POLYPUBLIE

Mémoire tampon formée d'un guide d'onde de résonateurs couplés en forme de disques à bord biseauté superposés

Marc-Antoine Bianki

Document en libre accès dans PolyPublie
Open Access document in PolyPublie

Date	2019
Type	Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis Mémoire de maîtrise/Master's thesis
URL de PolyPublie PolyPublie URL	https://publications.polymtl.ca/3994/
Conditions d'utilisation Terms of use	© Tous droits réservés / All rights reserved
Référence Citation	Bianki, M.-A. (2019). Mémoire tampon formée d'un guide d'onde de résonateurs couplés en forme de disques à bord biseauté superposés [Mémoire de maîtrise, Polytechnique Montréal]. PolyPublie. https://publications.polymtl.ca/3994/

Détails de la thèse
Thesis details

Directeurs de recherche Advisors	Yves-Alain Peter
Programme Program	Génie physique

Ce fichier a été téléchargé à partir de PolyPublie, le dépôt institutionnel de Polytechnique Montréal
This file has been downloaded from PolyPublie, the institutional repository of Polytechnique Montréal
https://publications.polymtl.ca

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
affiliée à l'Université de Montréal

Mémoire tampon formée d'un guide d'onde de résonateurs couplés en forme de disques à bord biseauté superposés

MARC-ANTOINE BIANKI
Département de génie physique

Mémoire présenté en vue de l'obtention du diplôme de *Maîtrise ès sciences appliquées*
Génie physique
Août 2019

© Marc-Antoine Bianki, 2019.

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
affiliée à l'Université de Montréal

Ce mémoire intitulé :

Mémoire tampon formée d'un guide d'onde de résonateurs couplés en forme de disques à bord biseauté superposés

présenté par **Marc-Antoine BIANKI**
en vue de l'obtention du diplôme de *Maîtrise ès sciences appliquées*
a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

Ludvik MARTINU, président
Yves-Alain PETER, membre et directeur de recherche
Ricardo IZQUIERDO, membre externe

DÉDICACE

À mon épouse, Roxanne-Alexandra,
sans ton soutien,
ce n'aurait pas été possible.
Je t'aime.

REMERCIEMENTS

J'aimerais d'abord remercier mon directeur de recherche Yves-Alain Peter de m'avoir permis d'intégrer son laboratoire comme étudiant à la maîtrise, mais surtout pour l'encadrement, le soutien, et les nombreuses discussions autant spécifiques que générales. Merci aussi à mes collègues de laboratoire et amis, Régis Guertin et Crédic Lemieux-Leduc avec qui je partage le parcours aux études supérieures. J'ai adoré l'entraide et la camaraderie de notre groupe. Et sans oublier Antoine Leblanc-Hotte qui nous a tous accueillis à nos débuts au laboratoire. Je te souhaite beaucoup de bonheur pour la suite avec ta fille et tes projets futurs. Merci aussi aux stagiaires qui ont passés un séjour au laboratoire, Hugo Mahue, Violaine Godet, Oumar Touré et Coralie Bellemare pour leur enthousiasme, et leur volonté d'apprendre et de contribuer aux projets.

J'aimerais aussi remercier le personnel du LMF, Marie-Hélène Bernier et Christophe Clément, pour l'aide, mais aussi les discutions en salle blanche. Je me suis senti bien accueilli. Merci à André-Pierre Blanchard-Dionne d'avoir aidé à débroussailler le CMP avec moi. Merci aussi aux techniciens, Yves Drolet pour l'aide au laboratoire, Mikaël Leduc pour m'avoir accueilli au LFO pour faire mes fibres effilées. Merci au LaRFIS et surtout à Bill Baloukas de m'avoir permis d'utiliser l'ellipsomètre.

Merci aux organismes subventionnaires, FRQNT, CMC et ReSMIQ pour leur support financier à ce projet.

Merci à mes parents, à mon frère, au reste de ma famille et à mes amis pour leurs encouragements.

Finalement, mais non la moindre, merci à Roxanne-Alexandra Morin qui m'a soutenu tout le long de mes travaux, et qui m'encourageait à poursuivre lors des moments difficiles. Je t'aime.

RÉSUMÉ

La grande vitesse de la lumière permet de sonder les confins du cosmos ou d'avoir des discussions quasi instantanées d'un bout à l'autre du globe. Cependant, dans certains cas, il est préférable de ralentir celle-ci. En télécommunication, les nœuds du réseau orchestrent le passage de toute l'information. Pour l'instant, de lents routeurs électroniques convertissent les signaux lumineux provenant de fibres optiques afin de les analyser et de les diriger vers le prochain nœud du réseau sous forme de signaux lumineux. Ces conversions ainsi que le traitement de l'information consomment énormément d'énergie par effet Joule. Un routeur optique permettrait donc une vitesse accrue du passage de l'information et une baisse de la consommation énergétique. Une ligne à retard optique est nécessaire à ce dispositif pour garder en mémoire le paquet d'informations avant de le rediriger. Ce dispositif sert aussi pour l'ordinateur optique comme mémoire temporaire. En quantique et en optique non linéaire, elle est utilisée pour améliorer l'interaction lumière-matière.

Plusieurs structures permettent d'induire un délai telles qu'un long guide d'onde ou un milieu dispersif. Un autre type, le guide d'onde de résonateurs couplés, est intéressant pour sa petite taille et sa grande bande passante. Le couplage de plusieurs résonateurs l'un à la suite de l'autre en une structure périodique permet de ralentir la lumière. Les résonateurs sont caractérisés par le facteur de qualité qui est inversement proportionnel aux pertes optiques. Il est plus élevé pour les disques que les anneaux. L'ajout d'un biseau au bord des disques permet de repousser le mode optique vers le centre du disque et d'améliorer, une fois de plus, le facteur de qualité. Le couplage horizontal n'est cependant plus possible. Le design proposé est donc un guide d'onde de disques biseautés en silice couplés verticalement sur piliers de silicium. L'objectif principal est la preuve de concept de cette structure avec le design, la simulation, la fabrication et la caractérisation de celle-ci.

Ainsi, les techniques d'angle de Mach et de photonique 3D sont utilisées pour la microfabrication. Le délai induit maximal est de 85 ps pour une ligne à retard de 11 cavités avec des pertes de 43 dB et une bande passante de 98 pm. Les conclusions sont que le facteur de qualité est le paramètre à optimiser puisqu'il limite le délai maximal. Ensuite, il est nécessaire d'ajuster le couplage pour maximiser le ralentissement.

La proposition et la fabrication d'un guide d'onde de disques biseautés couplés verticalement sont des premières selon la littérature. Malgré que la ligne à retard peut être encore optimisée, la lumière est bien couplée à l'entrée de la structure et récupérée à la sortie pour un maximum de 11 cavités avec un facteur de ralentissement de 5,8.

ABSTRACT

The speed of light has a great value. It is useful in many cases like astronomy or telecommunications. Conversation around the globe are practically instantaneous. But in some other cases, it is necessary to slow light. Electronic routers are slow and consume a lot of energy. It might be better to have optical routers which don't need optical-electrical conversion of information. To build them, one needed component is an optical delay line. It acts like memory for the information packet while the router is processing the header to send it to the next node of the network. It is also useful in quantum optics and non-linear optics by increasing the light-matter interactions.

There are many ways to delay light like with a very long waveguide or a dispersive device, for example. Another type, a coupled resonator optical waveguide, is composed of a periodic set of resonators in line and coupled between each other. In this structure, the light is slowed down. Resonators can take the form of rings or disks. The disk quality factor is higher than the rings. In other words, there is less loss in this kind of resonator than in rings. Adding a wedge at the border of the disk push the optical mode toward the center. By doing so, the quality factor is increased. However, horizontal coupling is no more possible. By placing the wedge disks in two layers, it is possible to couple them vertically. The proposed design is a coupled resonators optical waveguide made of wedge silica disks on silicon pillars and coupled vertically.

By using Mach angle and photonic 3D techniques, the device is microfabricated. The obtained delay is 85 ps for an eleven cavity long structure with 43 dB of optical loss and a bandwidth of 98 pm. Conclusions are that the quality factor determines the maximum possible delay. It is therefore important to maximize this value. Furthermore, the coupling coefficient must be optimized to maximise the slowing factor.

It is the first time this structure is proposed and fabricated. Although it can be optimized further, light was successfully coupled in and out through eleven wedge disks coupled vertically. A slow factor of 5,8 was obtained.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE iii

REMERCIEMENTS iv

RÉSUMÉ v

ABSTRACT vi

TABLE DES MATIÈRES vii

LISTE DES TABLEAUX ix

LISTE DES FIGURES x

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS xiii

LISTE DES ANNEXES xv

CHAPITRE 1 INTRODUCTION 1
- 1.1 Objectifs de recherche 3
- 1.2 Plan du mémoire 4

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE 5
- 2.1 Résonateurs optiques 5
- 2.2 Ligne à retard 6
- 2.3 Applications 10
- 2.4 Photonique 3D 11
- 2.5 Choix de design 12

CHAPITRE 3 THÉORIE 13
- 3.1 Résonateurs optiques 14
- 3.2 Guide d'onde diélectrique infini 16
- 3.3 Résonateur à mode de galerie 19
- 3.4 Couplage 24
- 3.5 Guide d'onde optique de résonateurs couplés 27

CHAPITRE 4 CALCULS NUMÉRIQUES ET SIMULATIONS 33

4.1 Calculs des modes de résonance d'un résonateur en disque à bord biseauté . 33
4.2 Calcul numérique du couplage 39
4.3 Modèle complet 40
4.4 Comparaison à l'infini 43

CHAPITRE 5 FABRICATION DE GUIDES D'ONDE OPTIQUE DE RÉSONATEURS COUPLÉS VERTICALEMENT 44
5.1 Procédé de microfabrication 44
5.2 Angle de Mach 47
5.3 Planarisation 48

CHAPITRE 6 MONTAGE EXPÉRIMENTAL 50
6.1 Caractérisation d'un résonateur 50
6.2 Caractérisation d'une ligne à retard 52

CHAPITRE 7 RÉSULTATS ET DISCUSSION 53
7.1 Caractérisation géométrique 53
7.2 Caractérisation d'un résonateur 57
7.3 Performance d'une ligne à retard 58
7.4 Défis de fabrication 63
7.5 Comparaison et limitations 65

CHAPITRE 8 CONCLUSION 71
8.1 Synthèse des travaux 71
8.2 Limitations de la solution proposée et améliorations possibles 72
8.3 Contributions et conclusion 76

RÉFÉRENCES 77

ANNEXES 87

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1	Résonateurs optiques classés par leur facteur de qualité	5
Tableau 2.2	Comparaison des lignes à retard de la littérature	9
Tableau 4.1	Paramètres du disque choisi pour les simulations.	39
Tableau 7.1	Synthèse des paramètres mesurés de la ligne à retard étudiée.	57
Tableau 7.2	Synthèse des paramètres de simulation de la ligne à retard étudiée.	66
Tableau 7.3	Comparaison de guides d'onde de résonateurs couplés avec les travaux de ce mémoire	69
Tableau 8.1	Comparatif des plateformes photoniques	74
Tableau C.1	Paramètres de rugosité de surface	92

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 Design proposé de ligne à retard composée d'un guide d'onde de microdisques couplés verticalement. 4

Figure 3.1 Synthèse de la modélisation théorique du guide d'onde optique de résonateurs couplés verticalement 13

Figure 3.2 Exemple de spectre en transmission d'un résonateur 15

Figure 3.3 Guide d'onde plan infini diélectrique 16

Figure 3.4 Solution de l'équation de dispersion du guide d'onde plan infini diélectrique selon les paramètres modaux V et U 18

Figure 3.5 Résonateur optique de type disque 19

Figure 3.6 Formes réelles radiales des premiers modes TE pour $m = 10$ et $n_1/n_0 = 2$ 21

Figure 3.7 Formes réelles radiales des premiers modes TM pour $m = 10$ et $n_1/n_0 = 2$ 21

Figure 3.8 Forme réelle du premier mode TM ($\Re\{H_z\}$) pour $m = 10$ et $n_1/n_0 = 2$ et $l = 2$. La ligne noire représente l'interface du disque. 22

Figure 3.9 Solutions réelles m et l des premiers modes TE pour $n_1/n_0 = 2$ . . . 23

Figure 3.10 Solutions réelles m et l des premiers modes TE pour $n_1/n_0 = 2$ . . . 23

