dopée sont révélés. Le confinement de la lumière de pompe et de signal à l'intérieur d'une fibre optique permet de n'avoir qu'une seule dimension à confiner par la cavité optique, simplifiant grandement l'alignement de la cavité optique. Les lasers à gaz, quant à eux, doivent confiner la lumière en trois dimensions, rendant nécessaire l'utilisation de miroirs sphériques dont l'alignement est très critique. Dans le cas d'un laser à fibre, le simple fait de bien cliver la fibre à chaque extrémité est suffisant pour produire un laser fonctionnel. Bien entendu, l'ajout de miroirs aux extrémités des facettes clivées est simple et augmente l'efficacité du confinement. Par contre, cette configuration est très peu utilisée à cause des pertes de couplage causées par l'introduction de la pompe dans la fibre. Les figures 5.5b) et c) démontrent deux configurations plus moderne de lasers à fibre beaucoup mieux adaptés pour utiliser la fibre dopée à l'erbium à son plein potentiel.

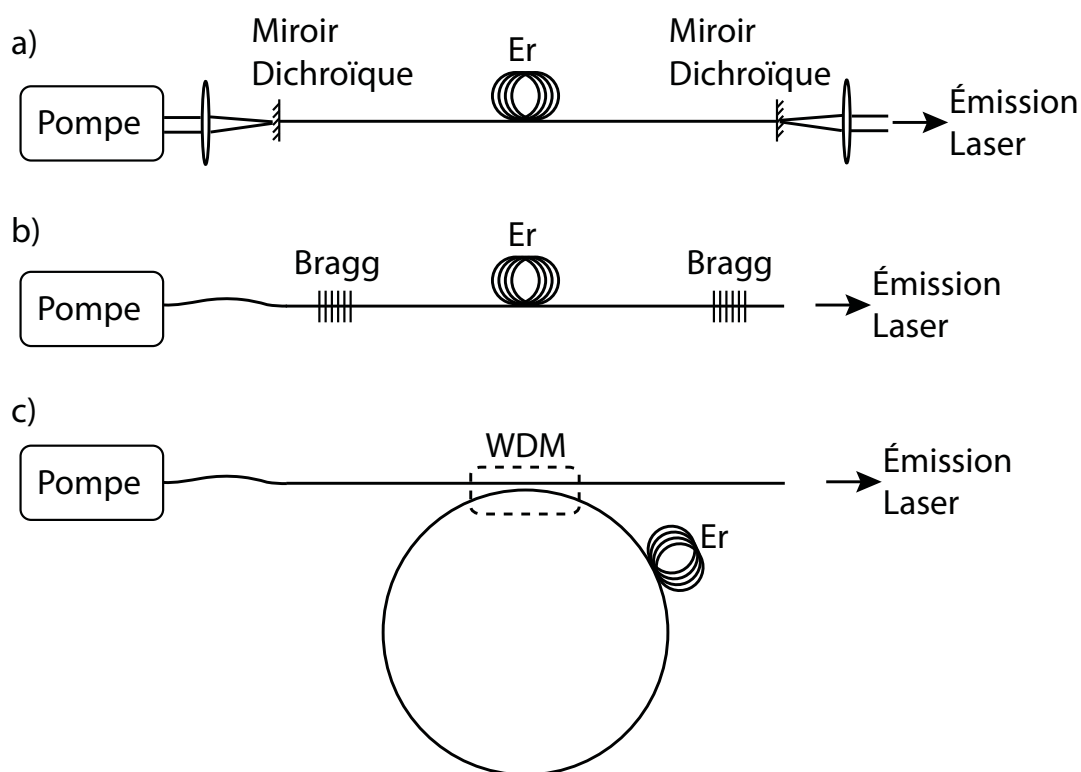


FIGURE 5.5 Différents types de lasers à fibre. a) Laser à fibre linéaire avec miroirs conventionnels. b) Laser à fibre linéaire avec réflecteur de Bragg et pompe fibrée. c) Laser à fibre en anneaux utilisant un coupleur fibré pour injecter l'énergie de pompe.

En b) et c) le couplage des diodes lasers pré-couplées dans une fibre optique est utilisé comme source de pompe. Ceci permet de facilement coupler l'énergie de pompe dans la fibre optique dopée à l'erbium à l'aide d'épissures directes ou par l'entremise d'un coupleur de

type multiplexeur en longueur d'onde (WDM), et d'éliminer une grande part des pertes de couplage de la pompe. Il n'est par contre plus possible de cliver la fibre pour introduire un miroir dichroïque. De plus, ces configurations présentent également une sortie d'émissions laser fibrée, ce qui facilite le couplage vers d'autres composants fibrés, très utilisés dans les réseaux de télécommunication.

La figure 5.5b) présente une configuration de laser à fibre de type linéaire, très semblable à la configuration précédente. Pour introduire un réflecteur de chaque côté de la fibre dopée sans sectionner la fibre, des réseaux de Bragg fibrés sont utilisés. Ceux-ci peuvent être inscrits directement dans la fibre dopée ou dans des fibres standards photosensibles, et ensuite fusionnés aux embouts de la fibre active. Les réflecteurs de Bragg peuvent facilement être conçus pour réfléchir les longueurs d'onde d'émissions et transmettre ceux de la pompe. Les longueurs d'onde de Bragg des réflecteurs déterminent une gamme de fréquences pouvant résonner dans la cavité, limitant ainsi les longueurs d'onde pouvant être émises par le laser à fibre. En ajustant les propriétés de ces réflecteurs il est possible d'accorder la longueur d'onde d'émission. De plus, les longueurs d'onde non désirées d'un réflecteur dans le spectre d'émission peuvent être éliminées en modifiant le second réflecteur de Bragg de manière à obtenir deux réflecteurs différents ne possédant que certaines longueurs d'onde de Bragg en commun.

La figure 5.5c) présente une configuration de lasers à fibre très répandue ; la configuration en boucle. Ici, les réflecteurs sont éliminés totalement. La recirculation des photons est assurée en connectant la fin de la fibre optique à son entrée. Ceci résulte en un anneau de fibre optique où un signal s'y propageant revient sans cesse au même point, ce qui représente le même principe de fonctionnement que les microcavités étudiées dans ce document. De manière générale, une telle cavité en boucle est considérée comme étant très longue et ayant un ISL qui tend vers zéro (éq. : 2.14). On dit que la cavité fonctionne en ondes propagatives au lieu d'en ondes stationnaires, comme une cavité Fabry-Pérot traditionnelle. Les atomes d'erbium sont donc libres d'amplifier n'importe quelles longueurs d'onde puisqu'elles sont toutes supportées par la cavité. À la base, ce type de laser à fibre n'a aucun mécanisme pour sélectionner la longueur d'onde d'émissions. C'est ici que les filtres présentés au chapitre précédent seront utilisés. En introduisant un de ces filtres à l'intérieur de la cavité en boucle, il sera possible de sélectionner la longueur d'onde d'émissions du laser à fibre dopée à l'erbium. Pour introduire l'énergie de la pompe dans la boucle, des coupleurs fibrés de type multiplexeur en longueur d'onde (WDM) sont utilisés. Ces composants ont des pertes extrêmement faibles, permettant un transfert pratiquement sans perte de l'énergie de pompe dans la boucle sans perturber, ou très peu, la propagation du signal dans la boucle. Ces mêmes coupleurs peuvent être conçus pour retirer une partie du faisceau laser circulant dans la boucle. Un second coupleur large

bande de retrait pourrait aussi être utilisé avec des pourcentages de retrait variés.

## 5.2 Montage expérimental

Cette section décrit le montage expérimental qui a été utilisé pour produire un laser à fibre avec une émission spectrale contrôlée par un filtre à microcavité optique. La conception du laser à fibre est ici discutée, et le choix des différents composants est justifié.

La figure 5.6 présente un schéma du laser à fibre qui a été réalisé en laboratoire pour prouver le principe de contrôle spectral, à l'aide de filtres à microcavités circulaires de silice.

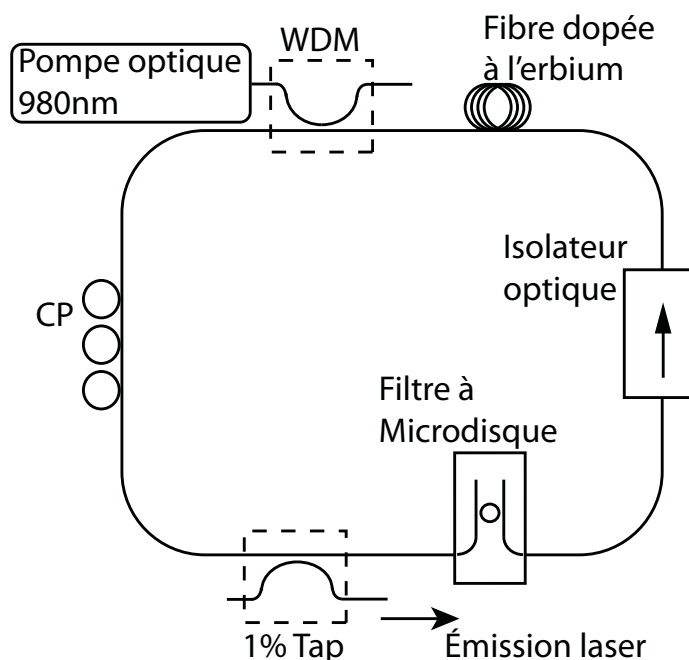


FIGURE 5.6 Montage expérimental d'un laser à fibre en configuration anneau composé d'une longueur de fibre dopée à l'erbium, d'un isolateur optique, d'un contrôleur de polarisation, de deux coupleurs fibrés et d'un filtre à microcavités.

Une cavité de type anneau a été utilisée. Le premier élément de la cavité optique est une fibre dopée à l'erbium de deux mètres de longueur, agissant comme milieu de gain. Cette longueur a été choisie afin de minimiser l'absorption autour de 1530 nm et aussi réduire l'étendue spectrale. En effet, en gardant la longueur de la fibre dopée suffisamment courte et en n'utilisant aucun filtre de nivelage de gain, il est possible d'obtenir des spectres d'émission spontanée tels que ceux présentés précédemment à la figure 5.3a). De plus, la longueur de la fibre doit être choisie en fonction de la puissance de la pompe. Dans notre cas, une diode laser de pompe opérant à une longueur d'onde de 980 nm a été utilisée pour exciter l'erbium.

Cette diode n'était pas particulièrement puissante, la longueur de la fibre a dû être limitée à deux mètres pour obtenir un bon rapport entre l'émission à 1530 nm et celle du plateau centré sur 1550 nm. La motivation derrière la décision de restreindre la région de fort gain, est de simplifier le comportement et l'analyse des phénomènes d'émissions. Ceci nous permet de nous concentrer sur les longueurs d'onde se trouvant autour de 1530 nm et de négliger les autres. De plus, en ayant un spectre de fort gain restreint, ceci nous permet de produire un laser à fibre émettant à une seule longueur d'onde, en utilisant un filtre possédant un ISL plus élevé que la largeur de la fenêtre de gain élevé.

Ensuite, un isolateur optique est utilisé pour imposer un sens de propagation du signal laser dans la cavité. Une contrapropagation est imposée dans notre montage pour minimiser l'absorption de l'émission spontanée initiale. Cet isolateur permet également de bloquer la propagation de l'énergie de pompe non absorbée par l'erbium.

Deux coupleurs à fibre optique fusionnée sont utilisés pour agir comme entrée et sortie de la cavité optique. Un premier coupleur de type WDM est utilisé pour introduire l'énergie de pompe à 980 nm sans affecter la propagation du signal laser à 1530 nm. Ensuite, un coupleur de type "tap" sert à retirer une partie du signal résonant dans la cavité pour l'acheminer vers une fibre optique de sortie, ce qui constitue la sortie du laser à fibre. Le signal sortant peut ensuite être utilisé dans diverses applications. La puissance de sortie du laser à fibre peut être réglée en modifiant le taux de retrait du tap. Ici, un tap de 1% a été utilisé pour maximiser le signal réinjecté dans la cavité. Ces deux composants, fabriqués au laboratoire de fibre optique, offrent de très bonnes performances avec leurs pertes pratiquement négligeables en comparaison des pertes du reste du système.

Telle que discutée plus haut, une diode laser de pompe est utilisée pour exciter l'erbium avec des photons de 980 nm de longueur d'onde.

Un contrôleur de polarisation permet de changer l'état de polarisation du signal circulant dans la cavité. Ceci est très utile pour optimiser le fonctionnement du laser à fibre, et sera particulièrement utile pour choisir le mode excité dans les microcavités, en modifiant l'état de la polarisation à l'entrée du filtre.

Finalement, un filtre à microcavités est utilisé pour sélectionner la ou les longueurs d'onde résonantes dans la cavité. Ce sujet sera discuté plus en détail dans la prochaine section.