Figure 3.11 Couplage entre deux guides d'onde 24

Figure 3.12 Vue de côté du couplage entre deux disques identiques 25

Figure 3.13 Coefficient de couplage $|\kappa|$ selon le chevauchement Δx. 26

Figure 3.14 Couplages horizontal et vertical pour les deux polarisations (TE et TM) selon la distance de couplage. 27

Figure 3.15 Guide d'onde de résonateurs couplés avec guide d'onde d'entrée (0) et de sortie $(N + 1)$ et N résonateurs 28

Figure 3.16 Bande passante d'un CROW infini selon le coefficient de couplage ($\lambda_{\text{FSR}} = 5{,}5\,\text{nm}$) 30

Figure 3.17 Facteur de ralentissement d'un CROW infini à la condition de résonance en fonction du coefficient de couplage. 31

Figure 3.18 Exemple typique d'un spectre de transmission d'un CROW 32

Figure 4.1 Schéma de la géométrie utilisée à l'intérieur du domaine de simulation avec R, le rayon du disque, θ_M, l'angle de Mach et h, l'épaisseur du disque. Les régions des PMLs sont aussi représentées. 34

Figure 4.2 Comparaison entre la théorie scalaire et le calcul vectoriel d'un mode. Calcul numérique trait continu, théorie trait interrompu. 34

Figure 4.3 Solutions vectorielles produites par COMSOL pour un résonateur de 50 µm de rayon et de différents angles pour les deux polarisations. . . 36
Figure 4.4 Solutions vectorielles produites par COMSOL pour un résonateur de 50 µm de rayon pour des modes supérieurs l pour les deux polarisations. 37
Figure 4.5 Indice effectif d'un disque de 50 µm de rayon. TE x, TM o. 37
Figure 4.6 Rayon effectif d'un disque à bord biseauté de 30°. TE x, TM o. . . . 38
Figure 4.7 Indice effectif selon le nombre m d'un disque à bord biseauté de 30° et de 50 µm de rayon. TE x, TM o. 38
Figure 4.8 Couplage vertical calculé numériquement pour les deux polarisations. Trait continu, TE, Trait interrompu, TM. 39
Figure 4.9 Simulation d'une ligne à retard composée de disques de 50 µm de diamètre couplés verticalement. 40
Figure 4.10 Pertes et délai selon le nombre de résonateurs de la ligne à retard. (a) $Q = 1 \times 10^3$ et $|\kappa| = 0{,}5$, (b) $Q = 1 \times 10^4$ et $|\kappa| = 0{,}5$, (c) $Q = 1 \times 10^4$ et $|\kappa| = 0{,}05$, (d) $Q = 1 \times 10^5$ et $|\kappa| = 0{,}005$ 41
Figure 4.11 Étude du comportement des pertes et du délai par cavité selon le coefficient de couplage $|\kappa|$ et pour 4 facteurs de qualité Q différents notés sur le graphique. Les lignes rouges représentent le couplage critique pour chaque courbe. 41
Figure 4.12 Délai par pertes optiques selon le coefficient de couplage $|\kappa|$ pour différents facteurs de qualité et pour les deux polarisations. Les courbes pour chaque facteur de qualité sont agrandies. La ligne rouge se trouve au maximum du délai par pertes optiques. 42
Figure 4.13 Facteur de ralentissement selon le coefficient de couplage $|\kappa|$ pour quatre facteurs de qualité Q différents. Comparaison avec la théorie pour une ligne à retard infinie sans pertes. 43
Figure 5.1 Procédé de microfabrication 46
Figure 5.2 Schéma de la formation de l'angle de Mach lorsqu'il y a décollement de la résine pendant une gravure humide. 47
Figure 5.3 Planarisation chemico-physique 49
Figure 6.1 Montage de caractérisation optique d'un microdisque 50
Figure 6.2 Fibre effilée avec un profil adiabatique et fabriquée à l'aide d'une flamme. 51
Figure 6.3 Montage de caractérisation optique d'un guide d'onde de résonateurs couplés 52
Figure 7.1 Vues d'un guide d'onde optique de résonateurs couplés de 50 µm de diamètre 53

Figure 7.2 Vue de côté d'une des extrémités d'un guide d'onde de résonateurs couplés 54
Figure 7.3 Vues de côté du chevauchement des disques à bord biseauté d'un guide d'onde de résonateurs couplés 55
Figure 7.4 Vue du dessus d'une ligne à retard au microscope optique 55
Figure 7.5 Vues de côté complètes des disques supérieurs et inférieurs. 56
Figure 7.6 Spectre en transmission d'un résonateur en forme de disque à bord biseauté de 100 µm de rayon 58
Figure 7.7 Exemple de spectre en transmission d'une ligne à retard de 9 résonateurs. La zone encadrée de rouge est agrandie à la figure 7.8. Le spectre est donné en dBm, parce qu'il n'est pas facile de faire une référence. . . . 59
Figure 7.8 Exemple de spectre mesuré en transmission d'une ligne à retard de 9 résonateurs centrée sur un pic de transmission avec et sans interférence 60
Figure 7.9 Puissance optique maximale de transmission d'une ligne à retard selon le nombre de résonateurs 61
Figure 7.10 Mesure des interfranges selon la distance entre les collimateurs pour plusieurs nombres de résonateurs 62
Figure 7.11 Différence de la longueur du chemin optique entre les branches de l'interféromètre 63
Figure 7.12 Image au microscope optique d'un échantillon comme exemple de défauts d'alignement 64
Figure 7.13 Spectres simulés selon la géométrie de la ligne à retard expérimentale 67
Figure 7.14 Pertes et délai selon le nombre de cavités pour la simulation selon la géométrie de la ligne à retard expérimentale 68
Figure C.1 Profil de surface de l'échantillon après planarisation 93
Figure C.2 Histogramme des profils surfaciques 94

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

a-Si	Silicium amorphe
CMP	*Chemical-Mechanical Planarization*, Planarisation chimico-physique
CPO	Coherent Population Oscillation, Oscillations cohérentes de population
CROW	*Coupled Resonators Optical Waveguide*, Guide d'onde optique de résonateurs couplés
CVD	*Chemical Vapor Deposition*, Dépôt chimique en phase vapeur
EIT	*Electromagnetically Induced Transparency*, Transparence induite électromagnétiquement
FP	Fabry-Pérot
FSR	*Free Spectral Range*, Intervalle spectral libre
LPCVD	*Low Pressure Chemical Vapor Deposition*, Dépôt chimique en phase vapeur à basse pression
MEB	Microscope électronique à balayage
PDB	Produit délai bande passante
PDEs	*Partial differential equations*, Équations aux dérivées partielles
PECVD	*Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition*, Dépôt chimique en phase vapeur activé par plasma
PIC	*Photonic Integrated Circuit*, Circuit photonique intégré
PML	*Perfectly Match Layers*, Couches parfaitement adaptées
RIE	*Reactive Ionic Etching*, Gravure ionique réactive
RPM	Révolutions par minute
SCISSOR	*Side-Coupled Integrated Sequences of Optical Resonators*, Séquences intégrées de résonateurs optiques couplés latéralement
Si	Silicium
SiO_2	Oxyde de silicium
SiON	Oxy-nitrure de silicium
Si_3N_4	Nitrure de silicium
SF_6	Hexafluorure de soufre
SOA	*Semiconductor Optical Amplifier*, Amplificateur optique à semi-conducteur
SOG	*Spin-On Glass*, Verre de spin
SOI	*Silicon On Insolator*, Silicium sur isolant
TE	Transverse électrique

TEM	Transerse électromagnétiques
TM	Transverse magnétique
UV	Ultra-violet
WGM	*Whispering Gallery Mode*, Mode de galerie

LISTE DES ANNEXES

Annexe A SYMBOLES MATHÉMATIQUES 87
Annexe B PROCÉDÉ DE FABRICATION DÉTAILLÉ 90
Annexe C RUGOSITÉ 92

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

La lumière est fort utile à l'humanité. Elle sert d'abord à nous éclairer pour voir et explorer notre entourage. Elle nous sert aussi pour transmettre de l'information, que ce soit avec des voyants lumineux, des feux de circulation ou des phares marins. Dans le monde moderne, la lumière est envoyée à des milliers de kilomètres par des fibres optiques pour acheminer l'information d'un continent à l'autre. Et c'est surtout pour sa vitesse que nous l'utilisons. Le premier qui a démontré que la lumière ne voyage pas instantanément fut Ole Rømer en 1676 en observant le décalage des éclipses des lunes de Jupiter selon la distance entre la terre et cette planète [1]. Il put mesurer une vitesse approximative. James Clerk Maxwell amena une explication théorique en proposant que la lumière soit une onde électromagnétique [1] et donc que sa vitesse est reliée à la perméabilité et la permittivité du milieu. Albert Einstein postulait ensuite que la vitesse de la lumière ne dépend pas du référentiel, et que la vitesse de la lumière dans le vide notée c_0 est la vitesse maximale de l'information dans l'univers, peu importe le référentiel [2]. Celle-ci est exactement 299 792 458 m/s. Cela prend donc seulement 134 ms à la lumière pour faire le tour de la terre à l'équateur et seulement 8,3 min pour nous arriver du soleil qui se trouve à environ 149 597 871 km. Pour les télécommunications, la fibre optique est utilisée pour guider la lumière d'un point à l'autre. L'information transmise à l'intérieur de celle-ci voyage à une vitesse moindre que la lumière dans le vide d'un facteur n_g, l'indice de groupe du guide. Pour la fibre en silice SMF-28 de Corning, cet indice est de 1,4682 à la longueur d'onde utilisée dans les télécommunications. Actuellement, un appel vidéo entre Polytechnique Montréal et l'Université de Neuchâtel en Suisse a un temps de latence d'environ seulement 100 ms [2]. Cette vitesse astronomique a plein de bénéfices.

Dans certains cas, il serait plutôt préférable de ralentir la lumière. Premièrement, c'est un défi scientifique et technique. Cela permet de repousser les limites de notre compréhension de la propagation de la lumière, et dans le processus, d'amener des découvertes intéressantes. Deuxièmement, la vitesse n'est pas toujours souhaitée. Dans l'optique non linéaire, la lumière doit interagir avec le milieu. En ralentissant celle-ci, on peut augmenter l'interaction lumière-matière et, par le fait même, le processus non linéaire. En optique quantique, cela permet d'améliorer l'intrication quantique en permettant une forte corrélation.

---

1. The Editors of Encyclopaedia Britannica, "Ole Rømer", de Encyclopædia Britannica. Encyclopædia Britannica, inc. [En ligne], 2018. Disponible : `https://www.britannica.com/biography/Ole-Romer` [Accédé le 25 juin 2019].

2. Statistique du site web `https://wondernetwork.com/pings` entre la ville de Montréal et la ville de Berne

Une des composantes de base en télécommunication et pour l'ordinateur optique est une ligne à retard. Celle-ci est nécessaire pour garder temporairement en mémoire l'information lorsqu'il faut la diriger ailleurs dans le réseau ou effectuer des opérations. Puisqu'on ne peut pas arrêter la lumière, il est nécessaire de soit la convertir ou la ralentir. Présentement, les nœuds du réseau de communications mondial sont constitués de serveurs qu'on appelle des routeurs. Ils servent à diriger les communications à travers la toile d'Internet. Ceux-ci convertissent les signaux lumineux en signaux électroniques pour lire l'en-tête des paquets de données avant de les reconvertir en signaux lumineux pour les transmettre au prochain serveur. Cette opération augmente la latence et limite la bande passante de la communication en plus d'être énergivore [3]. Il serait donc préférable de se défaire de cette conversion en effectuant toutes les opérations avec un système tout optique.

La ligne à retard optique ou mémoire optique peut prendre plusieurs formes. Le record dans ce domaine va à Hau et al. en 1999 [4]. En utilisant la transparence induite électromagnétique, une impulsion de lumière a voyagé à une vitesse de 17 m/s. Pour ce faire, un gaz de sodium est refroidi à moins de 435 nK par refroidissement laser et évaporation. En dessous de cette température, le gaz de sodium est dans l'état de condensat de Bose-Einstein. En plus des installations de refroidissement, plusieurs lasers sont utilisés pour contrôler les propriétés optiques du condensat et obtenir une variation d'indice de réfraction très abrupte. Une vitesse de groupe réduite est ainsi obtenue. La bande passante de cette méthode est d'environ 5 MHz. Cette méthode est intéressante pour l'optique quantique puisqu'il y a de bonnes propriétés d'optique non linéaire. Cependant, ce n'est pas pratique comme ligne à retard optique pour l'ordinateur optique et les télécommunications à cause de la complexité et de la grosseur du système.

Une façon simple d'obtenir un délai est de simplement rallonger le parcours de la lumière. Puisque la fibre optique comporte peu de pertes optiques ($< 0{,}02$ dB/km), c'est une bonne candidate pour produire une ligne à retard. Par contre, cette solution est encombrante, non intégrable, et le délai est difficilement ajustable. Néanmoins, Caucheteur et al. en 2010 [5] ont démontré que l'inscription d'un réseau de Bragg dans une fibre permet de ralentir celle-ci et donc de réduire la longueur de fibre à utiliser. De plus, pour l'ajustement du délai, une force transverse change la biréfringence de la fibre et donc le délai. Avec une fibre de seulement 15 cm, une plage de 0 à 120 ps de délai est obtenue en appliquant une force de 500 N à un taux maximal de 1 kHz et avec des pertes maximales de 2,8 dB. La bande passante est limitée par le réseau de Bragg et est d'environ 5 nm.

La ligne à retard optique devrait être intégrée sur puce pour plusieurs raisons [3]. Premièrement, en utilisant les technologies de la microélectronique, l'optique intégrée est moins chère, plus

petite et moins lourde qu'une solution non intégrée. Puisque tous les éléments sont sur la même puce, le traitement des signaux est aussi plus rapide.

Le guide d'onde composé de résonateurs optiques couplés est un bon candidat comme mémoire optique puisque la vitesse de groupe dans cette structure est réduite. Cette solution est intégrable sur puce et de taille réduite. Les résonateurs peuvent être de multiples formes dont des microdisques à bord biseauté qui, tout en ayant un procédé de fabrication relativement simple et pouvant être intégrables, comportent peu de pertes optiques.

1.1 Objectifs de recherche

L'objectif principal de ce projet est de développer une ligne de délai optique constituée d'un guide d'onde de résonateurs couplés de type microdisque intégré sur puce avec un haut facteur qualité. Plus précisément, les objectifs de recherche sont de :

1. Concevoir et optimiser le dispositif en simulant le comportement de la lumière dans celui-ci.
2. Fabriquer le dispositif à l'aide des techniques de microfabrication.
3. Caractériser la vitesse de groupe de la lumière dans le système, ainsi que ses performances optiques.

Le dispositif proposé (figure 1.1) est une ligne à retard constituée d'un guide d'onde de résonateurs couplés sur puce. Les résonateurs sont des microdisques à bord biseauté faits de silice sur des piliers (C) de silicium. Les microdisques sont positionnés en série sur deux étages (supérieure (A) et inférieure (B)) en alternance et légèrement chevauchés pour permettre un couplage vertical par onde évanescente. La lumière est couplée de part et d'autre du dispositif avec des fibres effilées (D).

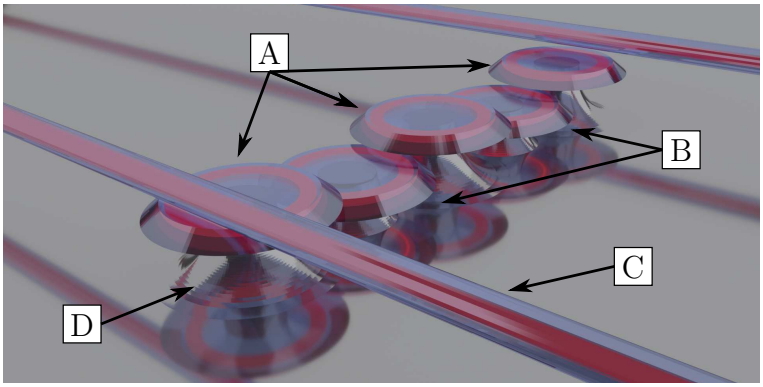


Figure 1.1 Design proposé de ligne à retard composée d'un guide d'onde de microdisques couplés verticalement.

1.2 Plan du mémoire

Une revue de littérature (chapitre 2) est présentée sur les résonateurs optiques et leurs applications. Plus précisément, les lignes à retard retrouvées dans la littérature et qui sont à base de résonateurs sont exposées ainsi que d'autres technologies. Elles sont comparées selon leurs performances. Enfin, les idées reprises pour design initial sont exposées.

Pour bien comprendre les bases théoriques (chapitre 3), les résonateurs optiques, et plus spécifiquement les disques à mode de galerie sont décrits. Le couplage par onde évanescente est expliqué et étudié dans le cas de deux disques à mode de galerie. Enfin, dans ce chapitre, le guide d'onde optique de résonateurs couplés est décrit en plus d'étudier le cas d'un nombre de résonateurs infini.

Le chapitre 4 rapporte les calculs numériques des modes d'un disque à bord biseauté qui ne peuvent pas être résolus analytiquement pour ainsi calculer le couplage et la transmission de la structure. Le modèle complet fini est étudié et comparé à la théorie pour un grand nombre de résonateurs.

Les chapitres 5 et 6 exposent le procédé de fabrication et les montages expérimentaux. Les défis et particularités du procédé proposé sont présentés. Ces chapitres mettent les bases utilisées pour arriver à mesurer un délai d'une ligne à retard optique microfabriquée.

Les résultats sont présentés au chapitre 7. D'abord, une caractérisation géométrique est effectuée avant de caractériser optiquement un résonateur et ensuite le guide d'onde de résonateurs couplés au complet. Les résultats sont comparés à la théorie, aux calculs numériques et à la littérature. Les limitations sont exposées.

Pour terminer, le chapitre 8 conclut et fournit des recommandations pour la suite du projet.

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE

2.1 Résonateurs optiques

La première description d'un résonateur optique nous vient de Charles Fabry et Alfred Perot [6]. Les Fabry-Pérot sont composés de deux miroirs plans se faisant face. Les miroirs peuvent être des surfaces réfléchissantes ou des réflecteurs de Bragg [7]. Les autres types de résonateurs sont les cristaux photoniques [8, 9] et les résonateurs à mode de galerie (WGM). Ces derniers peuvent être de diverses formes telles que les anneaux [10, 11], les disques [12], les tores [13, 14], et les sphères [15]. Les disques peuvent avoir des profils plus exotiques comme les anneaux biseautés suspendus [16], les disques à bord biseauté [17] et les disques à bord biseauté inversé [18]. Ils sont tous caractérisés par leur facteur de qualité qui correspond au ratio de l'énergie emmagasinée sur l'énergie perdue par la lumière à chaque tour du résonateur. Le tableau 2.1 présente quelques résonateurs de la littérature et leur facteur de qualité. Les résonateurs optiques sont utilisés comme filtre [19], capteur [20] ou dispositif d'insertion-extraction [21] en raison de leur condition de résonance.

Tableau 2.1 Résonateurs optiques classés par leur facteur de qualité

Type de résonateur	Facteur de qualité Q [-]
Réseaux de Bragg [7]	$1{,}2 \times 10^2$
Disque [12]	$8{,}5 \times 10^3$
Cristaux photoniques [22]	$1{,}3 \times 10^4$
Fabry-Perot [23]	$5{,}8 \times 10^4$
Anneau [10]	$1{,}5 \times 10^5$
Disque à bord biseauté inversé [18]	$1{,}0 \times 10^6$
Tore inversé [24]	$2{,}0 \times 10^6$
Tore [13]	$1{,}0 \times 10^8$
Anneau biseauté suspendu [16]	$2{,}0 \times 10^8$
Disque à bord biseauté [17]	$8{,}8 \times 10^8$
Sphère [15]	$8{,}0 \times 10^9$

2.2 Ligne à retard

En optique guidée, le délai τ dépend de la longueur de la ligne à retard L et de l'indice de groupe n_g (équation 2.1). Ce dernier dépend de la relation de dispersion $k(\omega) = \omega n_{\text{eff}}(\omega)/c_0$ selon l'équation (2.3).

$$\tau = \frac{L n_g}{c_0} \tag{2.1}$$

$$n_g = c_0 \frac{dk}{d\omega} \tag{2.2}$$

$$= n_{\text{eff}}(\omega) + \omega \frac{dn_{\text{eff}}(\omega)}{d\omega} \tag{2.3}$$

Les paramètres pour produire un délai sont donc la longueur de la ligne à retard L, l'indice effectif du guide d'onde n_{eff} et, avec sa dérivée, l'indice de groupe n_g qui dépend des deux derniers.

En plus du délai lors du design d'une ligne à retard optique, d'autres paramètres sont importants [25]. Les pertes optiques limitent le délai utilisable et la longueur de l'interaction. La métrique observée est donc les pertes par délai (Pertes/τ). Elle doit être suffisamment faible pour que le délai soit utilisable. La bande passante B du dispositif limite plutôt la quantité d'informations gardée en mémoire par la ligne à retard. Il y a souvent un compromis à faire entre le délai obtenu et la bande passante disponible. Alors, la métrique du produit délai-bande-passante (PDB) doit être maximisée. De plus, le dispositif doit être intégrable sur puce et avoir une aire A réduite pour limiter les coûts et maximiser la densité d'éléments sur une même puce optique.

Les lignes à retard sont donc séparées en trois catégories. La première ne fait qu'optimiser la longueur du guide d'onde. Cette technique a l'avantage d'être simple et de ne devoir que minimiser les pertes. Le désavantage principal est la difficulté à réduire la taille du dispositif. Dans cette catégorie, de multiples plateformes sont utilisées (SOI [26], SiON [27], polymère [28, 29], SiO_2 [30]). Avec cette dernière plateforme, une forme particulière de guide d'onde à bords biseautés de silice sur pilier de silicium en forme de spirale est utilisée pour obtenir des pertes d'aussi peu que 0,013 dB/ps.

La deuxième catégorie est celle où l'effet de grande dispersion est utilisé. Aux bords des transitions électroniques, l'indice de groupe peut y être très élevé ($n_g = 8990$ [31]). Par contre, puisque le dispositif est très dispersif (ex. 500 ps/nm [32]), la bande passante est réduite. Une structure intéressante pour obtenir cette dispersion est les réseaux de Bragg qu'ils soient en forme d'arêtes de poisson [33], ou d'un réseau de Bragg *chrip* [31], apodisé [34] ou effilé [32]

pour obtenir les caractéristiques optiques voulues.

La troisième catégorie est celle des structures périodiques comme les guides d'onde de résonateurs optiques couplés (CROW) et les séquences intégrées de résonateurs optiques couplés latéralement (SCISSOR). Ces derniers sont de trois types : bande latérale unique, double ou alternée. La dispersion est contrôlée pour obtenir des plages de transmission avec un indice de groupe plus élevé. Cette structure est intéressante, car elle est compacte en plus d'avoir une grande bande passante. Les résonateurs peuvent être de plusieurs types tels que les anneaux [35], les disques [36] et les défauts dans des cristaux photoniques [37]. La première proposition et la première analyse des CROW sont données par Yariv et al. en 1999 [38]. Elles sont décrites à la section 3.5. Depuis, plusieurs dispositifs ont été proposés. Le nombre de résonateurs peut être que de quelques résonateurs (12 [35]), mais certains d'entre eux en ont beaucoup plus (100 [39], 235 [40], et même 800 cavités [41]).

Pour qu'une ligne à retard soit intéressante, il faut que le délai puisse être variable. Plusieurs techniques sont disponibles. L'effet thermo-optique permet de modifier localement l'indice de réfraction d'un guide d'onde. Le délai est ainsi varié de façon continue [42] ou discrète si les résonateurs sont désaccordés [43]. Elle nécessite cependant des apports en énergie. Une autre approche est l'utilisation d'interrupteurs optiques pour modifier le chemin du signal lumineux sur le circuit photonique dont les différentes configurations sont multicanaux [44] ou en série [45]. Celle-ci permet d'avoir de grande variation dans le délai rapidement, mais de façon discrète. Les interrupteurs peuvent être des interféromètres Mach-Zehnder [46, 47] ou, comme avec la méthode précédente, des résonateurs désaccordés. En combinant les deux techniques, la variation du délai est grande (1,28 ns) et continue [48].

Divers phénomènes sont mis à contribution pour garder un signal optique en mémoire. L'effet Brillouin [49] est utilisé pour contrôler une impulsion à l'intérieur d'un guide d'onde. L'onde électromagnétique est ainsi convertie en onde acoustique et vice-versa plusieurs fois. En effet, l'impulsion de données de fréquence ω_1 est convertie par une impulsion d'écriture de fréquence ω_2 se propageant dans l'autre direction. Ainsi, l'information est convertie en une impulsion acoustique par le processus cohérent de déplacement de Stokes $\Omega_B = \omega_1 - \omega_2$. Une impulsion de lecture permet de faire la conversion inverse et de retrouver l'impulsion d'origine. Le même phénomène est utilisé pour coupler le mode de résonance optomechanique d'une microsphère [50].