### 5.3 Utilisation de filtres à base de microcavités pour contrôler l'émission d'un laser à fibre

Étant donné qu'un laser à fibre en configuration en anneau ne contient aucun mécanisme de filtration du signal se propageant dans la cavité dû aux modes propres, quasi-continus, de la cavité, il est essentiel que le signal soit filtré par un autre moyen. Si ce n'est pas le cas, le laser émettra à quelques longueurs d'onde où le gain est maximal. Ces pics d'émissions seront aléatoires et fluctueront dans le temps.

Il est donc nécessaire de filtrer le signal se propageant dans la cavité de manière à induire des pertes aux longueurs d'ondes non désirées. Le but est de modifier les pertes spectrales d'un tour de cavité, de façon à ce qu'il soit impossible que les gains égalent les pertes pour toutes les longueurs d'onde autres que ceux dont nous désirons l'émission. Un filtre spectral doit donc être introduit dans le chemin optique de la cavité en anneau. N'importe quel filtre spectral peut être utilisé pour sélectionner la longueur d'onde d'émissions du laser. Par contre, si la largeur de la bande de transmission est trop grande, le laser sera victime de fluctuations. Le laser émettra à la longueur d'onde de transmission maximale du filtre, mais toutes les perturbations naturelles du laser à fibre viendront constamment changer la longueur d'onde de gain maximal. La longueur d'onde d'émissions suivra donc ces fluctuations. Il est donc important d'utiliser un filtre spectral avec une bande passante la plus étroite possible. Le facteur de qualité extrêmement élevé des microcavités circulaires de silicium leur donne justement cette caractéristique. L'utilisation des filtres en transmission présentés au chapitre 4 semble donc être un choix parfait.

La figure 5.7 présente des résultats d'émissions laser contrôlés en longueur d'onde par un filtre à microdisque de silicium.

Le filtre utilisé est de type ajout/retrait avec une seule microcavité. Un rayon d'environ  $85\text{ }\mu\text{m}$  produit un filtre avec des résonances périodiques de 430 GHz d'ISL. La courbe en pointillés bleue représente le spectre de transmission de ce filtre, tandis que la courbe pleine rouge décrit le spectre d'émissions du laser à fibre. La correspondance entre les deux courbes est facile à observer. En effet, deux des trois résonances principales visibles sur la figure sont parfaitement superposées aux deux pics d'émissions laser. Il est possible de détecter la présence de la troisième résonance dans le spectre d'émissions laser. Ceci signifie que le filtre permet aux pertes de s'approcher des gains, mais un écart entre les deux existe toujours, empêchant un troisième mode laser de se former. Ceci est le résultat de la forme de la courbe de gain qui est directement reliée aux spectres d'émissions spontanées précédemment décrits. La courbe de gain suit donc la courbe d'émissions spontanées. Cette dernière décrit une région de forts gains autour de 1530 nm, qui diminue rapidement en s'y éloignant. Ceci occasionne

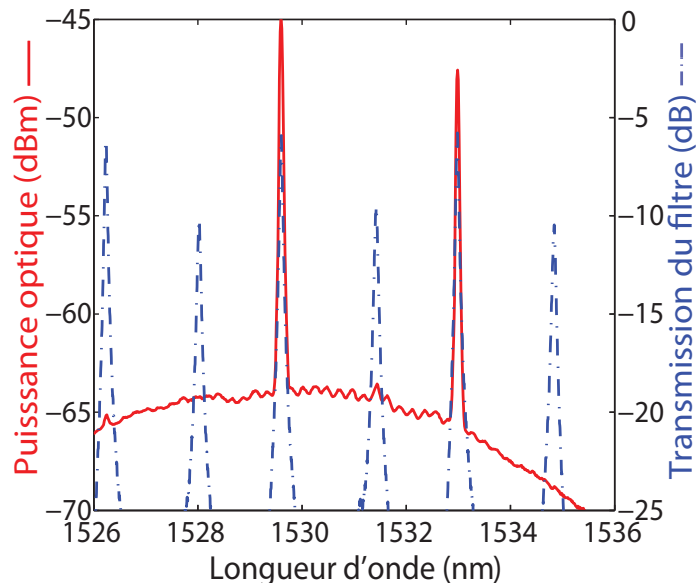


FIGURE 5.7 Superposition du spectre d'émissions d'un laser à fibre avec le spectre de transmission du filtre le composant. Deux résonances principales de la microcavité produisent des modes lasers.

que seules les longueurs d'onde d'environ 1530 nm peuvent avoir un gain suffisamment élevé pour égaler les pertes. Aucune autres des résonances de la cavité ne pourra donc résonner. Il est par contre possible d'utiliser certains composants servant à niveler le gain de l'erbium. Ceci permettrait de créer un laser à fibre dopée à l'erbium possédant un spectre d'émissions périodiques sur toute la largeur du spectre d'émissions de l'erbium. Le filtre utilisé comporte également une famille de modes secondaires. L'écart de 4 dB de transmission assure que seules les résonances principales de la microcavité donneront lieu à des modes lasers.

## 5.4 Résultats de lasers à fibre configurables

Cette section présente des résultats démontrant les possibilités qu'offrent les filtres à microcavités pour la conception de lasers à fibre totalement configurables. Des exemples de lasers à fibre opérant en simple ou en multi longueurs d'onde sont présentés. De plus, des lasers multi longueurs d'onde périodiques et non périodiques sont exposés. Les performances des émissions lasers sont commentées et les filtres utilisés décrits.

La figure 5.8 présente un laser à simple longueur d'onde, ou monomode. Pour obtenir un laser monomode, il est important de limiter le nombre de longueurs d'onde supportées par la cavité à une seule. En fait, ceci n'est pas parfaitement vrai. Il s'agit de limiter les modes



supportés à un seul, sur l'étendue de la région spectrale où le gain est fort, c'est à dire entre 1525 nm et 1535 nm pour cette configuration de laser. Il faut donc utiliser un filtre possédant un ISL plus grand que 10 nm.

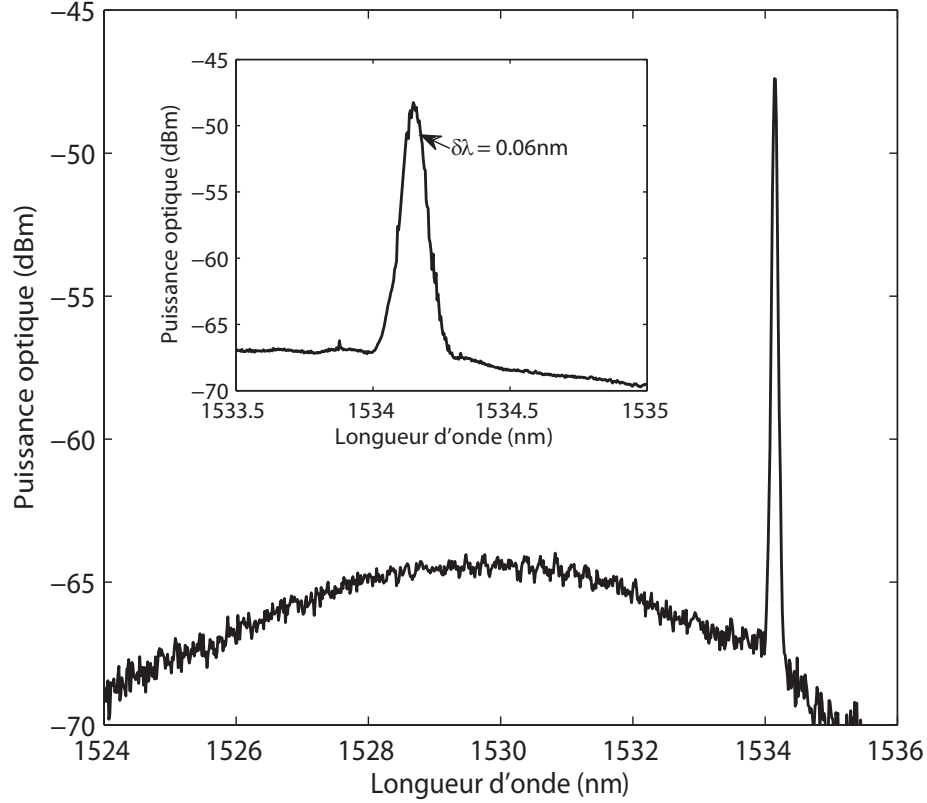


FIGURE 5.8 Émission laser d'un EDFL monomode. Démonstration d'un laser monomode utilisant un filtre simple cavité composé d'un microdisque de 40  $\mu\text{m}$  de diamètre. Le cartouche présente un agrandissement du pic laser où une largeur à mi-hauteur de 0.06 nm peut être observée. Mesure limitée par la résolution de l'analyseur de spectre utilisé pour faire l'acquisition.

Un filtre fabriqué à l'aide d'un microdisque de 40  $\mu\text{m}$  a été utilisé pour produire cette émission laser monomode. À ce diamètre, l'ISL est d'environ 14 nm, ce qui est suffisamment large pour qu'une seule des résonances de la microcavité puisse produire un signal laser.

Le cartouche de la figure 5.8 présente un agrandissement du pic laser. Nous voyons que ce laser émet à une longueur d'onde centrale de 1534.2 nm, et possède une largeur à mi-hauteur de 0.06 nm. Cette largeur d'émission est comparable à d'autres résultats de lasers à fibre Bellemare *et al.* (2000); Zhang *et al.* (2005). Par contre, cette mesure est limitée par la résolution de l'appareil de mesure utilisé. Un analyseur de spectres avec une résolution de 0.04 nm a été utilisé pour caractériser le pic laser. Une technique de caractérisation beaucoup

plus précise devrait être utilisée afin de déterminer la largeur à mi-hauteur réelle de ce laser. Par exemple, une cavité Fabry-Pérot variable peut être utilisée pour mesurer avec une grande précision la largeur de l'émission laser.

La figure 5.9 démontre comment, à l'aide des différents types de filtres présentés au chapitre 4, il est possible de produire une multitude de spectres d'émissions laser. Tel que décrits plus haut, en a) et b), nous avons les spectres d'émissions pouvant être produits avec des filtres à microcavité simple. Il est donc possible à l'aide de filtres à simple microdisque, de produire des lasers monomodes ainsi que des lasers multi longueurs d'onde périodiques en fréquence.

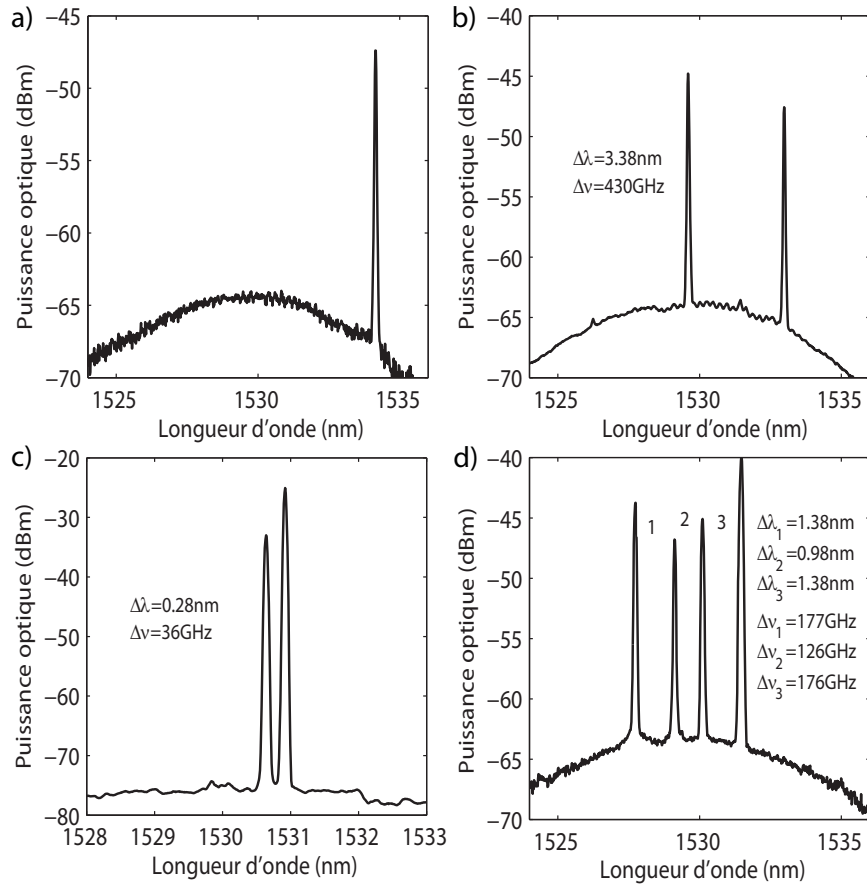


FIGURE 5.9 Émissions lasers de quatre différents types de lasers. a) Laser monomode utilisant un filtre simple cavité. b) Laser multi longueurs d'onde périodique en fréquence utilisant un filtre simple cavité. c) Laser à deux longueurs d'onde non périodique avec un espacement de 0.28 nm produit avec un filtre multi disques. d) Laser multi longueurs d'onde non périodique utilisant un filtre composé de quatre microcavités.