Hu et al.(2018) [51] proposent plutôt de coupler deux résonateurs de fréquences de résonnance légèrement différentes par un guide d'onde. Ce dernier est en polymère et les résonateurs sont des cristaux photoniques en silicium. Le système est comparé à la transparence induite électromagnétique où deux niveaux d'énergie quantiques du matériau sont couplés entre eux

de façon optique et cohérente. L'interférence destructive qui en découle induit une mince bande de transparence dans une raie d'absorption. Ce phénomène est reproduit dans cet article avec les fréquences de résonances des cavités comme les niveaux d'énergie et le guide d'onde en polymère pour le couplage cohérent. Le délai induit est contrôlé par l'effet thermo-optique.

L'utilisation de deux résonateurs à anneau légèrement différents permet d'utiliser l'effet vernier [52]. Il en résulte des pics dans la dispersion avec des délais différents. Chaque pic est une combinaison des différents résonateurs soit un seul, ou deux couplés ensemble. Il en résulte des délais variables en longueur d'onde. Des délais maximaux de 1650 ps avec des incréments de 550 ps, une bande passante de 1 GHz et des pertes par délai de 0,18 dB/100 ps sont obtenus.

Une autre approche est d'utiliser l'effet Kerr optique pour désaccorder un résonateur par un signal de pompe et ainsi empêcher le signal de données de le traverser. Il consiste à un changement de l'indice de réfraction dans le sens du champ électrique du signal de pompe. Ainsi, en couplant deux tores [53], un signal de données couple d'abord dans le premier, puis dans le second tore. À ce moment, le signal de pompe change l'indice de réfraction du premier tore ce qui change la condition de résonance. Le signal de données est ainsi piégé dans le second tore jusqu'à ce que le signal de pompe soit arrêté. L'utilisation de tores permet d'avoir de hauts facteurs de qualité ($Q = 2 \times 10^7$) et ainsi de limiter les pertes. Par contre, il nécessite la fabrication des deux tores séparément et de les coupler à l'aide de platines. De plus, les tores doivent être accordés en les chauffant. La bande passante est petite ($B = 1\,\mathrm{MHz}$) à cause des tores qui agissent comme filtres.

L'utilisation de milieu de gain répond à la problématique des pertes optiques en compensant celles-ci. Ainsi, un amplificateur optique semi-conducteur (SOA) [54] à l'intérieur d'une spirale couplée à un interrupteur Mach-Zehnder permet de garder un signal optique pour un plus grand laps de temps et d'obtenir une ligne à retard variable. Le même principe peut être utilisé avec des résonateurs à anneau [55]. Un délai de 1,1 ns est obtenu avec aucune perte. C'est-à-dire que les gains et les pertes sont égaux dans ce système. Enfin, l'utilisation d'oscillations cohérentes de population (CPO) dans une microsphère de verre fluoré dopé à l'erbium permet de garder un signal jusqu'à 2,5 ms. Le principe utilisé s'apparente à la transparence électromagnétique induite active. Cependant, cette technique est insensible à la décohérence et robuste au déphasage [56].

Le tableau 2.2 regroupe des lignes à retard de la littérature utilisant diverses technologies. Elles sont comparées avec leur délai maximal $\tau_{\max}$, l'aire A du dispositif, les pertes par délai Pertes/τ, la bande passante B et le produit délai-bande-passante PDB.

Tableau 2.2 Comparaison des lignes à retard de la littérature

Type	$\tau_{\max}$ [ps]	A [mm^2]	Pertes/τ [dB/ns]	B [pm]	PDB	Année	Référence
CROW	$1{,}09 \times 10^2$	$7{,}20 \times 10^{-1}$	$7{,}00 \times 10^1$	$7{,}80 \times 10^2$	$1{,}06 \times 10^1$	2018	[57]
CROW	$1{,}02 \times 10^2$	$6{,}50 \times 10^{-1}$	$1{,}00 \times 10^1$	$8{,}00 \times 10^2$	$1{,}02 \times 10^1$	2014	[43]
CROW	$6{,}00 \times 10^{-1}$	$9{,}80 \times 10^{-6}$	$5{,}00 \times 10^3$	$3{,}00 \times 10^4$	2,25	2002	[37]
CROW	5,40	$5{,}05 \times 10^{-3}$	$5{,}31 \times 10^1$	$1{,}60 \times 10^4$	$1{,}08 \times 10^1$	2010	[58]
CROW	$8{,}00 \times 10^2$	7,00	$1{,}00 \times 10^1$	$2{,}08 \times 10^1$	2,08	2008	[59]
CROW	$3{,}00 \times 10^2$	-	$1{,}00 \times 10^2$	$4{,}17 \times 10^1$	1,56	2008	[60]
CROW	$1{,}40 \times 10^2$	$1{,}73 \times 10^{-1}$	$2{,}00 \times 10^2$	$5{,}66 \times 10^1$	$9{,}89 \times 10^{-1}$	2006	[35]
SCISSOR	$3{,}45 \times 10^2$	-	$6{,}00 \times 10^1$	$3{,}34 \times 10^1$	1,44	2012	[61]
SCISSOR	$1{,}35 \times 10^2$	$7{,}50 \times 10^{-3}$	$3{,}40 \times 10^1$	$3{,}34 \times 10^1$	$5{,}63 \times 10^{-1}$	2010	[62]
SCISSOR	$8{,}00 \times 10^2$	$2{,}00 \times 10^{-1}$	$1{,}00 \times 10^1$	$2{,}08 \times 10^1$	2,08	2007	[63]
Analogue EIT	$3{,}00 \times 10^2$	$2{,}00 \times 10^{-4}$	$1{,}50 \times 10^1$	$6{,}23 \times 10^1$	2,33	2018	[51]
Guide d'onde	$1{,}27 \times 10^3$	$2{,}86 \times 10^1$	$1{,}00 \times 10^1$	$4{,}80 \times 10^2$	$7{,}61 \times 10^1$	2017	[48]
Effet Vernier	$1{,}65 \times 10^3$	-	1,80	3,34	$6{,}88 \times 10^{-1}$	2013	[52]
Spiral	$1{,}72 \times 10^4$	6,60	$9{,}30 \times 10^{-1}$	$3{,}34 \times 10^1$	$7{,}17 \times 10^1$	2018	[54]
Guide d'onde	$1{,}27 \times 10^3$	$1{,}18 \times 10^1$	$1{,}30 \times 10^1$	$1{,}00 \times 10^1$	1,58	2014	[45]
Spiral	$1{,}24 \times 10^4$	$3{,}83 \times 10^3$	$1{,}48 \times 10^{-1}$	$3{,}34 \times 10^1$	$5{,}15 \times 10^1$	2013	[64]
Spiral	$1{,}30 \times 10^5$	$9{,}00 \times 10^3$	$1{,}66 \times 10^{-2}$	8,34	$1{,}35 \times 10^2$	2012	[30]
Réseau de Bragg apodisé	$6{,}60 \times 10^2$	$3{,}34 \times 10^{-2}$	3,30	$6{,}67 \times 10^1$	5,49	2011	[42]
Guide d'onde	$1{,}10 \times 10^3$	$6{,}00 \times 10^1$	2,30	$1{,}33 \times 10^2$	$1{,}83 \times 10^1$	2008	[26]
Effet Kerr	$2{,}00 \times 10^4$	$2{,}00 \times 10^{-2}$	$2{,}40 \times 10^{-1}$	$8{,}01 \times 10^{-3}$	0,00	2017	[53]

Conclusion

Une ligne à retard idéale doit avoir peu de pertes optiques, une large bande passante, être variable continuellement sur une large plage, être compacte et intégrée sur puce. Les dispositifs se basant sur la longueur de propagation ont l'avantage d'avoir de faibles pertes et une large bande passante, mais ils sont difficilement variables et peu compacts. Les dispositifs dispersifs obtiennent de larges indices de groupe, mais une faible bande passante. Ainsi, les cavités couplées sont un bon choix de ligne à retard. Elles ont de larges bandes passantes en plus d'être compactes et variables continuellement. Avec ces dispositifs, ce sont les pertes optiques qui sont limitantes. L'utilisation d'un milieu de gain permet de réduire voir d'éliminer les pertes optiques. Cependant, cela nécessite des matériaux exotiques et des techniques de microfabrication complexes en plus de limiter l'intégration de ces lignes à retard. Une autre avenue est de réduire les pertes passivement en optimisant les résonateurs à haut facteur de qualité. L'utilisation de cavités à mode de galerie est une avenue possible. L'utilisation de sphères couplées entre elles [65] est un bon exemple, mais cela ne permet pas une intégration sur puce.

2.3 Applications

Les lignes à retard ont de multitudes applications passant par la photonique micro-ondes, la quantique, l'optique non linéaire, l'ordinateur optique et les antennes réseaux à commande de phase.

La photonique est intéressante par ses faibles pertes optiques et sa grande bande passante. De plus, les systèmes optiques ne sont pas affectés par l'interférence électromagnétique. Son utilisation en photonique micro-onde analogique permet d'obtenir des dispositifs de petite taille, légers, paramétrables, distribués et économes en énergie [66]. Ainsi, les signaux radio peuvent être filtrés et synchronisés en plus d'ajouter des délais variables [67, 68]. Par exemple, la mesure de modulation temporelle de phase radiofréquence qui est utilisée en quantique nécessite de l'interférométrie spectrale. Une ligne à retard variable de 13 ps est utilisée [69] pour cette application.

Une antenne réseau à commande de phase est constituée de plusieurs antennes ayant chacune un délai de phase différent. Cela permet de diriger le faisceau d'ondes radio dans une direction donnée. En changeant la phase des antennes, cette direction est ajustée. Il n'est donc pas nécessaire d'avoir une antenne amovible. Cette technologie peut être implémentée sur puce avec des guides d'onde en silice, par exemple, et fonctionner pour les réseaux de communication mobiles à 60 GHz [70]. Cette puce comprend des lignes à retard de phase et

des contrôleurs d'amplitude utilisant l'effet thermo-optique. L'avantage d'implémenter cette application en photonique micro-onde est que c'est plus compact et léger que le même système en électronique. De plus grands délais avec de plus grandes bandes passantes sont possibles sans restrictions sur les fréquences utilisées grâce aux faibles pertes et aux grandes bandes passantes des systèmes utilisés [71].

Selon la loi de Moore, le nombre de transistors des circuits intégrés double tous les 18 mois. Le trafic sur Internet suit aussi cette tendance avec 122 EB par mois en 2017 et une prédiction de 396 EB par mois en 2022 [72]. La transmission optique a permis les premières communications intercontinentales avant de remplacer les liens de cuivres entre les pays, les villes, les bases de données et, maintenant, entre les baies de serveurs [73]. La prochaine étape est de remplacer complètement les routeurs électroniques des systèmes actuels. La ligne à retard est une composante essentielle d'un ordinateur optique qui pourrait être utilisé comme routeur optique [74], ce qui éliminerait les conversions de signaux de l'optique à l'électronique et vice-versa en plus de réduire les temps de latence des communications dues aux routeurs électroniques. Pour ce faire, plusieurs composantes doivent être intégrées en un même système dont une porte logique optique pour le traitement de l'information et de la mémoire optique. Ainsi, lorsqu'un paquet d'informations arrive, l'entête contenant l'information de la destination finale peut être lu et traité pendant que le corps du paquet est préservé dans la mémoire optique. Ensuite, les deux sont recombinés et transmis au prochain nœud du réseau.

Les lignes à retard peuvent être utilisées comme gyroscope intégré en utilisant l'effet Sagnac [75]. Aucune pièce mécanique n'est nécessaire. Le dispositif est donc insensible aux vibrations et peut être utilisé en robotique ou en aéronautique. Un grand chemin optique améliore la précision. L'utilisation de lignes à retard performantes est donc bénéfique pour que le dispositif reste compact.

2.4 Photonique 3D

Les circuits photoniques intégrés (PIC) sont de plus en plus complexes et comportent de plus en plus de composantes sur une même puce [76]. Le nombre de croisements des guides d'onde ainsi que la taille des puces augmentent, ce qui limite les performances des systèmes optiques. En s'inspirant de la microélectronique, la densité de composantes optiques est augmentée en utilisant non pas une couche de composantes, mais bien plusieurs séparées par une couche de gaine. En microélectronique, les interconnexions entre les couches sont effectuées par des vias tandis qu'en optique intégrée, c'est par l'entremise de couplage vertical entre les guides d'onde. Cela permet une bonne connexion tout en limitant la diaphonie (*crosstalk*) et les pertes aux

croisements [77]. Cette technologie se nomme la photonique 3D, 2.5D, ou multicouche.

Le couplage vertical ne se limite pas seulement aux guides d'onde. Celui-ci est aussi possible entre un disque à bord biseauté et un guide d'onde [78, 79, 80]. Cette idée est reprise pour le design.

L'accroissement de la densité de composantes est un des principaux avantages. La réduction de la sensibilité à l'alignement latéral est aussi améliorée, puisque la distance de couplage est définie par la distance entre les couches. En microfabrication, la tolérance sur l'épaisseur des couches est mieux contrôlée que l'alignement latéral [81]. Par contre, cette technique nécessite plus d'étapes dont une planarisation, plusieurs masques et un alignement. Le procédé est ainsi plus complexe, ce qui affecte la répétabilité et nécessite plus de contrôle en cours de procédé.

2.5 Choix de design

Le design présenté dans ce mémoire est une suite des travaux de Sasha Bergeron [36] qui a présenté un guide d'onde de résonateurs couplés formés de disques. Ceux-ci sont couplés horizontalement entre eux. Une fibre effilée est utilisée pour coupler la lumière à l'entrée et à la sortie de cette structure. Ce type de ligne à retard permet une grande bande passante, une faible surface et peu de pertes. L'idée est reprise en changeant les disques à bord droit par des disques à bord biseauté puisque ceux-ci ont un meilleur facteur de qualité tout en pouvant continuer à être intégrés sur puce [17]. Par contre, le design horizontal n'est plus possible puisque les modes optiques sont repoussés vers le centre des disques. En utilisant les techniques de la photonique 3D, il est possible de coupler ce type de disque avec des guides d'onde [78, 79, 80]. Il est donc proposé de coupler les disques entre eux verticalement en les disposant sur deux couches séparées par un isolant et en chevauchant les bords de ceux-ci.

CHAPITRE 3 THÉORIE

La ligne à retard optique est composée de disques en silice sur pied de silicium. Ceux-ci forment des résonateurs optiques ou microcavités. Ils sont couplés entre eux pour former une structure appelée un guide d'onde de résonateurs couplés. La lumière guidée a la particularité d'avoir une vitesse de groupe effective faible. Le signal lumineux est donc ralenti.

Pour comprendre le phénomène, une revue des résonateurs optiques est donnée pour expliquer le choix des disques à bord biseauté. Le système complexe est divisé en divers éléments théoriques qui décrivent le phénomène (figure 3.1). Le cas du disque rectangulaire est étudié en séparant le guidage en un guide d'onde diélectrique plan infini et les modes de galerie d'un résonateur à symétrie circulaire. Le couplage est décrit et étudié pour cette structure. Avec la compréhension de l'élément de base, le guide d'onde de résonateurs couplés est illustré. Le comportement à l'infini est finalement étudié.

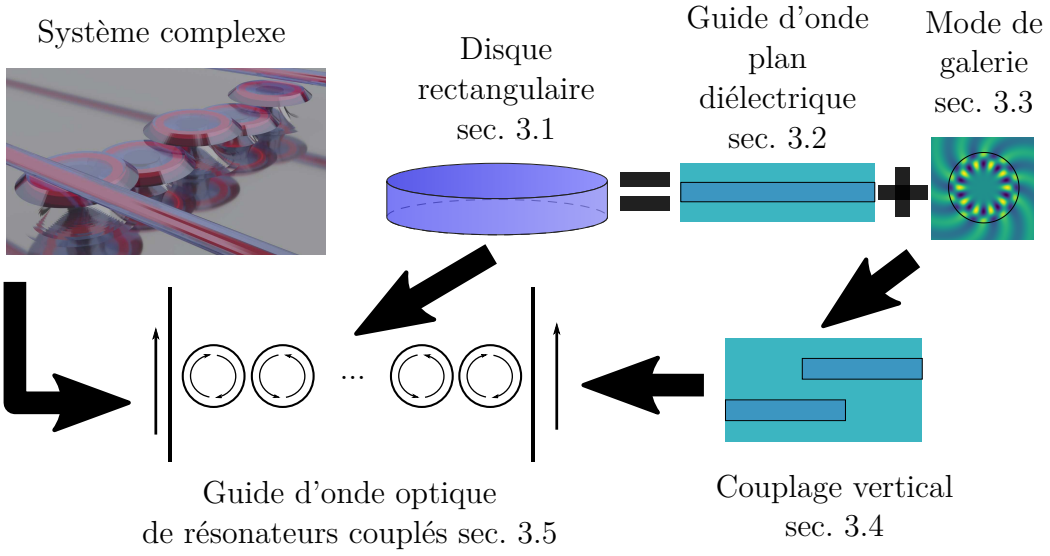


Figure 3.1 Synthèse de la modélisation théorique du guide d'onde optique de résonateurs couplés verticalement

3.1 Résonateurs optiques

Un résonateur optique est une structure où la lumière se propage et revient à son état initial, c'est-à-dire avec la même phase. Il y a donc une résonance déterminée par la longueur du chemin optique dans le résonateur et la longueur d'onde. La lumière est ainsi confinée dans la structure.

Plusieurs types de microcavités existent dont la plus simple est le Fabry-Pérot. Il est composé de deux miroirs se faisant face afin que la lumière soit réfléchie d'un miroir à l'autre. À certaines fréquences discrètes, on dit qu'il y a résonance. C'est-à-dire qu'il y a interférence constructive à ces fréquences. En termes de longueurs d'onde, la condition de résonance s'écrit selon l'équation (3.1) qui dépend du chemin optique L_{CO} de l'aller-retour de la lumière, soit la multiplication de deux fois l'espacement entre les miroirs d et de l'indice de réfraction du milieu entre les miroirs n. Les longueurs d'onde de résonance λ_m sont donc un multiple d'un entier m du chemin optique.

$$m\lambda_m = 2dn \tag{3.1}$$

La distance entre deux longueurs d'onde de résonance se nomme l'intervalle spectral libre (Free Spectral Range FSR). En reprenant l'équation (3.1) pour $\lambda_{m+1} - \lambda_m$,

$$\lambda_{\mathrm{FSR}} = \frac{\lambda^2}{2d} \tag{3.2}$$

Dans un cas réel, les pertes intrinsèques du résonateur engendrent un élargissement des pics de résonance. La finesse $\mathcal{F}$ est définie selon l'atténuation effective de la cavité α_r.

$$\mathcal{F} = \frac{\pi e^{-\alpha_r nd/2}}{1 - e^{-\alpha_r nd}} \tag{3.3}$$

Lorsque la finesse est grande ($\mathcal{F} >> 1$), celle-ci est reliée à la largeur totale à mi-hauteur $\delta\lambda$ des pics élargis et l'intervalle spectral libre λ_{FSR} par

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_{\mathrm{FSR}}}{\mathcal{F}} \tag{3.4}$$

Le spectre typique (figure 3.2) est donc composé de pics de résonance séparés par λ_{FSR} et de largeur $\delta\lambda$.

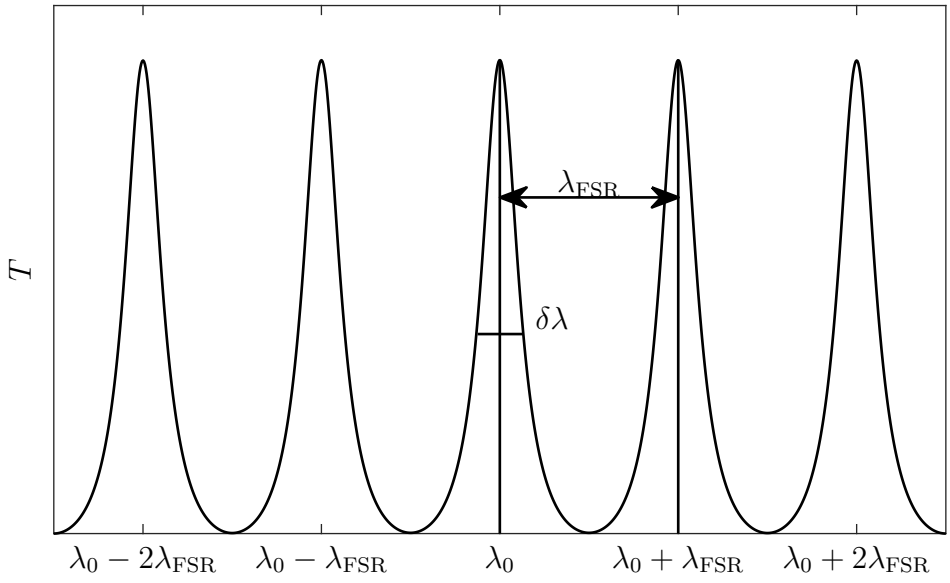


Figure 3.2 Exemple de spectre en transmission d'un résonateur

Enfin, la performance d'un résonateur est donnée par le facteur de qualité Q et le volume modal V_{modal}. Le premier est proportionnel au temps de vie moyen du photon dans la cavité τ_p. Le deuxième représente le confinement spatial de la lumière. Le facteur de qualité se trouve avec :

$$Q = \frac{2\pi}{\lambda_0 \alpha_r} \tag{3.5}$$

$$= \frac{\lambda_0}{\delta\lambda} \tag{3.6}$$

Les pertes dans les résonateurs proviennent des pertes par radiation (Q_{rad}), de la diffusion en surface (Q_{ss}) ainsi que de l'absorption en surface (Q_{sa}) et à l'intérieur du résonateur (Q_{b}). Toutes ces pertes ensemble définissent les pertes intrinsèques (Q_{int}) du résonateur [82] :

$$\frac{1}{Q_{\mathrm{int}}} = \frac{1}{Q_{\mathrm{rad}}} + \frac{1}{Q_{\mathrm{ss}}} + \frac{1}{Q_{\mathrm{sa}}} + \frac{1}{Q_{\mathrm{b}}} \tag{3.7}$$

Pour la suite du design de la ligne à retard optique, les microdisques sont sélectionnés comme microcavité. Ils ont de bons facteurs de qualité tout en étant intégrables sur puce. Il est donc possible de coupler de la lumière à l'entrée et à la sortie du dispositif en plus de coupler les résonateurs entre eux. Les résonances de ces cavités se nomment des modes de galerie. Ceux-ci sont décrits plus loin.

3.2 Guide d'onde diélectrique infini

Un guide d'onde diélectrique est composé d'un cœur, où la lumière se propage, délimité par une gaine d'indice de réfraction plus faible ($n_0 < n_1$). Les deux matériaux sont des diélectriques. Il y a donc une réflexion totale interne selon la condition de Snell-Descartes si l'angle incident θ_i est plus faible que l'angle critique θ_c :

$$\theta_i < \cos^{-1}\left(\frac{n_1}{n_0}\right) \tag{3.8}$$

Un cas simple est un guide d'onde diélectrique à une dimension de hauteur h (figure 3.3) qu'on appelle le guide d'onde plan infini [83]. C'est celui qui est étudié pour rendre compte de l'épaisseur du microdisque.

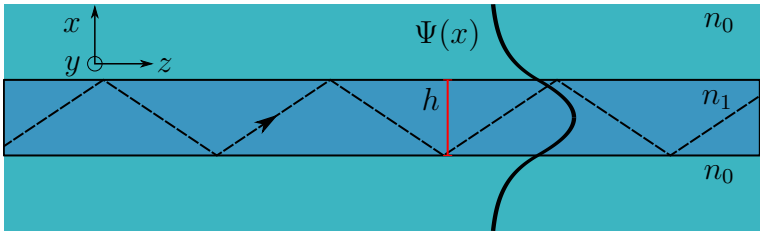


Figure 3.3 Guide d'onde plan infini diélectrique

En considérant plutôt la nature ondulatoire de la lumière, on pose l'hypothèse scalaire d'un champ électromagnétique qui est monochromatique, planaire et polarisé linéairement (TEM). L'équation d'onde de Helmholtz a résoudre est donc :

$$\left(\nabla^2 + k_0^2 n^2\right)\Psi = 0 \tag{3.9}$$

avec $k_0 = 2\pi/\lambda$ qui est le nombre d'onde.

Pour le guide d'onde plan diélectrique infini, l'indice de réfraction ne dépend que de x et l'onde se déplace selon z. Ainsi, la résolution de l'équation se fait en une dimension.