L'espacement entre les pics laser et leur emplacement peuvent être configurés en modi-

fiant la taille de la microcavité. Ceci peut être accompli de différentes façons. Premièrement, l'ajustement de l'espacement entre les pics requiert une grande variation du diamètre de la cavité, ceci peut être accompli en changeant la dimension de la cavité lors de la fabrication. C'est-à-dire en modifiant la taille des motifs du masque de photolithographie. Ensuite, pour les ajustements plus précis qui sont requis pour ajuster de la longueur d'onde d'émissions, il est possible de le faire à l'aide de variations au niveau du procédé. Par exemple, en plongeant les cavités dans le HF pour une brève durée, question d'altérer très légèrement leurs dimensions. Cette méthode offre un niveau de contrôle supplémentaire mais demeure imprécise. Par contre, il est également possible de modifier la longueur d'onde d'émissions du laser en modifiant activement la longueur de la microcavité. En chauffant cette dernière, ses dimensions et son indice de réfraction se modifient, changeant ainsi le parcours optique et la longueur d'onde de résonance. Il est donc possible de configurer des lasers monomodes et multi modes périodiques.

Il est également possible de fabriquer des lasers à fibre dopée à l'erbium multi longueurs d'onde non périodiques en utilisant des filtres multi cavités. Les spectres de la figure 5.9 c) et d) démontrent de tels lasers à fibre multi longueurs d'onde non périodiques. Premièrement, le spectre c) présente un laser à deux longueurs d'onde séparées par 0.28 nm, ce qui correspond à deux microdisques ayant une variation de rayon d'environ 20 nm. Cette variation de dimensions n'est pas atteignable à l'aide des techniques de fabrication standard.

De son côté, le spectre d) présente un laser à quatre longueurs d'onde à espacements non périodiques. En effet, avec des espacements de 177 GHz, 126 GHz et 176 GHz, il est facile de constater que ce spectre d'émissions ne peut provenir d'une seule microcavité. Il s'agit ici d'un filtre composé de quatre microdisques fabriqués côte à côte avec des diamètres légèrement différents. Dans ce cas, la différence entre les microdisques est reliée à la résolution de la fabrication du masque de photolithographie ( $\approx 0.1\mu m$ ). Ici, chacune des quatre émissions lasers est générée par une des quatre microcavités contenues dans le filtre. Il serait donc possible de créer des filtres multi longueurs d'onde configurables composés d'une multitude de résonances produites, en combinant un nombre semblable de cavités sur un seul filtre.

## 5.5 Conclusion

Ce chapitre a décrit une application très importante pour les microcavités circulaires de silicium. Il a été expliqué comment, à l'aide des filtres spectraux à base de microcavités (décrits au chapitre 4), il est possible de contrôler l'émission d'un laser à fibre dopée à l'erbium. Les principes physiques derrière le fonctionnement des lasers ont été expliqués brièvement, mettant plutôt l'accent sur des lasers à fibre dopée à l'erbium et leurs particularités. De plus,

l'avantage que la bande passante extrêmement étroite des filtres à base de microdisques amène au laser à fibre a été énoncée. Le montage expérimental qui a mené à la réalisation de laser à fibre fonctionnel a été présenté. Finalement, des résultats expérimentaux sont venus prouver le fonctionnement de ces lasers. Des lasers simples et multi longueurs d'onde ont été démontrés. De plus, deux types de lasers multi longueurs d'onde ont été réalisés, soit les lasers périodiques et non périodiques en fréquences.

Le développement de cette application a bien sûr été sujet à sa part de problèmes. Le problème d'alignement traité au chapitre précédent a évidemment eu des répercussions ici en augmentant radicalement les pertes de la cavité laser. Un meilleur système d'alignement permettrait donc de réduire les pertes de la cavité laser et augmenterait son efficacité. Ensuite, le plus gros défi de la production de laser configurable est la fabrication des filtres avec des paramètres très précis. Des procédés de fabrications plus précis, tel que la photolithographie UV lointain, seraient nécessaires pour assurer la fabrication de microdisques avec des dimensions aux centaines de nanomètre près.

Cette nouvelle manière de contrôler l'émission d'un laser à fibre dopée à l'erbium offre une nouvelle manière de fabriquer des sources lasers avec des spectres d'émissions totalement configurables. Il ne s'agit que de concevoir le filtre approprié avec le nombre et les diamètres de cavités nécessaires pour obtenir les longueurs d'onde de résonance et les ISL désirés.

Ce type de laser configurable pourrait trouver des applications dans des domaines très importants tels que les réseaux de télécommunication multiplexés en longueurs d'onde ou encore dans des applications de capteurs en parallèle.

# Chapitre 6

## Guide d'onde de cavités couplées

Les guides d'onde de cavités couplées, ou CROW (Coupled resonator optical waveguides), ont été proposés par Yariv *et al.* (1999) comme étant un nouveau type de guide d'onde basé sur le transfert d'énergie entre une succession de microcavités faiblement couplées. Comme nous l'avons vu précédemment, une microcavité est conçue pour emprisonner la lumière. Par contre si un autre objet, par exemple une fibre effilée ou une autre cavité, est placé à proximité de la cavité, une partie de la lumière peut s'échapper vers l'autre guide par couplage évanescent. Il est donc possible de transférer de l'énergie optique d'une cavité vers une autre en positionnant cette deuxième cavité très près de la première. En répétant ce principe plusieurs fois, nous pouvons guider un signal optique sur un trajet donné.

Ce nouveau type de guide d'onde comporte des propriétés très intéressantes pour plusieurs applications. En effet, le couplage entre les différentes cavités diminue le facteur de qualité de chaque cavité individuelle permettant de fabriquer les filtres spectraux avec des bandes passantes plus élevées Little *et al.* (1997). La largeur de cette bande passante peut être modifiée en variant l'écart entre les cavités. En se propageant au travers d'une telle structure, la lumière se trouve retardée par chaque microcavité, ralentissant donc sa vitesse de groupe  $\nu_g$ . Cette propriété peut être exploitée pour des applications d'optique non linéaire puisque plus la lumière est retardée, plus elle se densifie Yariv *et al.* (1999). De plus, le retard que la lumière cumule en traversant un tel guide peut être utilisé pour fabriquer des dispositifs de tampon optique Xia *et al.* (2006).

Ce chapitre porte principalement sur cette dernière application, celle des tampons optiques. Pour être plus efficace, la prochaine génération de routeur de télécommunication devra fonctionner sans les conversions électro-optiques actuellement utilisées. Le développement de tampons tout optique est donc nécessaire. Ces tampons agissent comme mémoire temporaire, afin de retarder le signal le temps d'analyser où le signal doit être acheminé.

Des guides d'onde de cavités couplées utilisant plusieurs types de microcavités ont déjà été discutés, et dans certains cas démontrés. Parmi ceux-ci, nous trouvons les cavités à cristaux photoniques Olivier *et al.* (2001), les microanneaux Xia *et al.* (2006), les microdisques Nakagawa *et al.* (2005) et les microsphères Astratov *et al.* (2004). Une analyse conceptuelle menée par Poon *et al.* a démontrée l'énorme potentiel des résonateurs de silice. Leur facteur

de qualité extrêmement élevé (pouvant atteindre  $10^8$  dans le cas des microtoroïdes DK *et al.* (2003)) et leurs très faibles pertes donnent à ce type de résonateurs la possibilité de retarder la lumière pour quelques nanosecondes Poon *et al.* (2004b).

Ce chapitre présente, en un premier temps, la théorie derrière les guides d'onde de cavités couplées, et ce afin de donner au lecteur une bonne compréhension du fonctionnement et des limitations théoriques de cette technologie. En second lieu, les légères modifications au procédé de fabrication sont discuté. Ensuite, des résultats expérimentaux de transmission sont présentés et analysés. La section suivante explique la méthode utilisée pour effectuer la caractérisation temporelle de ces structures et des premiers résultats de mesure de délai réel sont présentés afin de prouver la fonctionnalité du montage de caractérisation. Finalement, ce projet étant en continuité, les étapes futures à franchir pour atteindre un dispositif fonctionnel sont discutées.

## 6.1 Théorie sur les CROW

Les guides d'onde de cavités couplées sont composés d'une chaîne de microcavités fabriquées très près les unes des autres. La lumière est injectée dans le premier microdisque, tel que décrit au chapitre 2, où elle sera confinée pour un certain temps  $\tau$ . La lumière sera ensuite transférée à la deuxième cavité par couplage évanescent, où elle sera à nouveau confinée pour un temps  $\tau$ . Le signal optique se propagera donc au travers du guide d'onde sautant de cavités en cavités par couplage évanescent et en accumulant un délai important à chaque cavité qu'il traverse.

Cette section présente la théorie associée au guide d'onde de cavités couplées (CROW). Elle débute avec une description du couplage évanescent qui se produit entre deux cavités adjacentes séparées par un petit écart de l'ordre du micromètre. Les propriétés dispersives de ces structures sont ensuite étudiées en utilisant une méthode matricielle. Finalement, une description des comportements et des limitations de ces structures sont discutés afin de permettre une bonne compréhension des paramètres de conception de telles structures.

### 6.1.1 Couplage évanescent entre deux microdisques

L'élément clé des guides d'onde à cavités couplées est le transfert d'énergie optique d'une cavité vers une autre, et ce de manière lente. En effet, sans ce couplage évanescent entre les cavités, il serait impossible qu'un signal optique se propage dans le guide, ce dernier resterait plutôt piégé dans la première cavité. Le coefficient de couplage ( $|\kappa|$ ) est au coeur de la transmission de ce type de guide, il déterminera la vitesse avec laquelle le signal se propagera

au travers du guide.  $|\kappa|$  détermine la quantité de puissance optique qui sera transférée d'une cavité à l'autre à chaque tour de cavité. Plus  $|\kappa|$  est grand, plus la puissance d'un signal optique se transfère rapidement à la prochaine cavité et moins elle reste longtemps dans la première. De cette manière, le signal sera acheminé plus ou moins rapidement au travers du guide. Il est donc essentiel de bien contrôler le coefficient de couplage entre les cavités.

Pour bien contrôler

$$\kappa(z) = \frac{k^2}{2\sqrt{\beta^2}} \int_{A_\infty} (n^2 - \bar{n}^2) e_{c1}^*(x, y, z) e_{c2}(x, y, z) dA, \quad (6.1)$$

$$\kappa = \int_{-\infty}^{\infty} \kappa(z) \exp(-i\Delta\beta z) dz. \quad (6.2)$$

où les indices 1 et 2 identifient les deux cavités non perturbées, et donc  $\kappa$  décrit le transfert d'énergie de la cavité 1 vers la cavité 2. Ensuite,  $k$  représente le vecteur d'onde,  $\bar{n}$  et  $n$  sont respectivement les profils d'indice de réfraction non perturbé et perturbé de la première cavité,  $A$  représente la section du système de guide d'onde et  $\beta$  est la constante de propagation des deux modes. Étant donné que les deux modes détiennent la même constante de propagation,  $\Delta\beta = 0$  et l'exponentielle de l'équation 6.2 égale 1.

En calculant cette intégrale pour plusieurs valeurs d'écart entre les cavités, il a été possible de tracer une courbe décrivant le coefficient de couplage en fonction de l'écart (figure 6.1b). Ce résultat théorique sera très utile pour analyser les données expérimentales présentées plus loin. Nous l'utiliserons pour tenter de prédire l'écart inter-cavité à partir des données expérimentales récoltées. Cet écart, pouvant être vérifié au microscope électronique, nous permettra de valider nos résultats.

### 6.1.2 Relation de dispersion par la méthode matricielle

Cette section présente un modèle théorique, basé sur la méthode des matrices de transfert, qui décrit la propagation de la lumière à l'intérieur d'un guide d'onde de cavités couplées. D'autres modèles peuvent également être utilisés pour décrire ces guides, tel que l'approche liaison forte de la physique du solide Yariv *et al.* (1999) et l'analyse temporelle Christodoulides et Efremidis (2002). La méthode matricielle sera donc présentée ici parce qu'elle offre une option simple, très puissante, qui permet de modéliser des guides de longueur finis.

La démarche présentée pour obtenir la relation de dispersion  $\omega(K)$  est basée sur la démonstration de Poon *et al.* (2004a).