Des modes de propagation ont des vitesses de groupe et des indices effectifs différents, mais compris entre celui du cœur et de la gaine, et une distribution du champ particulière $\Psi_m(x)$. On distingue deux polarisations perpendiculaires à la direction de propagation, la polarisation avec le champ électrique transverse (TE) $E_y(x) = \Psi_m(x)$ et celle avec le champ magnétique transverse (TM) $H_y(x) = \Psi_m(x)$. Celles-ci ont chacune des modes pairs et impairs dont les champs dans le cœur sont un cosinus pour l'un et un sinus pour l'autre. Dans la gaine, le champ se prolonge en une exponentielle décroissante qui se nomme la partie évanescente de

l'onde. U et W sont définis comme les paramètres modaux et reliés entre eux par le paramètre du guide V selon :

$$U = \frac{h}{2}\sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta^2} \tag{3.10}$$

$$W = \frac{h}{2}\sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_0^2} \tag{3.11}$$

$$V = \sqrt{U^2 + W^2} = \frac{k_0 h}{c}\sqrt{n_1^2 - n_0^2} \tag{3.12}$$

Dans ces équations, β est la constante de propagation de l'onde plane.

Pour les solutions paires :

$$\Psi(x) = \begin{cases} \frac{\cos(2Ux/h)}{\cos U}, & |x| < h/2 \\ \frac{\exp(2W|x|/h)}{\exp -W}, & |x| > h/2 \end{cases} \tag{3.13}$$

Pour les solutions impaires :

$$\Psi(x) = \begin{cases} \frac{\sin(2Ux/h)}{\sin U}, & |x| < h/2 \\ \frac{x}{|x|}\frac{\exp(2W|x|/h)}{\exp -W}, & |x| > h/2 \end{cases} \tag{3.14}$$

Aux interfaces, entre deux domaines d'indices de réfraction différents, le champ électrique doit être continu. Cela amène à des équations transcendantales différentes pour les deux polarisations.

Une équation aux valeurs propres est obtenue avec les conditions frontières de continuité de la composante tangentielle H_z et de sa dérivée pour les modes TE.

$$\tan U = \frac{W}{U} \quad \text{Modes pairs} \tag{3.15}$$

$$\tan U = -\frac{U}{W} \quad \text{Modes impairs} \tag{3.16}$$

Et pour les modes TM, c'est la continuité de la composante tangentielle E_z qui fait apparaitre le rapport des indices.

$$\tan U = \frac{n_1^2}{n_0^2}\frac{W}{U} \quad \text{Modes pairs} \tag{3.17}$$

$$\tan U = -\frac{n_0^2}{n_1^2}\frac{U}{W} \quad \text{Modes impairs} \tag{3.18}$$

Tous ces modes ont des fréquences de coupure à l'exception du mode fondamental. La relation de dispersion U en fonction de V est donnée pour les deux polarisations à la figure 3.4.

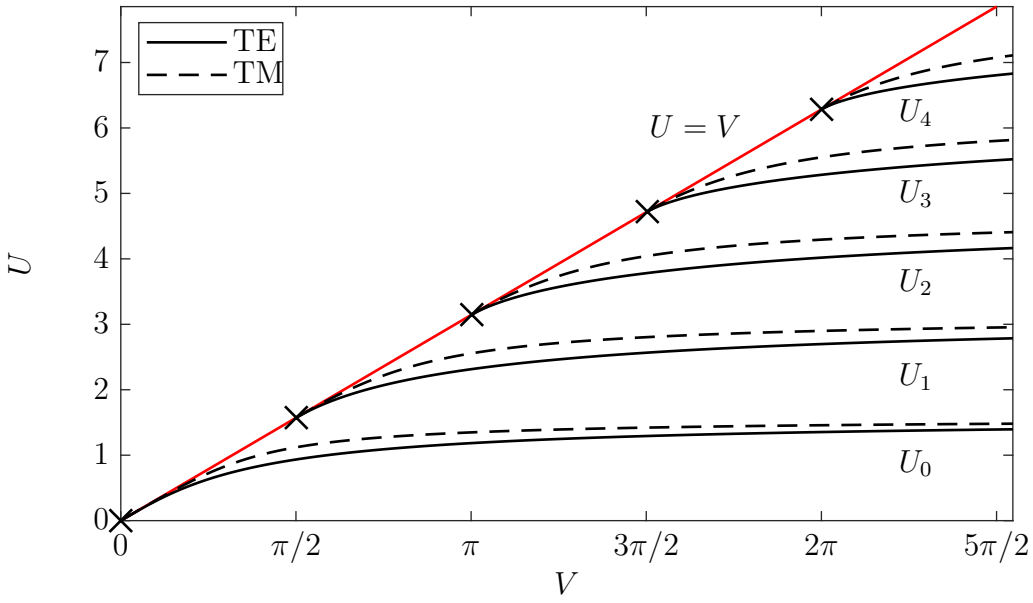


Figure 3.4 Solution de l'équation de dispersion du guide d'onde plan infini diélectrique selon les paramètres modaux V et U

Pour la suite, il est important de noter que le guide est dit monomode lorsque le paramètre de mode V est plus faible que le paramètre de mode V_c de coupure du premier mode après le mode fondamental. Cette condition se réécrit :

$$h_c = \frac{\lambda}{2\sqrt{n_1^2 - n_0^2}} \tag{3.19}$$

On a ainsi l'épaisseur maximale du guide d'onde plan afin de s'assurer qu'il soit monomode. Cette condition facilite le couplage et simplifie la compréhension de la structure. L'indice effectif du mode fondamental est :

$$n_{\text{eff}} = n_c \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{U^2}{V^2}\right)} \tag{3.20}$$

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_0^2}{2n_1^2} \tag{3.21}$$

3.3 Résonateur à mode de galerie

Les résonateurs à mode de galerie sont des structures circulaires comme un disque, un tore ou une sphère. Le phénomène tire son nom des modes acoustiques de la cathédrale Saint-Paul à Londres et décrit pour la première fois par Lord Rayleigh en 1910 [84]. La galerie de la coupole a une forme parfaitement circulaire. Si une personne murmure proche du mur de celle-ci, quelqu'un à l'opposé de la cathédrale proche du mur va entendre sa voix. Cela est possible, car le son est réfléchi le long de la paroi de la coupole. Il y a interférence constructive si, comme avec les résonateurs optiques, la condition de résonance est remplie (équation (3.1)).

En optique, la lumière est réfléchie de multiple fois à l'interface du résonateur pour en faire le tour par réflexion totale interne. La longueur du chemin optique dépend donc du rayon du résonateur et de l'indice effectif du mode.

Le cas le plus simple est celui d'un cylindre de rayon R avec un indice de cœur n_1 et de gaine n_0 (figure 3.5). La hauteur est infinie. Le problème revient à deux dimensions spatiales r et θ. Comme pour le guide d'onde plan infini, on considère une onde monochromatique polarisée linéairement (TEM) qui se propage selon la direction azimutale en coordonnée polaire. Il y a deux polarisations se propageant perpendiculairement à la direction de propagation soit le champ électrique transverse TE ($H_z(r,\theta) = \Psi_m(r,\theta)$) et le champ magnétique transverse TM ($E_z(r,\theta) = \Psi_m(r,\theta)$). L'équation d'Helmholtz en coordonnée cylindrique est :

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{1}{dr} + \frac{1}{r^2}\frac{d^2}{d\theta} + k^2\right)\Psi(r,\theta) = 0 \tag{3.22}$$

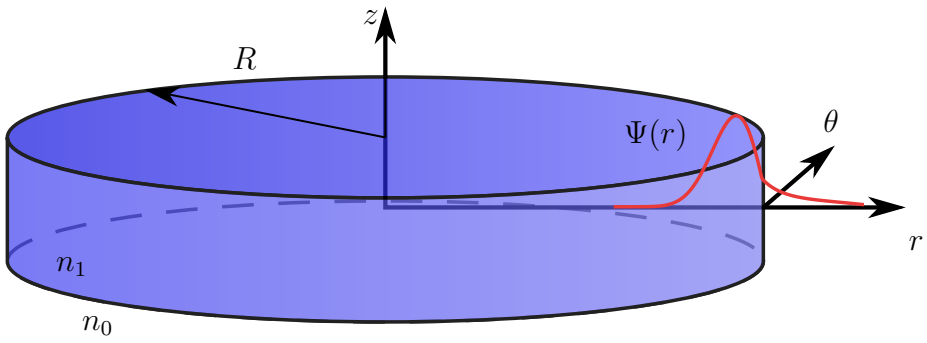


Figure 3.5 Résonateur optique de type disque

Les solutions sont séparées en une partie radiale et azimutale. Cette dernière est une exponentielle complexe avec m l'entier du mode azimutal :

$$\Psi_m(\theta) = e^{\pm im\theta} \tag{3.23}$$

La solution radiale est une des fonctions de Bessel :

$$\Psi_m(r) = \begin{cases} A_m J_m\left(k_1 r\right) & r < R \\ B_m H_m^{(1)}\left(k_2 r\right) & r > R \end{cases} \tag{3.24}$$

Les équations transcendantales aux conditions frontière, comme pour le guide d'onde plan, sont :

$$\frac{J'(k_1 R)}{k_1 J_m(k_1 R)} = \frac{H'^{(1)}(k_2 R)}{k_2 H_m^{(1)}(k_2 R)} \quad \text{TE} \tag{3.25}$$

$$\frac{k_1 J'(k_1 R)}{J_m(k_1 R)} = \frac{k_2 H'^{(1)}(k_2 R)}{H_m^{(1)}(k_2 R)} \quad \text{TM} \tag{3.26}$$

Les formes radiales des champs pour les polarisations TE et TM sont données aux figures 3.6 et 3.7. Le nombre l représente le nombre radial du mode. Il correspond au nombre d'extremums à l'intérieur du disque de la solution radiale. Plus ce nombre est grand, plus le maximum est décalé vers l'intérieur du disque. À l'extérieur de celui-ci, on observe des oscillations. Elles représentent les pertes radiatives du résonateur.

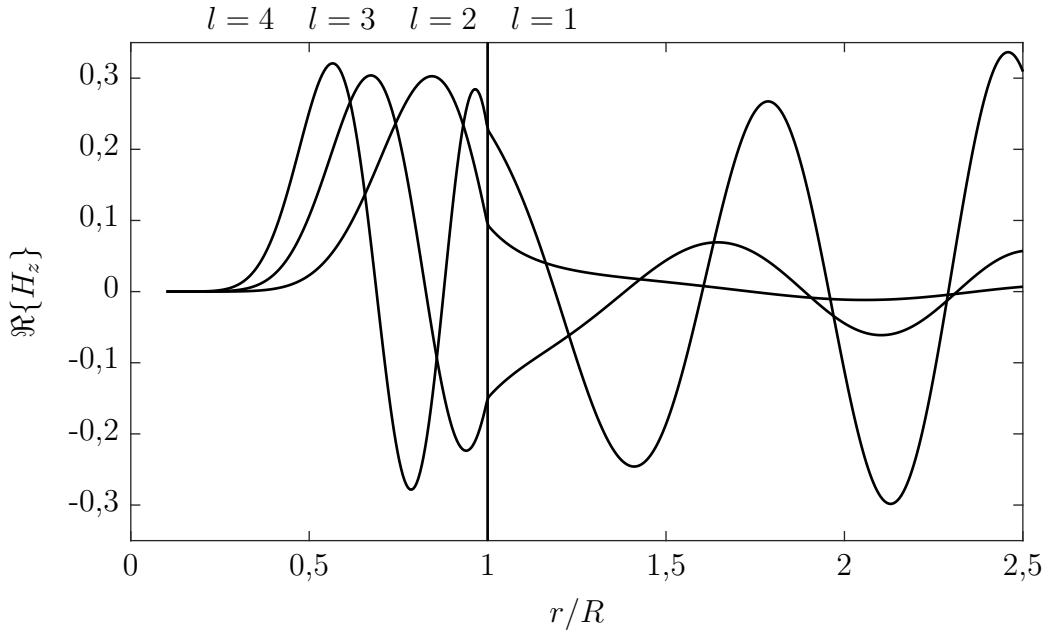


Figure 3.6 Formes réelles radiales des premiers modes TE pour $m = 10$ et $n_1/n_0 = 2$