Commençons par donner une description du système optique en question. La figure 6.2 schématise une section d'un guide d'onde de cavités couplées. Nous avons un système

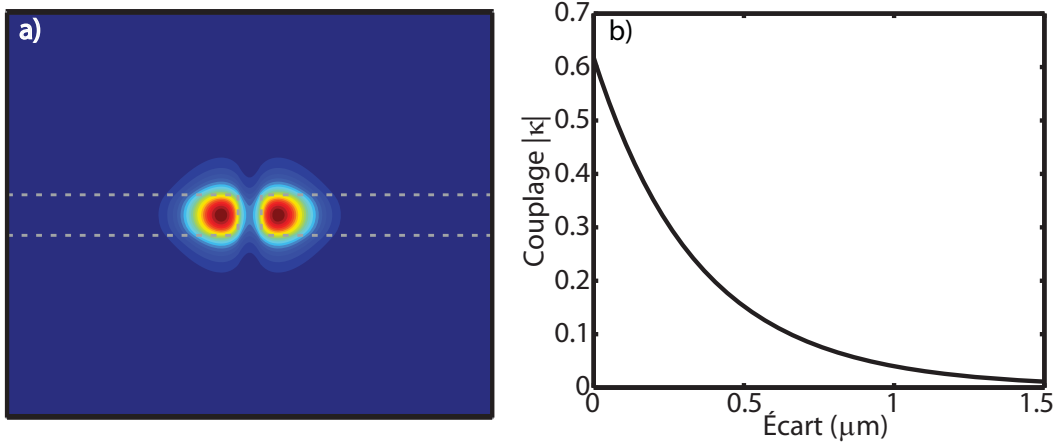


FIGURE 6.1 a) Distribution modale des champs électriques de deux modes de galeries non-perturbés situés dans deux microdisques adjacents séparés d'un micromètre. Les deux modes se recouvrent de manière à obtenir un transfert d'énergie par couplage évanescent. b) Courbe représentant le coefficient de couplage  $|\kappa|$  en fonction de l'écart entre les microdisques.

périodique, qui se répète à chaque microdisque, avec un pas de  $\Lambda = 2R + G_{I.C.} \approx 2R$ , où  $G_{I.C.}$  représente le gap ou écart inter-cavité. Chaque répétition est formée de deux interactions optiques ; une propagation dans la cavité où la lumière accumule un déphasage et une région de couplage où une partie du signal est transmis à la prochaine cavité, tandis que le reste du signal est recirculé dans la cavité.

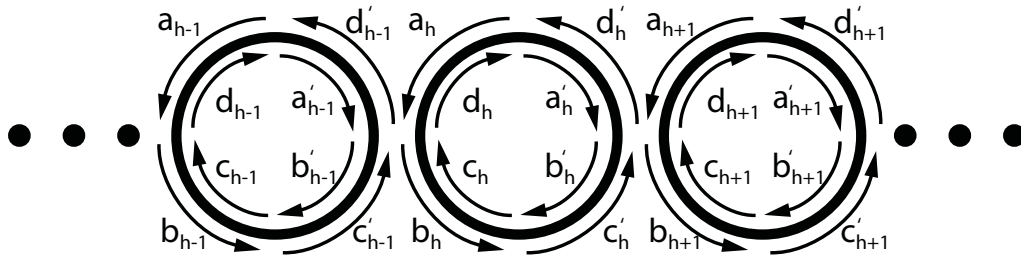


FIGURE 6.2 Schématisation des champs propagatifs et contrapropagatifs d'un guide d'onde de cavités couplées infini.

La région de couplage peut facilement être approximée à une réflexion partielle, tel que vue dans des systèmes de multicouches. Il est donc facile de faire une analogie entre notre structure et celle d'un système de réflecteur de Bragg.

Nous devons donc premièrement établir les matrices de transferts pour les deux phénomènes en cause. Premièrement, le couplage entre les cavités peut être décrit par la relation :



$$\begin{bmatrix} b'_h \\ b_{h+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t & \kappa \\ -\kappa^* & t^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a'_h \\ a_{h+1} \end{bmatrix}, \quad (6.3)$$

où  $a$  et  $b$  sont les amplitudes des champs tel que représentées à figure 6.2.  $h$  identifie les différentes répétitions du réseau,  $\kappa$  est le coefficient de couplage déterminé à la section précédente, et  $t$  est le coefficient de transmission. La conservation de l'énergie impose  $|t|^2 + |\kappa|^2 = 1$  (en supposant que le couplage se produit sans perte).

En définissant :

$$x_h = \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \\ d \end{bmatrix}, \quad (6.4)$$

comme un vecteur contenant toutes les amplitudes de champs en un point donné du guide d'onde, nous devons reformuler l'équation 6.3 comme suit :

$$x_{h+1} = \begin{bmatrix} p & 0 \\ 0 & p \end{bmatrix} x'_h = P x'_h, \quad (6.5)$$

$$\text{où } p = \frac{1}{\kappa} \begin{bmatrix} -t & 1 \\ -1 & t^* \end{bmatrix}. \quad (6.6)$$

Il est donc possible de calculer les champs entrants dans la cavité  $h+1$  à partir des champs s'y trouvant déjà et de ceux à la sortie de la précédente. De manière similaire, il est possible de trouver une matrice de transfert décrivant le décalage de phase que la lumière subit en se propageant à l'intérieur d'un microdisque.

$$x'_{h+1} = \begin{bmatrix} q & 0 \\ 0 & q \end{bmatrix} x_h = Q x_h, \quad (6.7)$$

$$\text{où } q = \begin{bmatrix} 0 & e^{-i\beta R\pi} \\ e^{i\beta R\pi} & 0 \end{bmatrix}. \quad (6.8)$$

Il est donc possible de calculer l'état des amplitudes à la sortie d'une cavité en fonction des champs à son entrée. En combinant les deux, il est possible d'obtenir le vecteur des champs

pour n'importe quel point dans un guide d'onde à partir des champs à l'entrée de la première cavité en effectuant des multiplications successives de  $P$  et de  $Q$ , tel que  $x_h = (PQ)^{h-1}x_1$ . De plus, les différentes matrices  $P$  et  $Q$  peuvent être individuellement modifiées pour tenir compte de certaines différences entre les cavités. De plus des matrices  $P$  avec des valeurs de  $t$  et  $\kappa$  différentes peuvent être facilement ajoutées pour décrire le couplage avec les fibres effilées d'entrées et de sorties, question de décrire le système en entier.

Ensuite, en utilisant le théorème de Bloch, nous savons que la valeur de  $x_h$  est périodique avec un pas de  $\Lambda$ . Nous avons donc deux équations différentes pour exprimer la valeur de  $x_{h+1}$  en fonction de  $x_h$  :

$$x_{h+1} = PQx_h, \quad (6.9)$$

$$x_{h+1} = \exp(-iK\Lambda)x_h, \quad (6.10)$$

où  $K$  est le vecteur d'onde du guide d'onde, à ne pas confondre avec  $k$ , le vecteur d'onde de la lumière à l'intérieur d'une cavité. En combinant les deux équations, nous posons :

$$\det |PQ - I \exp(-iK\Lambda)| = 0, \quad (6.11)$$

où  $I$  est la matrice identité. Il est ensuite possible de résoudre cette équation, en considérant que  $\Im(\kappa) \ll \Re(\kappa)$ , afin obtenir :

$$\sin(\beta\pi R) = \pm \Im(\kappa) \cos(K\Lambda), \quad (6.12)$$

où  $\beta$  est la constante de propagation à l'intérieur d'un microdisque.

Finalement, dans l'approximation de couplage faible ( $\kappa \ll 1$ ), la relation de dispersion peut être extraite :

$$\omega(K) = \Omega \left[ 1 \pm \frac{|\kappa|}{m\pi} \cos(K\Lambda) \right], \quad (6.13)$$

où  $\Omega$  est la fréquence de résonance d'une cavité individuelle.

Nous avons alors obtenu la relation de dispersion de notre guide d'onde de cavités couplées. Les propriétés importantes de ces guides d'onde pourront en être déduites dans la section prochaine.

### 6.1.3 Ingénierie des guides d'onde de cavités couplées : paramètres ajustables et limitations

Cette section présente, d'un côté plus pratique, le comportement des guides d'onde de cavités couplées. Les propriétés de délais, de pertes et de bandes passantes sont décrites. De plus, leurs impacts sur la transmission du guide d'onde et les limites qu'elles imposent sont discutés.

À partir de l'équation 6.13, nous voyons que la vitesse de groupe  $|\nu_g| = d\omega/dK$  est dépendante du coefficient de couplage  $|\kappa|$ . En effet, pour  $\omega \approx \Omega$ , nous obtenons une vitesse de groupe maximale de :

$$|\nu_g| = \frac{|\kappa| \Omega \Lambda}{m\pi}. \quad (6.14)$$

Ceci a un impact très important sur le délai et les pertes du guide d'onde. Plus le coefficient de couplage est faible, plus la vitesse de groupe est réduite. Ceci implique que le signal optique passe plus de temps dans chaque microdisque avant de passer au prochain par effet tunnel. Une augmentation du délai par microcavité peut-être intéressante pour créer une ligne à délai la plus petite possible. Par contre, l'augmentation du temps passé dans chaque microrésonateur implique un plus grand filtrage du signal pour chaque microcavité. Ceci aura comme effet de réduire la bande passante du guide d'onde. À partir des équations précédentes, la référence Poon *et al.* (2004b), définit la bande passante d'un guide d'onde de cavités couplées comme étant :

$$\Delta\omega = \frac{|\kappa| c}{\pi n_{\text{eff}} R}. \quad (6.15)$$

Il est donc important de choisir un coefficient de couplage et donc une largeur de l'écart inter-cavité en fonction de la bande passante désirée.

Le temps de délai  $\tau$  en fonction de la longueur du guide ( $L_g$ ) peut facilement être déterminé à partir de la vitesse de groupe  $\tau = L_g/\nu_g$ . En posant une longueur de guide de  $N$  fois le pas du guide  $\Lambda$ , et en rappelant que  $m = \Omega n_{\text{eff}} R/c$ , il est possible de déterminer :

$$\tau = \frac{\pi n_{\text{eff}} R N}{|\kappa| c}. \quad (6.16)$$

Cette équation permet de comprendre que pour concevoir un guide d'onde de cavités

couplées, nous n'avons qu'à déterminer la combinaison de  $N$  et de  $|\kappa|$  adéquate pour obtenir n'importe quel délai désiré. Ceci serait vrai dans un monde sans perte. En réalité, il existe une limite fondamentale au délai que nous pouvons obtenir avec de tel guide d'onde. Bien que théoriquement chaque photon injecté dans le guide d'onde reste piégé dans la première cavité avant d'être envoyé à la prochaine cavité et être repiégué à nouveau, en réalité à chaque cavité une partie des photons piégés sont perdus par radiation externe et par absorption du matériau. La puissance optique décroît donc avec chaque cavité ajoutée au guide. Il existe donc une longueur de guide limite où toute l'énergie optique sera perdue. Dans le but de développer une ligne à délai utilisable pour des applications de télécommunication, nous restreignons les pertes maximales acceptables à un niveau de  $1/e$ . Le temps maximal de délai peut donc être associé au temps de demi-vie intrinsèque d'un seul microrésonateur  $\tau_{\text{int}}$ . Il est donc possible de relier cette limite de délai maximal au facteur de qualité intrinsèque d'une microcavité isolée :

$$\tau_{\text{max}} = \frac{Q_{\text{int}}}{\Omega}. \quad (6.17)$$

Ce résultat est logique puisque les pertes par radiation et par absorption sont exactement ce qui détermine le facteur de qualité intrinsèque d'une cavité. Le rythme auquel la lumière s'échappe d'une cavité isolée est nécessairement le rythme auquel la lumière s'échappera du guide puisque le transfert d'énergie d'une cavité vers une autre ne change pas les probabilités d'échappement des photons individuels. Peu importe dans quelle cavité un photon se trouve, il a toujours la même probabilité de s'échapper ou d'être absorbé. Pour obtenir un grand délai, il est donc important de maximiser le facteur de qualité intrinsèque des microcavités. Par contre, nous allons voir plus loin que ceci est un grand défi en soit. La fabrication de tel dispositif est complexe et demande beaucoup d'optimisation afin de réduire la rugosité et les défauts de forme des microdisques.

Il est donc possible de déterminer les pertes par microcavité  $\alpha_c$  que le signal subira en traversant le guide d'onde à partir des équations 6.16 et 6.17 et en posant  $N = 1$ . De plus, en divisant par le pas du guide, nous obtenons les pertes linéaires  $\alpha_l$  :

$$\alpha_c = \frac{m\pi}{|\kappa| Q_{\text{int}}}, \quad (6.18)$$

$$\alpha_l = \alpha_c / \Lambda. \quad (6.19)$$

Nous pouvons donc procéder à la conception d'un guide d'onde de cavités couplées. Nous

devons premièrement cibler nos besoins en matière de bandes passantes afin de déterminer le coefficient de couplage et ainsi l'écart inter-cavité. Par contre, certaines contraintes au niveau de la microfabrication des guides (fabrication de masques et photolithographie) nous ont imposées un écart minimal d'environ  $1.1\ \mu\text{m}$ . Ensuite, il est possible d'ajuster la fréquence de transmission centrale en modifiant le rayon des microdisques. Finalement, la longueur du guide détermine le délai que le signal accumulera. Par contre, le facteur de qualité intrinsèque des microrésonateurs limite le délai atteignable.

## 6.2 Fabrication de cavités couplées

La microfabrication de guides d'onde de cavités couplées se fait, en général, de la même façon que celle décrite au chapitre 3. Par contre, deux modifications au procédé sont nécessaires pour obtenir des guides d'onde de cavités couplées avec un bon niveau de performance. La figure 6.3a) à d) présente ce procédé de fabrication et la figure 6.3e) montre une photographie au MEB d'un guide d'onde fonctionnel.

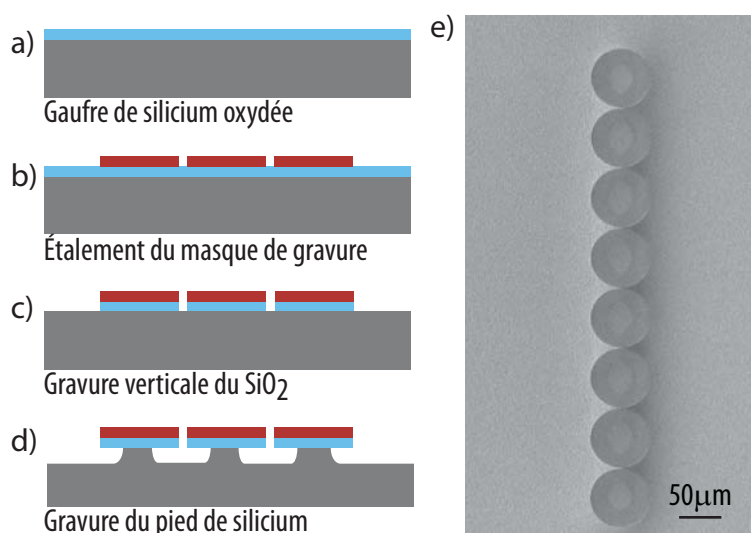


FIGURE 6.3 a) à d) Schématisation du procédé de microfabrication utilisé pour produire des guides d'onde de cavités couplées. e) Photographie MEB d'un guide d'onde de cavités couplées.

Le procédé comporte les mêmes étapes de photolithographie et de gravure que vues auparavant. Par contre, une modification importante a été apportée au niveau de la photolithographie. La résine utilisée pour transférer nos motifs dans le masque de chrome doit être changée. La distance entre deux microcavités doit être de l'ordre du micromètre. Cette

résolution est très difficile à atteindre en utilisant une résine épaisse. Le résultat final est une série de microcavités liées ensemble par un couplage évanescent. La résine S1813, qui produit une couche mince d'environ  $1.3 \mu\text{m}$ , est remplacée par la S1805, qui s'étale avec une épaisseur de  $0.5 \mu\text{m}$ . Cette modification nous permet d'obtenir la résolution nécessaire à la fabrication de ces cavités couplées.

Une deuxième modification au procédé de fabrication est nécessaire à l'obtention de guides d'onde de cavités couplées comportant de grands temps de délai sans subir de pertes importantes. Étant donné que le temps maximum de délai  $\tau_{\text{max}}$  est fonction du facteur de qualité intrinsèque  $Q_{\text{int}}$  de la cavité, ce dernier doit être maximisé. Le procédé de fabrication standard est capable de produire des microcavités avec des facteurs de qualité de l'ordre du  $10^5$ , ce qui est insuffisant pour obtenir des  $\tau_{\text{max}}$  importants. De plus, la proximité des cavités lors de leur fabrication occasionne des défauts géométriques des disques, abaissant d'un ordre de grandeur le facteur de qualité. Pour augmenter ce facteur de qualité, nous devons donc utiliser une version modifiée du procédé de refonte décrit dans DK *et al.* (2003). Nous voulons effectuer une refonte de la microcavité avant la gravure du pied, de façon à lisser la rugosité et les défauts de forme sans modifier la taille de la cavité. Cette étape de fabrication n'a pas encore été réalisée, son effet sur les microcavités est donc spéculative. Il est probable que la refonte sans changement de diamètre soit impossible. Dans ce cas, nous tenterons de trouver un compromis en fabriquant les cavités couplées avec un plus petit écart pour compenser un léger rétrécissement lors de la refonte. Nous ne prévoyons pas atteindre les facteurs de qualité énormes des microtoroïdes ( $Q_{\text{int}} = 10^8$ ), mais plutôt des facteurs de qualité de  $Q_{\text{int}} = 10^7$  pour des temps de délai maximum de  $\tau_{\text{max}} = 8.2\text{ns}$ .

### 6.3 Résultats de transmission au travers d'un guide

Maintenant que nous avons discuté la théorie et la fabrication des guides d'onde à cavités couplées, nous pouvons présenter les résultats de transmission des premiers guides fabriqués. Cette section décrit les échantillons utilisés et le résultat de leur caractérisation spectrale en transmission.

Les échantillons utilisés sont des guides d'onde composés de dix microcavités de  $70 \mu\text{m}$  de diamètre, couplées ensembles avec un écart de conception entre chaque cavité de  $1 \mu\text{m}$  (l'écart de conception signifie l'écart prévu par le masque de photolithographie, cet écart peut s'agrandir dépendamment du procédé de fabrication utilisé). L'épaisseur des microdisques est de  $0.8 \mu\text{m}$ , ce qui se traduit en indice de réfraction effectif de  $n_{\text{eff}} = 1.32$ . Après une inspection initiale, une variation a été notée au niveau des résonances des cavités aux extrémités du guide. Celles-ci ne peuvent être utilisées parce qu'elles n'ont pas les mêmes propriétés de

résonance que les cavités centrales.

Nous avons donc aligné la fibre effilée d'injection avec la deuxième cavité de la série. Une fois injecté dans cette cavité, le signal optique se propage le long du guide jusqu'à ce que les pertes par radiation aient épuisées la totalité de l'énergie injectée. Des mesures intermédiaires ont été prises à chaque cavité intermédiaire pour caractériser la progression du signal au travers du guide. La figure 6.4a) présente les résultats de ces mesures spectrales intermédiaires. Ces résultats ont été acquis en utilisant une résolution de 25pm et une plage dynamique descendant jusqu'à -80 dB.

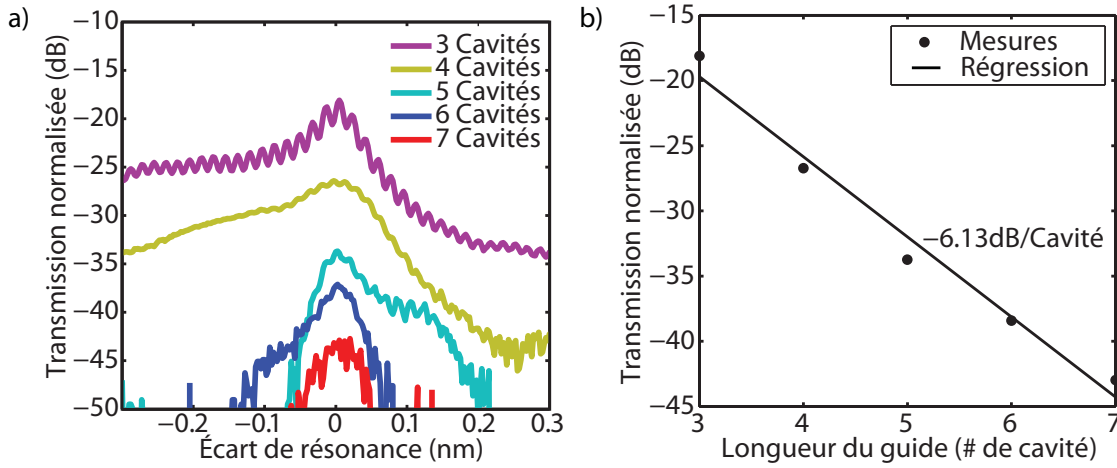


FIGURE 6.4 Résultats de transmission. a) Transmission spectrale normalisée pour un guide d'onde de cavités couplées de 3, 4, 5, 6 et 7 cavités de longueur. b) Graphique des pertes optiques en fonction de la longueur du guide d'onde. La droite pleine représente une régression nous fournissant une valeur des pertes par cavité de -6.13dB/Cavité.

La première constatation est qu'il est toujours possible de détecter un signal après sept microcavités. Ces sept cavités représentent donc un guide d'onde de  $496 \mu\text{m}$  de longueur. Nous pouvons donc conclure que notre guide d'onde est bel et bien capable d'acheminer un signal optique d'un point A vers un point B. Ceci constitue la première réalisation d'un guide d'onde à cavités couplées utilisant des microdisques de silice.

Ensuite, il est possible de noter que le signal optique décroît de manière exponentielle en fonction de la longueur du guide (6.4b). Cette décroissance linéaire se chiffre à  $\alpha_c = -6.13\text{dB/Cavité}$  ou encore  $\alpha_l = -89\text{dB/mm}$ .

En prenant la pleine largeur à mi-hauteur (-3dB) du pic de transmission au travers de sept cavités, nous trouvons  $\Delta\lambda = 0.07\text{nm}$ . À partir de cette valeur et des valeurs de  $n_{\text{eff}} = 1.32$  et  $R = 35 \times 10^{-6}\text{m}$ , l'équation 6.15 nous donne un coefficient de couplage entre les cavités de  $|\kappa| = 0.0265$ . Ce résultats est une approximation parce qu'il nous est impossible de déterminer

avec exactitude quel mode de résonance nous avons excité.

La figure 6.5 présente une courbe calculée du couplage entre deux modes de galerie  $|\kappa|$  en fonction de la distance d'écart entre les deux microdisques. Cette courbe a été produite en calculant l'intégrale de recouvrement entre les deux modes (éq. 6.1 et 6.2).

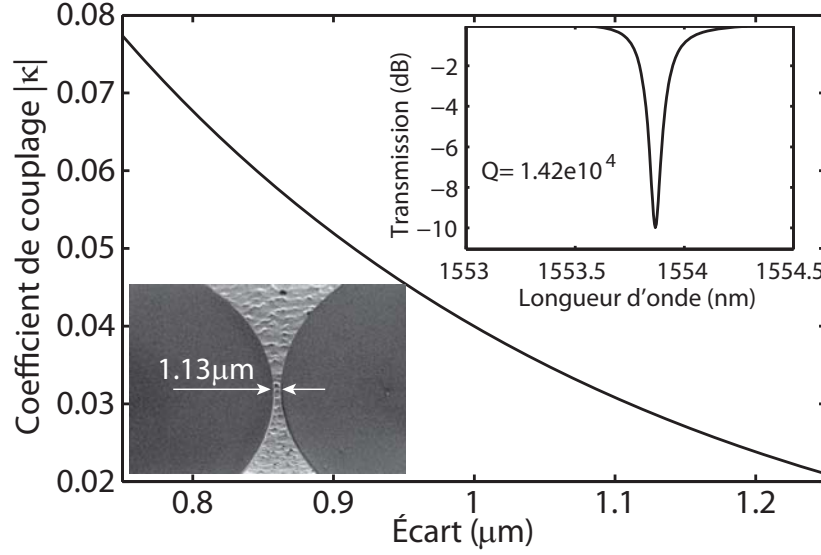


FIGURE 6.5 Coefficient de couplage  $|\kappa|$  en fonction de l'écart inter-cavité. Le cartouche de gauche présente une photographie au microscope électronique de l'écart inter-cavité du guide caractérisé, avec une mesure de sa valeur réelle. La cartouche de droite représente le caractérisation du facteur de qualité d'une résonance comparable sur une cavité séparée et isolée faisant partie du même lot que le guide d'onde caractérisé.

À l'aide de cette courbe et de la valeur approximative du coefficient de couplage trouvée précédemment, il est possible de déterminer que l'écart entre les deux microdisques doit être de  $1.16 \mu\text{m}$  au lieu du  $1.0 \mu\text{m}$  prévu par le masque de photolithographie. Le cartouche de gauche de la figure 6.5 présente une photographie MEB de l'écart entre deux microcavités de l'échantillon mesuré. Nous avons mesuré un écart de  $1.13 \mu\text{m}$ , ce qui est considérablement semblable à la valeur calculée. Des erreurs au niveau de l'imagerie MEB (précision de la mesure influencée par la netteté de l'image et le grossissement utilisé) et les erreurs au niveau de notre approximation du couplage et de la mesure de la largeur à mi-hauteur (causée par le bruit), peuvent expliquer ce léger écart.