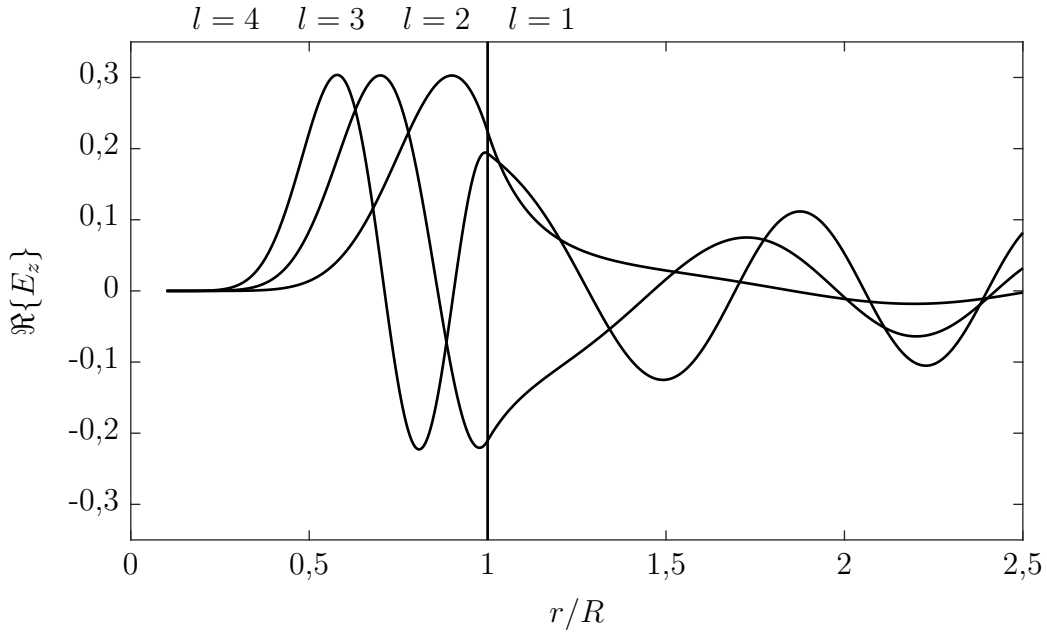


Figure 3.7 Formes réelles radiales des premiers modes TM pour $m = 10$ et $n_1/n_0 = 2$

On peut aussi observer la solution complète du premier mode TM dans le plan (r, θ) à la figure 3.8. Encore une fois, à l'extérieur du disque représenté par un cercle noir, les spirales sont dues au fait que la vitesse de phase est égale partout à celle du milieu tandis qu'à l'intérieur, elle dépend du rayon.

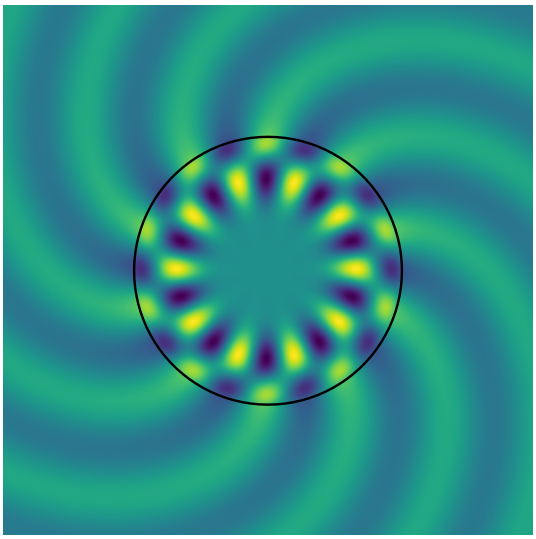


Figure 3.8 Forme réelle du premier mode TM ($\Re\{H_z\}$) pour $m = 10$ et $n_1/n_0 = 2$ et $l = 2$. La ligne noire représente l'interface du disque.

Les autres solutions m et l sont données aux figures 3.9 et 3.10 pour les polarisations TE et TM. Elles sont représentées par des points selon le rayon normalisé $n_1 kR$ et la finesse $\mathcal{F}$. Les modes de même l sont reliés par une ligne noire tandis que les modes avec un même nombre m sont reliés par une ligne rouge. Pour un rayon normalisé petit, soit une grande longueur d'onde comparée au rayon, ce n'est pas nécessairement le mode $l = 1$ qui a le moins de pertes. Par contre, plus le rayon normalisé est grand, plus les pertes diminuent exponentiellement et c'est le mode fondamental qui en a le moins.

La longueur d'onde respectant la résonance se trouve avec $\lambda = 2\pi R n_1 / \Re\{k_1\}$. Le facteur de qualité tenant seulement compte des pertes par radiation est donné par $Q_{\text{rad}} = \Re\{k_1\} / 2\Im\{k_1\}$.

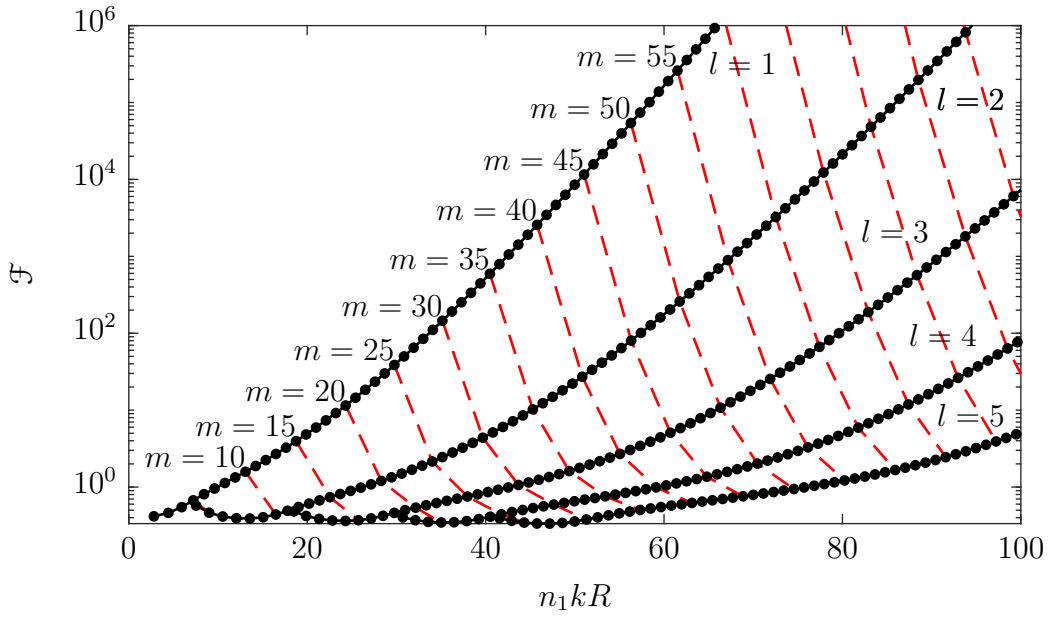


Figure 3.9 Solutions réelles m et l des premiers modes TE pour $n_1/n_0 = 2$

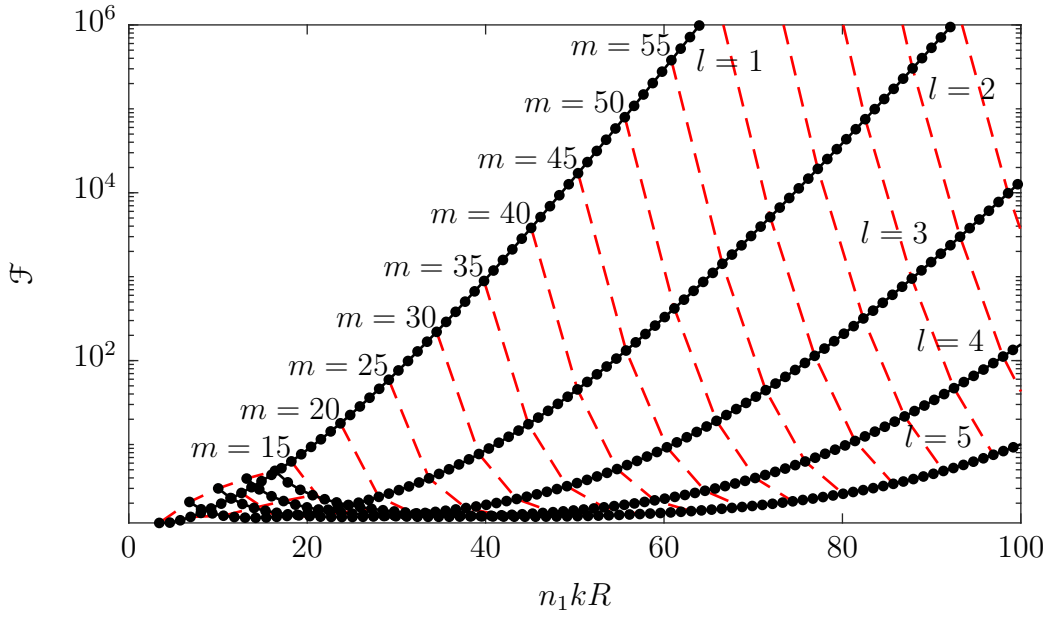


Figure 3.10 Solutions réelles m et l des premiers modes TE pour $n_1/n_0 = 2$

3.4 Couplage

Le transfert de puissance optique entre deux guides d'onde se nomme le couplage. Il y a couplage par onde évanescente entre deux guides d'onde lorsqu'il y a une superposition de l'onde d'un guide avec le second (figure 3.11). Soit deux guides d'onde avec des amplitudes a_1 et a_2, et des constantes de propagation β_1 et β_2, le système d'équations décrivant le couplage s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{da_1}{dz} &= i\left(\beta_1 a_1 + C_{12} a_2\right) \\ \frac{da_2}{dz} &= i\left(\beta_2 a_2 + C_{21} a_1\right) \end{cases} \tag{3.27}$$

avec

$$C_{12} = \frac{k_0^2}{2\sqrt{|\beta_1 \beta_2|}} \int_{A_\infty} \left(n^2 - \bar{n}^2\right) \hat{\Psi}_1^* \hat{\Psi}_2 dA \tag{3.28}$$

$$C_{21} = \frac{k_0^2}{2\sqrt{|\beta_2 \beta_1|}} \int_{A_\infty} \left(n^2 - \bar{n}^2\right) \hat{\Psi}_2^* \hat{\Psi}_1 dA \tag{3.29}$$

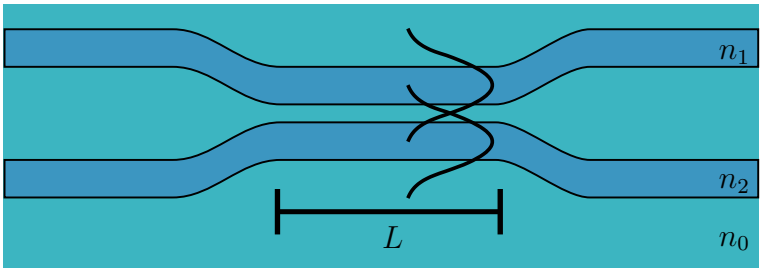


Figure 3.11 Couplage entre deux guides d'onde

Les constantes de couplage C_{ij} sont proportionnelles à l'intégrale surfacique des champs pondérés par la différence des carrées des indices de réfraction perturbés n et non perturbés $\bar{n}$ par l'autre guide d'onde.

On peut résoudre les équations pour une certaine longueur de propagation L et en tirer l'amplitude du champ dans chaque guide en sortie. De plus, les deux distances caractéristiques sont la longueur de couplage L_C et la longueur de battement z_b :

$$L_C = \frac{2\pi}{C} \tag{3.30}$$

$$z_b = \frac{2\pi}{|\beta_1 - \beta_2|} \tag{3.31}$$

Le couplage n'est efficace que si la longueur de couplage est beaucoup plus petite que la longueur de battement ($L_C << z_b$). Dans le cas contraire, il y a battement entre les deux guides d'onde et le couplage est inefficace. C'est le cas lorsque les indices effectifs des deux guides ont une trop grande différence.

Couplage horizontal et vertical

Pour illustrer le couplage de deux résonateurs identiques en forme de disque, on peut comparer deux cas. Le premier cas est un couplage vertical avec un chevauchement Δx des disques séparés par Δz (figure 3.12a). Il y a ainsi une longueur de couplage L_C effective. Pour le deuxième cas, le couplage est horizontal. Les disques sont séparés par une distance Δx.