En utilisant les pertes par cavité  $\alpha_c = -6.13\text{dB/Cavité}$ , que nous avons obtenues plus haut, il est possible de déterminer le facteur de qualité intrinsèque  $Q_{\text{int}}$  de nos microrésonateur, en utilisant :



$$\alpha_c^{(lin)} = -\ln(10^{\alpha_c^{(log)}/10}), \quad (6.20)$$

$$Q_{int} = \frac{m\pi}{|\kappa| \alpha_c}, \quad (6.21)$$

où l'équation 6.20 n'est qu'une conversion de pertes logarithmiques à pertes linéaires. L'équation 6.21 découle directement de l'équation 6.18, et  $m = 186$  est l'ordre azimutal du mode. L'équation 6.21 donne donc  $Q_{int} = 1.56 \times 10^4$ . Le cartouche de droite de la figure 6.5 présente la caractérisation d'une microcavité seule possédant les mêmes paramètres individuels et provenant du même lot que le guide caractérisé. Cette mesure indique un facteur de qualité du même ordre de grandeur que celui déterminé à partir de la caractérisation du guide d'onde. Ceci vient donc appuyer nos résultats.

Nous pouvons maintenant calculer les caractéristiques temporelles du guide d'onde. L'équation 6.16 nous fournit le temps total que la lumière passe à l'intérieur du guide d'onde à sept cavités couplées. Nous obtenons donc un délai de  $\tau = 127.5\text{ps}$ . Ceci correspond au délai que le signal accumule en traversant le guide d'onde de sept cavités de longueur. En considérant la distance physique parcourue par la lumière, ceci correspond à une vitesse de groupe  $\nu_g = 3.89 \times 10^6\text{m/s}$ , ce qui représente 1.3% de la vitesse de la lumière dans le vide, soit un facteur de ralentissement de 77.

Bien que nous obtenions de grands temps de délai dans notre guide d'onde, celui-ci n'est toujours pas adéquat pour être utilisé comme tampon optique. En effet, la capacité de retarder la lumière pour un temps significatif n'est pas très utile si 99% du signal est perdu en cours de route. Pour obtenir un dispositif efficace, celui-ci doit retarder le signal tout en conservant au minimum la moitié ( $1/e$ ) du signal. Nous définissons donc un temps de confinement maximal de  $\tau_{\max}$  avant que la moitié du signal soit perdu. À partir de l'équation 6.17, il est possible de calculer ce  $\tau_{\max} = 12.8\text{ps}$ , ce qui correspond à un  $1/10$  de notre temps de délai précédent. Nous perdons donc plus de la moitié de notre signal avant que le signal soit sorti de la première cavité. Pour obtenir des délais maximums qui rencontrent nos besoins, nous devons grandement augmenter le facteur de qualité intrinsèque de nos cavités couplées. L'utilisation du procédé de refonte des microcavités, discutée plus haut (section 6.2), pourrait résulter en une augmentation de quelques ordres de grandeur du facteur de qualité intrinsèque de nos microrésonateurs.

Un dernier point à mentionner concernant ces résultats est le changement de forme du pic de transmission en fonction du nombre de cavités parcourues. Plus le guide s'allonge, plus les pentes ascendantes et descendantes augmentent. Ceci est dû à un effet d'augmentation de l'ordre de filtration du signal. En effet, la multiplication de deux pentes faibles donne une

penne plus forte. Ce phénomène a été introduit par Little *et al.* (1997) dans le but de faire des filtres passes bandes d'ordre supérieur.

## 6.4 Caractérisation réelle du délai et résultats préliminaires

Nous avons précédemment analysé la transmission au travers d'un guide d'onde de cavités couplées en fonction des pertes que le signal subit. Ici, nous proposons une technique de caractérisation temporelle de la transmission du guide. C'est-à-dire que nous allons démontrer la fonctionnalité d'un montage de caractérisation du délai qu'un signal subit en se propageant dans le guide d'onde. Cette section débute par une explication du montage de caractérisation et de son fonctionnement. Ensuite, des résultats préliminaires de caractérisation sont présentés et discutés pour valider le fonctionnement du montage.

### 6.4.1 Montage de caractérisation temporelle du délai réel

La caractérisation temporelle du délai consiste à mesurer le temps requis pour qu'un signal optique traverse le guide d'onde. À priori, le problème semble simple, nous acquérons la puissance optique à l'entrée et à la sortie du guide en fonction du temps, pour mesurer le retard entre les deux. Par contre, dans ce type de système, les délais en jeu sont de l'ordre des picosecondes. Des cartes d'acquisition pouvant mesurer de tels délais sont à la fois très rares et très dispendieuses. Nous avons donc opté pour une approche interférométrique pour effectuer cette mesure. Nous séparons d'abord le signal d'entrée en deux branches, une qui passera par notre guide d'onde, et l'autre qui servira de référence. Ensuite, nous les recombinaons pour que les deux signaux entrent en interférence. Cette configuration constitue un interféromètre de type Mach-Zehnder. Les interférences peuvent ensuite être analysées pour déterminer le délai occasionné par le guide.

La figure 6.6 présente le montage de caractérisation temporelle que nous avons utilisé. La source utilisée est un laser accordable pouvant balayer sur toute la bande C et la bande L. Le signal provenant du laser est acheminé au travers d'un contrôleur de polarisation avant d'être séparé en deux branches par un coupleur fibré de type tap. Le rôle du contrôleur de polarisation est de dicter la polarisation entrant dans le guide d'onde afin de réduire le nombre de modes excités. La première branche du coupleur achemine la majeure partie du signal d'entrée vers le guide d'onde de cavités couplées. La seconde branche amène le reste du signal optique vers une ligne à délai variable.

La ligne à délai variable est composée de deux collimateurs montés sur un rail optique. La

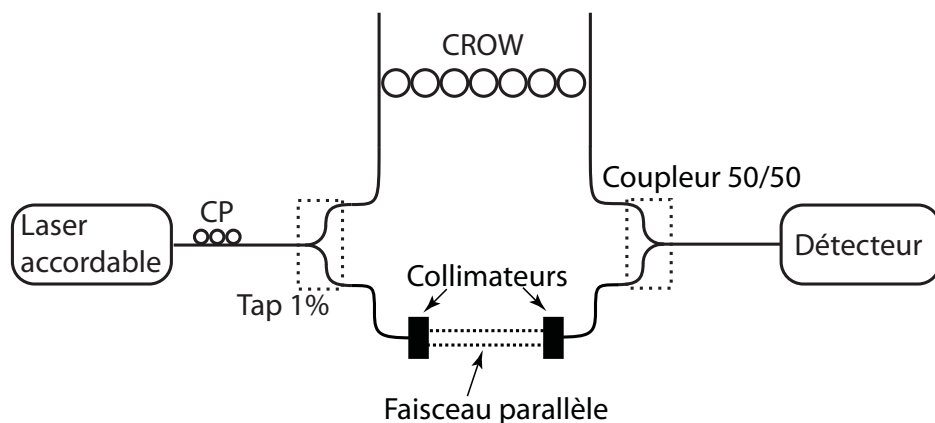


FIGURE 6.6 Montage de caractérisation temporelle des guides d'onde de cavités couplées. Le signal provenant d'un laser accordable est injecté dans un contrôleur de polarisation fibrée. À la sortie du CP, le signal est séparé en deux branches par un coupleur de type Tap 1%. La branche possédant 99% du signal est connectée à la fibre effilée d'injection. Le signal est récolté à la sortie du guide par une fibre de collection. L'autre branche est connectée à une ligne de délai variable composée de deux collimateurs à fibre, montés sur un rail optique. Les deux signaux sont ensuite recombinaisonnés à l'aide d'un coupleur 50/50 avant d'être collectés par un détecteur synchronisé avec le laser accordable.

lumière est découplée de la fibre optique, collimée pour réduire les pertes dues à sa propagation dans un environnement non guidé, et ensuite réinjectée dans une autre fibre optique par le deuxième collimateur. Le rôle de cette ligne à délai variable est de nous permettre d'ajuster la différence de phase entre les deux branches.

Ensuite, les signaux des deux branches sont recombinaisonnés à l'aide d'un coupleur 50/50 et acheminés vers un détecteur synchronisé avec le laser accordable.

La figure 6.7 présente les différents signaux se propageant à différents endroits dans l'interféromètre. En a) nous trouvons le signal circulant au travers de la branche comportant la ligne à délais variables. Ce signal est passablement bruité, par contre une inspection plus précise de ce bruit ne révèle aucune périodicité dans ce signal. Il ne devrait donc pas causer trop de problèmes au niveau de la mesure d'interfrange finale. En b) nous avons le signal provenant de la branche comportant notre guide d'onde. Nous pouvons y observer un pic de transmission centré à 1548.42 nm. Cette mesure a été prise en utilisant un guide d'onde de trois cavités couplées. En c) nous avons une mesure prise à la sortie du deuxième coupleur, ici les signaux ont interféré ensemble créant un spectre combiné de a) et b) mais modulé par des franges d'interférences dont un agrandissement est présenté en d).

La période des franges d'interférences produites par ce montage est fonction de la différence de phase entre les deux signaux. Si les chemins optiques des deux branches de l'interféromètre

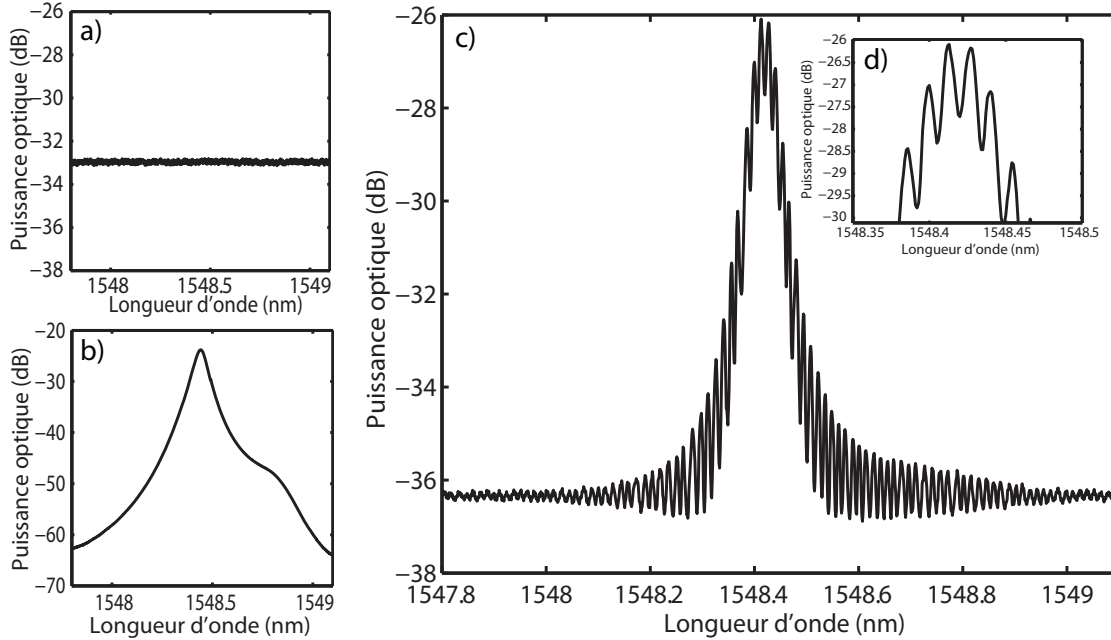


FIGURE 6.7 Signaux présents à divers endroits dans le montage de caractérisation temporelle. a) Signal sortant de la ligne de délai variable. Le signal d'entrée est présent mais il est atténué par le tap 1% et par les pertes de la ligne à délai variable. b) Signal sortant du guide d'onde de cavités couplées. Un spectre de transmission du guide d'onde à caractériser. c) Signal final à la sortie du coupleur 50/50, qui est ici une recombinaison des deux signaux. Il est facile de noter que les deux signaux interfèrent ensemble. d) Agrandissement du pic de transmission. Il est possible d'observer l'interfrange de l'interférence.

étaient exactement identiques, la période des franges tendrait vers l'infini et nous n'observerions aucune frange. Ce point se nomme la marche zéro de l'interféromètre. Plus nous déséquilibrons une branche par rapport à l'autre, plus la fréquence des franges augmente. Il est donc possible de déterminer la différence de phase entre deux longueurs de guide d'onde en comparant la valeur de leurs interfranges.

Il est important de connaître la variation de l'interfrange en fonction de l'écart entre les collimateurs. En remplaçant notre guide d'onde par une fibre optique, nous sommes en mesure d'observer le comportement de l'interféromètre seul. Nous savons que la phase  $\phi$  de la lumière varie selon :

$$\phi = k_0 n L, \quad (6.22)$$

où  $k_0$  est le nombre d'onde dans le vide,  $n$  l'indice de réfraction de l'air égal à 1 et  $L$ , la

longueur du chemin optique. Pour une position de collimateur fixe,  $L$  sera une constante. Nous pouvons déterminer une équation pour l'interfrange  $I$  (équ. 6.25).

$$\Delta\phi = L(k_2 - k_1) = 2\pi L\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) = 2\pi L\left(\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_2\lambda_1}\right) = 2\pi \quad (6.23)$$

$$\text{et avec } \lambda_1 \approx -\lambda_2 \text{ et } \lambda_1 - \lambda_2 = I : \quad (6.24)$$

$$I = \frac{\lambda^2}{L}. \quad (6.25)$$

Finalement, pour connaître le comportement de l'interfrange en fonction de l'écart entre les collimateurs, nous devons faire varier  $L$ . Pour valider ceci, plusieurs mesures ont été prises avec différentes positions relatives de collimateurs (position d'un collimateur en fonction de l'autre). Les interfranges ont ensuite été mesurées et rapportées sur le graphique de la figure 6.8 (carrés). En remplaçant  $L$  par  $L + \delta x$  dans l'équation 6.25, il est possible de discriminer la différence de parcours optique entre les deux branches  $L$  de la variation de longueur  $\delta x$  causée par la modification de l'écart entre les collimateurs. Ensuite, la valeur de  $L$  est déterminée en exécutant un fit par la méthode des moindres carrés. La courbe continue de la figure 6.8 présente le résultat de ce fit.

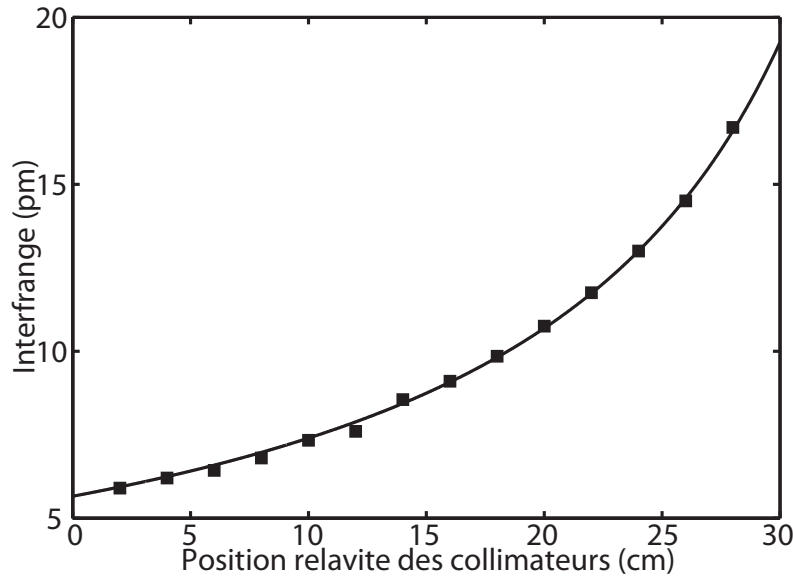


FIGURE 6.8 Variation de l'interfrange en fonction de l'écart entre les collimateurs. Ceci représente la variation de l'interfrange en fonction du retard de phase causé par la ligne à délai variable. La courbe pleine représente un fit de l'équation 6.25 sur les données expérimentales.

Nous notons que les données expérimentales concordent très bien avec les résultats anticipés

par l'équation 6.25. Nous pourrions maintenant tenter de mesurer le délai temporel à l'intérieur d'un guide d'onde de cavités couplées à l'aide de ce nouvel outil.

### 6.4.2 Résultats expérimentaux de mesures du délai réel

Nous présentons ici des résultats qui viennent valider la fonctionnalité du système de mesure. Il a malheureusement été impossible de déterminer avec un niveau de confiance assez élevé le délai à l'intérieur d'un guide d'onde pour des raisons qui seront discutées plus loin.

Nous avons débuté en alignant un guide d'onde de trois cavités de longueur, selon le montage de caractérisation temporelle illustré à la figure 6.6. Nous avons ensuite procédé à une caractérisation temporelle de l'échantillon en prenant des mesures d'interfranges pour plusieurs positions relatives de collimateurs. Ceci a ensuite été répété pour un guide de cinq cavités de longueur. Il a été impossible de caractériser des guides plus longs à cause de leurs très fortes pertes. Le signal recueilli à la sortie du guide d'onde de six cavités et plus est beaucoup trop faible pour obtenir de bonnes interférences. Nous avons ici une première restriction qui vient affaiblir la fiabilité de notre caractérisation. Afin de bien caractériser le délai causé par nos structures, il est préférable d'obtenir des mesures de délais à plusieurs longueurs, pour pouvoir effectuer une étude statistique.

De plus, les données recueillies ont été partiellement rejetées. En effet, les mesures d'interfranges prises avec des petits écarts entre les collimateurs ont accumulé beaucoup de bruits, rendant leurs valeurs d'interfranges non fiables. De plus, un nombre insuffisant de mesures ont été prises (seulement une mesure par 5 cm d'écart relatif) pour nous permettre d'effectuer un fit fiable. Seulement deux points de longueur de guide ont pu être utilisés pour l'analyse.

Bien que les mesures soient inadéquates pour permettre une bonne caractérisation statistique du guide, elles peuvent être utilisées pour valider la fonctionnalité du système de mesure. La figure 6.9 présente les résultats obtenus (marqueur) ainsi que les fits calculés (ligne pleine) pour les deux longueurs de guide d'onde de cavités couplées. En bleu, le guide à trois cavités et en rouge, le guide à cinq cavités.

Le décalage entre ces deux courbes nous donne un indice sur le retard causé par le guide d'onde. Tel que discuté plus haut, la variable  $L$  déterminée lors du fit décrit la différence de chemin optique entre les deux branches de l'interféromètre. Étant donné qu'aucun autre changement n'a été apporté au montage entre les deux séries de mesures, la différence de  $L$  entre les deux séries caractérise directement le délai causé par la différence de longueur du guide (2 cavités). Nous obtenons donc une valeur de  $\Delta L = 1.72\text{cm}$  pour une propagation dans le vide ou dans l'air. Ceci veut dire que si nous désirons obtenir les mêmes conditions d'interférences (mêmes interfranges) entre les deux longueurs de guide, nous devons allonger

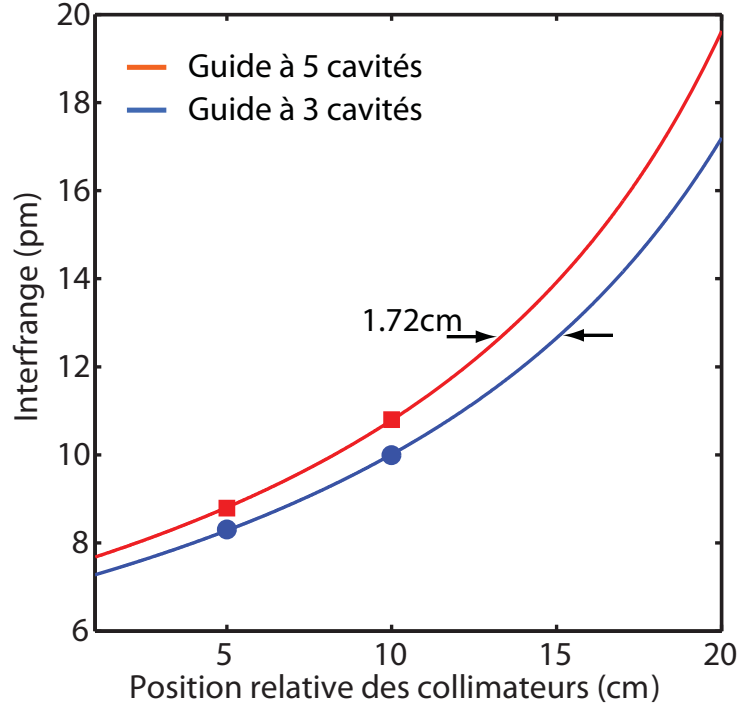


FIGURE 6.9 Évolution de l'interfrange en fonction de la position relative des collimateurs (données expérimentales fitter) pour deux longueurs de guide d'onde de cavités couplées différentes (3 et 5 cavités de longueur). L'écart entre les deux courbes de 1.72cm représente un délai de 57.4ps.

la ligne à délai variable de 1.72cm. Ceci correspond à un délai de  $\tau = 57.4\text{ps}$  pour deux cavité, et donc  $\tau = 28.7\text{ps/Cavité}$ .

Pour valider ce résultat, nous calculons le couplage nécessaire pour obtenir un tel délai à l'aide de l'équation 6.16. Nous obtenons ainsi un  $|\kappa| = 0.017$ . La figure 6.10b) démontre que le coefficient de couplage correspond à un écart entre les cavités de  $1.33\mu\text{m}$ .

La figure 6.10a) présente une photographie MEB de l'écart entre deux cavités du guide utilisé pour ces mesures. l'écart réel mesuré est de  $1.27\mu\text{m}$ . Ceci représente une erreur de 4.5%. Cet erreur relativement faible nous pousse à conclure que, malgré le peu de précision causé par le manque de données fiables, le système de mesure permet d'observer le délai occasionné par le passage au travers d'un guide d'onde de cavités couplées.

Il sera donc possible, lorsque les performances des guides d'onde seront améliorées, d'effectuer une caractérisation temporelle de ceux-ci à l'aide de cette méthode.

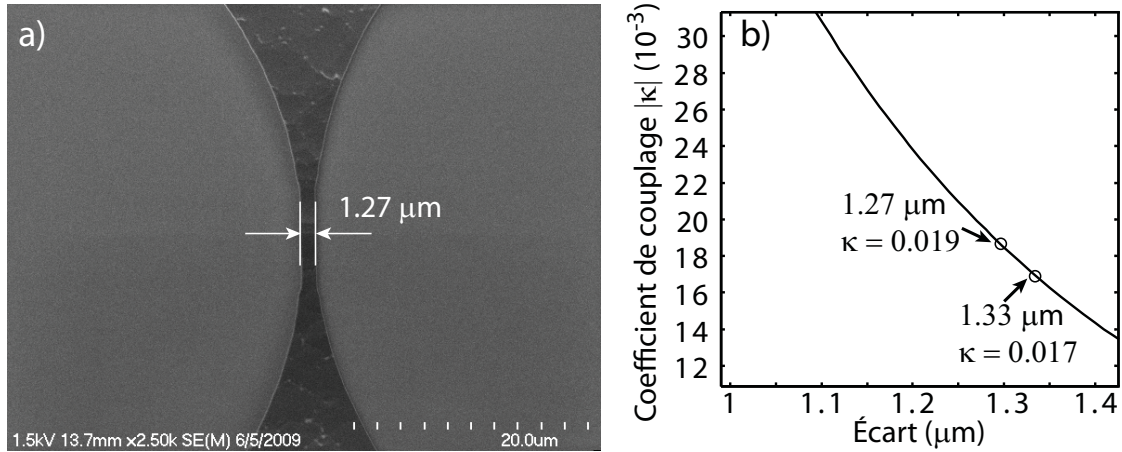


FIGURE 6.10 a) Photographie MEB de l'écart inter-cavité réel du guide d'onde caractérisé. b) Courbe du coefficient de couplage en fonction de l'écart inter-cavité. La caractérisation temporelle a fournit un  $|\kappa| = 0.017$ , ce qui correspond à  $1.33\mu\text{m}$  d'écart. Cette valeur est comparable à la valeur de  $1.27\mu\text{m}$  mesurée au MEB.

## 6.5 Continuité du projet

Il n'a malheureusement pas été possible de terminer ce projet dans un temps raisonnable. Plusieurs étapes restent toujours à franchir avant la production d'une ligne à délai fonctionnelle. Premièrement, comme il a déjà été discuté à plusieurs reprises, le facteur de qualité des microcavités individuelles doit être augmenté de façon très significative (au moins deux ordres de grandeur). Ceci permettra d'atteindre des temps de délais suffisants pour retarder un signal optique assez longtemps pour tamponner un signal de quelques bits, et ce avec des pertes raisonnables. Ensuite, le procédé de fabrication devra être révisé pour permettre de diminuer l'écart inter-cavité afin d'augmenter la bande passante des guides. Une fois ces structures produites, une caractérisation spectrale et temporelle complète et rigoureuse devra être effectuée.

Finalement, des structures plus complexes, telles que des séparateurs de puissance et des guides courbes, ont été proposées et pourront être fabriquées et caractérisées.

## 6.6 Conclusion

Ce chapitre a présenté une nouvelle application des microdisques de silice, celle des guides d'onde de cavités couplées. Ceux-ci pourraient mener à l'élaboration de lignes à délai optique pouvant être utilisées comme tampons optiques pour des applications de télécommunication.



La théorie de ce nouveau type de guides d'onde a été présentée ainsi que les limitations de cette technologie. Ensuite, des résultats de transmission ont été présentés dans le but de prouver la fonctionnalité de ce type de guides d'onde. Finalement, un montage de caractérisation temporelle a été proposé et des résultats préliminaires de caractérisation de délai ont été obtenus afin de prouver la fonctionnalité du montage de caractérisation.

# Chapitre 7

## CONCLUSION

Le travail effectué dans le cadre de cette maîtrise a permis au groupe de recherche du laboratoire de micro et nano systèmes d’approfondir ses connaissances et son expertise dans le domaine des microcavités diélectriques circulaires.

Le premier volet du travail effectué a permis de développer la base technologique des cavités optiques de type microdisque de silice. Ici, beaucoup d’efforts ont été consacrés à développer et à optimiser de nouveaux procédés de microfabrication, afin de mieux contrôler les différents paramètres des microdisques. En particulier le développement d’un procédé permettant une gravure verticale des cavités a permis un meilleur contrôle sur les dimensions des disques et a permis d’améliorer la répétabilité du couplage entre ces microdisques et une fibre optique effilée. De plus, l’élaboration d’un montage de caractérisation des microrésonateurs a permis d’approfondir les connaissances de ces dispositifs, en donnant accès à des résultats expérimentaux servant à valider les performances des cavités fabriquées et à fournir une base pour le développement de plusieurs applications à partir des microdisques de silice.

En effet, le montage de caractérisation des microdisques de silice a permis de constater que les microcavités fabriquées étaient fonctionnelles, et aussi d’optimiser le procédé de fabrication de façon à améliorer les performances des microrésonateurs. Des microcavités détenant des résonances avec des facteurs de qualités de l’ordre de  $10^5$  ont pu être produites et caractérisées. De plus, il a été possible d’observer quelques phénomènes physiques qui gèrent le fonctionnement des microcavités, telles que les propriétés biréfringentes de la cavité causées par une asymétrie dans la forme du guide. Cette asymétrie cause une différence d’indice de réfraction effective entre les deux orientations. En effet, il a été observé que les modes TE et TM, de même ordre azimutal et radial, ne résonnaient pas à la même longueur d’onde.

Le deuxième volet a permis de développer deux applications principales et une application secondaire. Il s’agit de la réalisation d’un laser à fibre dopée à l’erbium contrôlé spectralement par un filtre à microcavités circulaires de silice, de la fabrication de guide d’onde de cavités couplées utilisant une série de microdisques de silice, et finalement de la production de filtres spectraux avec des bandes passantes/de rejets très étroites en exploitant le facteur de qualité extrêmement élevé des microcavités de silice.

Il a premièrement été démontré qu’il était possible de contrôler l’émission spectrale d’un

laser à fibre dopée à l'erbium à l'aide des filtres spectraux à base de microdisques de silice. En introduisant un filtre spectral dans la cavité optique du laser, la ou les longueurs d'onde de résonances du filtre sont les seules à rencontrer les conditions de l'effet laser et ainsi deviennent les seules à être émises par le laser. Pour ce faire, une panoplie de filtres spectraux ont été développés afin de produire des lasers à fibre ayant une large variété de propriétés d'émission. En effet, des lasers monomode, multi modes périodiques en fréquences et multi modes non périodiques ont été démontrés. Il est donc possible, en produisant une combinaison de microdisques de tailles appropriées, de produire des filtres sur mesure pouvant être intégrés dans un laser à fibre, afin de générer des spectres d'émissions totalement configurables. Ceci pourrait être très utile pour des applications de systèmes multi longueurs d'onde, telles que les réseaux de télécommunication ou les systèmes de détection en parallèle.

La deuxième application développée dans le cadre de cette maîtrise est la réalisation d'un guide d'onde de cavités couplées utilisant des microdisques de silice. Ce nouveau type de guide d'onde génère beaucoup d'intérêt pour des applications de lumière lente. Le plus grand défi dans le développement de cette nouvelle technologie est la réduction des pertes optiques, causée par les faibles facteurs de qualité des cavités utilisées jusqu'à maintenant. Pour surmonter ce défi, l'utilisation de microdisques de silice serait une bonne option. Les premiers résultats de transmission de lumière à travers un guide d'onde de cavités couplées utilisant des microdisques de silices ont donc été présentés. De plus, un montage de caractérisation temporelle a été démontré afin d'éventuellement mesurer la vitesse de la lumière se propageant dans un tel guide d'onde. Ces guides pourraient mener au développement de nouveaux tampons tout optiques pouvant retarder la lumière pour quelques nanosecondes.

Le travail effectué lors de cette maîtrise a donc permis de faire avancer la compréhension et le contrôle de la fabrication des microcavités diélectriques circulaires, et de développer les premières applications de cette nouvelle technologie. Ce ne sont que les premiers pas d'une technologie pleine de potentiel. Les microcavités de silice seront au cœur de plusieurs nouvelles technologies qui verront le jour dans les prochaines années et décennies. Leurs applications se multiplieront lorsque leur utilité sera étendue vers d'autres domaines tels que la détection chimique et biomédicale, l'optique intégrée à grande échelle et l'électrodynamique quantique.

# Références

- AKAHANE, Y., ASANO, T., SONG, B.-S. et NODA, S. (2003). High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal. *Nature*, 425, 944–947.
- ARMANI, A. M. et VAHALA, K. J. (2006). Heavy water detection using ultra-high-q microcavities. *Opt. Lett.*, 31, 1896–1898.
- ARMANI, D., MIN, B., MARTIN, A. et VAHALA, K. J. (2004). Electrical thermo-optic tuning of ultrahigh-Q microtoroid resonators. *Applied Physics Letters*, 85, 5439–5441.
- ASTRATOV, V. N., FRANCHAK, J. P. et ASHILI, S. P. (2004). Optical coupling and transport phenomena in chains of spherical dielectric microresonators with size disorder. *Applied Physics Letters*, 85, 5508–5510.
- BARRIOS, C., ALMEIDA, V., PANEPUCCI, R., SCHMIDT, B. et LIPSON, M. (2004). Compact silicon tunable fabry-perot resonator with low power consumption. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 16, 506–508.
- BEAUGEOIS, M., PINCHEMEL, B., BOUAZAOU, M., LESECQ, M., MARICOT, S. et VILCOT, J. P. (2007). All-optical tunability of ingaasp/inp microdisk resonator by infrared light irradiation. *Opt. Lett.*, 32, 35–37.
- BELLEMARE, A., KARASEK, M., ROCHETTE, M., LROCHELLE, S. et TETU, M. (2000). Room temperature multifrequency erbium-doped fiber lasers anchored on the itu frequency grid. *Lightwave Technology, Journal of*, 18, 825–831.
- BERGERON, S., SAIDI, S. et PETER, Y.-A. (2008). Optical wavelength selection and amplification by silica microcavities and erbium doped fiber. *2008 IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMs and Nanophotonics*. 35–36.
- BERGERON, S., VANIER, F. et PETER, Y.-A. (2009). Silica microdisk coupled resonator optical waveguide. *2009 IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMs and Nanophotonics*.
- BURES, J., LACROIX, S. et DAXHELET, X. (2005). *Introduction à l'optique guidée*. Presse Internationales Polytechnique.
- CAI, M., PAINTER, O. et VAHALA, K. J. (2000). Observation of critical coupling in a fiber taper to a silica-microsphere whispering-gallery mode system. *Phys. Rev. Lett.*, 85, 74–77.

- CHRISTODOULIDES, D. N. et EFREMIDIS, N. K. (2002). Discrete temporal solitons along a chain of nonlinear coupled microcavities embedded in photonic crystals. *Opt. Lett.*, 27, 568–570.
- COUSIN, J., MASSELIN, P., CHEN, W., BOUCHER, D., KASSI, S., ROMANINI, D. et SZRIFTGISER, P. (2006). Application of a continuous-wave tunable erbium-doped fiber laser to molecular spectroscopy in the near infrared. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 83, 261–266.
- DIGONNET, M. J. F. (2001). *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. Marcel Dekker, Inc.
- DK, A., TJ, K., SM, S. et KJ., V. (2003). Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip. *Nature*, 421, 925–928.
- DONG, X., LI, S., CHIANG, K., NG, M. et CHU, B. (2000). Multiwavelength erbium-doped fibre laser based on a high-birefringence fibre loop mirror. *Electronics Letters*, 36, 1609–1610.
- JOANNOPOULOS, J. D., JOHNSON, S. G., WINN, J. N. et MEADE, R. D. (2008). *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light*. Princeton University Press.
- JSTQE, I. (2006). Special issue on microresonators. *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, 12, 1–155.
- KIPPENBERG, T. J., KALKMAN, J., POLMAN, A. et VAHALA, K. J. (2006). Demonstration of an erbium-doped microdisk laser on a silicon chip. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 74, 051802.
- KIPPENBERG, T. J., SPILLANE, S. M., ARMANI, D. K. et VAHALA, K. J. (2003). Fabrication and coupling to planar high-q silica disk microcavities. *Applied Physics Letters*, 83, 797–799.
- LIN, S., FLEMING, J., HETHERINGTON, D., SMITH, B., BISWAS, R., HO, K., SIGALLAS, M., ZUBRZYCKI, W., KURTZ, S. et BUR, J. (1998). A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths. *nature*, 394, 251–253.
- LIPSON, A. et YEATMAN, E. M. (2006). Low-loss one-dimensional photonic bandgap filter in (110) silicon. *Opt. Lett.*, 31, 395–397.
- LITTLE, B., CHU, S., HAUS, H., FORESI, J. et LAINE, J.-P. (1997). Microring resonator channel dropping filters. *Lightwave Technology, Journal of*, 15, 998–1005.
- LONČAR, M., YOSHIE, T., SCHERER, A., GOGNA, P. et QIU, Y. (2002). Low-threshold photonic crystal laser. *Applied Physics Letters*, 81, 2680–2682.

- MAO, Q. et LIT, J. (2002). Switchable multiwavelength erbium-doped fiber laser with cascaded fiber grating cavities. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 14, 612–614.
- MASSON, J., BERGERON, S., POULIN, A., GODBOUT, N. et PETER, Y.-A. (2007a). Tunable erbium doped fiber laser using a silicon micro-electro-mechanical fabry-perot cavity. *Optical MEMS and Nanophotonics, 2007 IEEE/LEOS International Conference on*, 171–172.
- MASSON, J., KONÉ, F. B. et PETER, Y.-A. (2007b). Mems tunable silicon fabry-perot cavity. SPIE, vol. 6717, 671705.
- NAKAGAWA, A., ISHII, S. et BABA, T. (2005). Photonic molecule laser composed of gainasp microdisks. *Applied Physics Letters*, 86, 041112.
- NODA, S., CHUTINAN, A. et IMADA, M. (2000). Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure. *NATURE*, 407, 608–610.
- OLIVIER, S., SMITH, C., RATTIER, M., BENISTY, H., WEISBUCH, C., KRAUSS, T., HOUDRÉ, R. et OESTERLÉ, U. (2001). Miniband transmission in a photonic crystal coupled-resonator optical waveguide. *Opt. Lett.*, 26, 1019–1021.
- OPTEXPRESS (2007). Focus issue : Physics and applications of microresonators. *Optics Express*, 15, 17171–17457.
- PARK, N. et WYSOCKI, P. (1996). 24-line multiwavelength operation of erbium-doped fiber-ring laser. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 8, 1459–1461.
- POON, J., SCHEUER, J., MOOKHERJEA, S., PALOCZI, G., HUANG, Y. et YARIV, A. (2004a). Matrix analysis of microring coupled-resonator optical waveguides. *Opt. Express*, 12, 90–103.
- POON, J. K., SCHEUER, J., XU, Y. et YARIV, A. (2004b). Designing coupled-resonator optical waveguide delay lines. *J. Opt. Soc. Am. B*, 21, 1665–1673.
- SAÏDI, S. (2005). *Dynamique non lineaire et chaos, optique*. Thèse de doctorat, UNIVERSITE PARIS 6.
- SIEGMAN, A. E. (1986). *Lasers*. University Science Books.
- SPILLANE, S. M. (2004). *Fiber-coupled Ultra-high-Q Microresonators for Nonlinear and Quantum Optics*. Thèse de doctorat, California Institute of Technology.
- VAHALA, K. J. (2003). Optical microcavities. *Nature*, 424, 839–846.
- WALKER, M. J. (2001). Comparison of bosch and cryogenic processes for patterning high-aspect-ratio features in silicon. SPIE, vol. 4407, 89–99.
- WANG, X., LIU, T., DE ALMEIDA, V. R. et PANEPUCCI, R. R. (2008). On-chip silicon photonic wavelength control of optical fiber lasers. *Opt. Express*, 16, 15671–15676.

- XIA, F., SEKARIC, L. et VLASOV, Y. (2006). Ultracompact optical buffers on a silicon chip. *Nature Photonics*, 1, 65–71.
- YARIV, A., XU, Y., LEE, R. K. et SCHERER, A. (1999). Coupled-resonator optical waveguide : a proposal and analysis. *Opt. Lett.*, 24, 711–713.
- ZHANG, A., LIU, H., DEMOKAN, M. et TAM, H. (2005). Stable and broad bandwidth multiwavelength fiber ring laser incorporating a highly nonlinear photonic crystal fiber. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 17, 2535–2537.