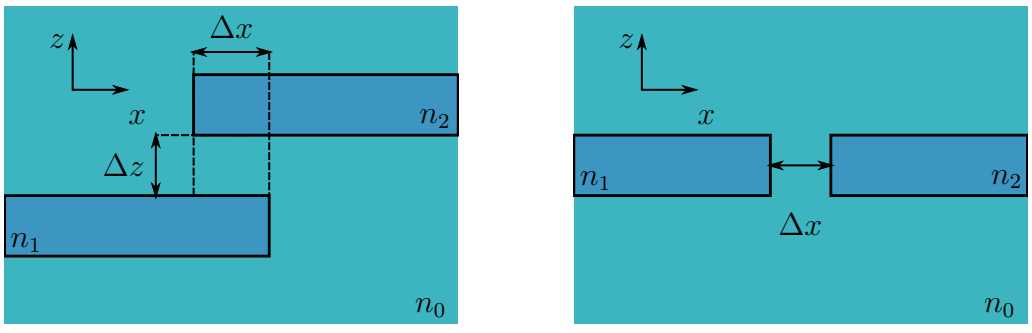
Pour le couplage vertical, puisqu'il y a superposition des disques, le couplage s'effectue sur une certaine longueur L déterminée par une zone plate [85]. Le coefficient de couplage κ s'écrit :

$$\kappa = \frac{C_{21}}{i\gamma} \exp\left(i\frac{\Delta\beta L}{2}\right) \sin(\gamma L) \tag{3.32}$$

où $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$, $\gamma^2 = \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 + C_{12}C_{21}$.

Pour le couplage horizontal, on ne peut pas déduire une longueur de couplage effective. Le coefficient de couplage est donc l'intégrale de C_{12} et C_{21} dans tout l'espace puisqu'ils varient le long de la direction de propagation.

$$\kappa = \int_{-\infty}^{\infty} C_{12}(y) \exp\left(-i\Delta\beta z\right) dy \tag{3.33}$$



(a) Vertical (b) Horizontal

Figure 3.12 Vue de côté du couplage entre deux disques identiques

En premier, le couplage vertical est étudié en fonction du chevauchement Δx (figure 3.13). Dans ce cas particulier, on remarque un maximum de couplage quand les disques se chevauchent de 2,7 µm, soit lorsque les maximums d'intensité de chaque mode sont alignés.

Les deux cas sont comparés selon la distance de couplage d entre les disques soit Δx dans le cas horizontal et Δz dans le cas vertical (figure 3.14). Pour ce dernier, le chevauchement est choisi pour maximiser le couplage. Le couplage vertical est d'environ deux ordres de grandeur plus élevé pour une même distance. Les polarisations ont un couplage semblable pour les deux cas. La polarisation TM est favorisée pour le couplage vertical, ce qui est le contraire pour le couplage horizontal. Cela concorde avec la forme des champs des deux polarisations pour le guide d'onde plan et le résonateur à mode de galerie.

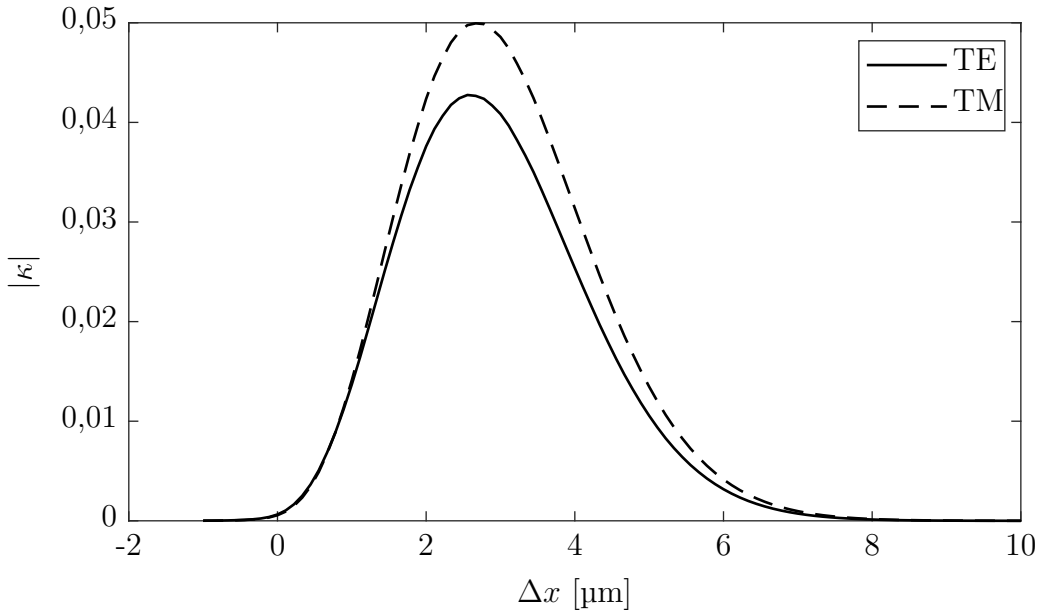


Figure 3.13 Coefficient de couplage $|\kappa|$ selon le chevauchement Δx. Disques identiques de 50 µm de rayon, d'une épaisseur de 0,8 µm constitué de silice ($n_1 = 1{,}45$) dans l'air ($n_0 = 1$) avec une résonance à 1,55 µm. La distance de couplage est de 0,8 µm.

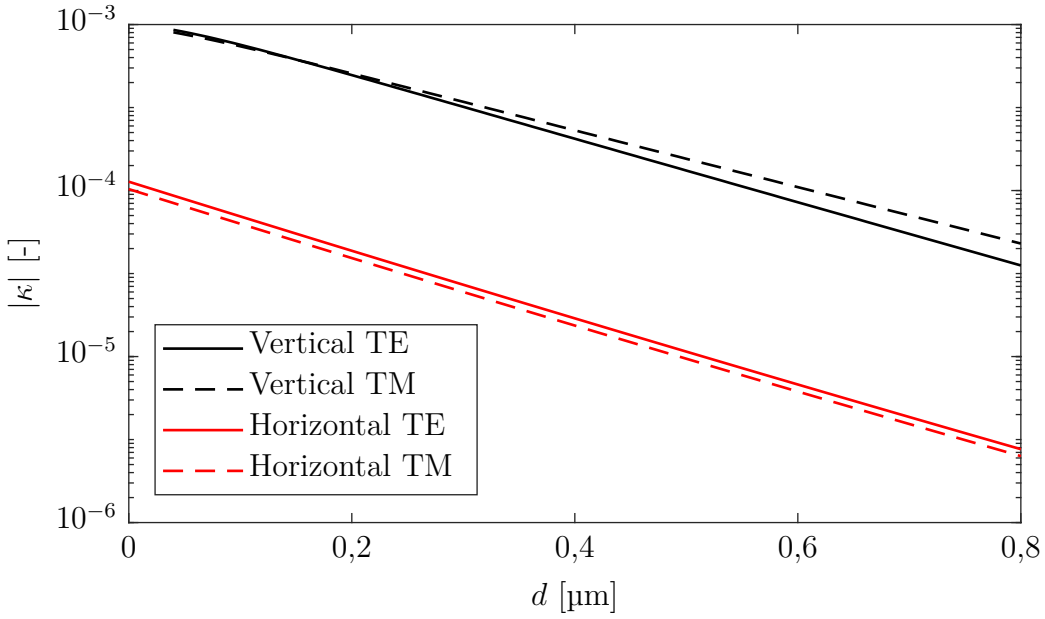


Figure 3.14 Couplages horizontal et vertical pour les deux polarisations (TE et TM) selon la distance de couplage.

Couplage critique

Lorsqu'un résonateur est couplé, les pertes qui en découlent sont ajoutées aux pertes intrinsèques de celui-ci. Le facteur de qualité total Q_{tot} est, avec la contribution du couplage Q_{c} [86] :

$$\frac{1}{Q_{\text{tot}}} = \frac{1}{Q_{\text{int}}} + \frac{1}{Q_{\text{c}}} \tag{3.34}$$

$$Q_{\text{c}} = \frac{2\pi}{\lambda_0}\frac{2\pi R n_{\text{eff}}}{|\kappa|^2} \tag{3.35}$$

Le couplage critique arrive lorsque les pertes par couplage égalent les pertes intrinsèques $Q_{\text{c}} = Q_{\text{int}}$ [87].

3.5 Guide d'onde optique de résonateurs couplés

Un guide d'onde optique de résonateurs couplés (CROW) est composé d'une série de résonateurs optiques couplés un à la suite de l'autre. Il en résulte un guide d'onde effectif dont les résonateurs peuvent être de différents types. Cette structure a des propriétés de dispersion particulière. Elle peut être utile comme filtre, en modulation, ou, pour le cas de ce mémoire, comme ligne à retard.

Pour décrire le système, prenons N résonateurs en série couplés un à la suite de l'autre. Le couplage est décrit par un coefficient de couplage κ et un coefficient de transmission t reliés par $|t|^2 + |\kappa|^2 = 1$. Les résonateurs ont un rayon R et une constante de propagation complexe β pour tenir compte des pertes à chaque résonateur. La puissance optique est décomposée en diverses composantes pour chacun d'eux.

Cette configuration est représentée à la figure 3.15. Chaque résonateur est représenté par un disque avec la direction de propagation du mode de résonance (flèches). L'amplitude des champs est décrite pour chaque résonateur (a_i, b_i).

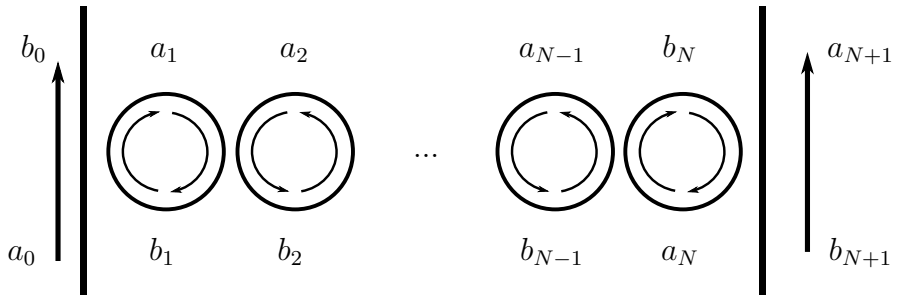


Figure 3.15 Guide d'onde de résonateurs couplés avec guide d'onde d'entrée (0) et de sortie $(N+1)$ et N résonateurs

En utilisant le formalisme matriciel [88, 89], le couplage entre deux résonateurs est décrit par l'équation suivante :

$$\begin{bmatrix} b_{j+1} \\ c_j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t & \kappa \\ -\kappa^* & t^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{j+1} \\ d_j \end{bmatrix} \tag{3.36}$$

La propagation dans un résonateur par :

$$\begin{bmatrix} a_j \\ d_j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & e^{-i\beta R\pi} \\ e^{-i\beta R\pi} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_j \\ d_j \end{bmatrix} \tag{3.37}$$

On réécrit le système pour seulement une direction de propagation :

$$\begin{bmatrix} a_{i+1} \\ b_{i+1} \end{bmatrix} = \mathbf{PQ} \begin{bmatrix} a_i \\ b_i \end{bmatrix} \tag{3.38}$$

où les matrices $\mathbf{Q}$ et $\mathbf{P}$ sont :

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} 0 & e^{-i\beta R\pi} \\ e^{i\beta R\pi} & 0 \end{bmatrix} \tag{3.39}$$

$$\mathbf{P} = \frac{1}{\kappa}\begin{bmatrix} -t & 1 \\ -1 & t^* \end{bmatrix} \tag{3.40}$$

Comme première analyse de la structure, le théorème de Bloch est appliqué pour décrire le comportement d'une structure avec une infinité de résonateurs [90], et ce dans le cas idéal sans pertes :

$$\begin{bmatrix} a_{i+1} \\ b_{i+1} \end{bmatrix} = \mathbf{PQ}\begin{bmatrix} a_i \\ b_i \end{bmatrix} \tag{3.41}$$

$$\begin{bmatrix} a_{i+1} \\ b_{i+1} \end{bmatrix} = \exp\left(-iK\Lambda\right)\begin{bmatrix} a_i \\ b_i \end{bmatrix} \tag{3.42}$$

où K est la constante de propagation de la structure au complet, et $\Lambda = \pi R$ est le pas du réseau, soit la moitié d'un tour de résonateur.

Puisque que ,

$$\mathbf{PQ} = \exp\left(-iK\Lambda\right) \tag{3.43}$$

Nous avons un problème aux valeurs propres, avec $\mathbf{I}$, la matrice identité,

$$\mathrm{Det}\left|\mathbf{PQ} - \exp\left(-iK\Lambda\right)\mathbf{I}\right| = 0 \tag{3.44}$$

La solution est donc la relation de dispersion :

$$\cos\left(K\Lambda\right) = -\frac{\sin\left(\beta R\pi\right)}{\kappa} \tag{3.45}$$

De cette relation de dispersion, on retrouve des bandes passantes de largeur B périodiques centrées aux longueurs d'onde de résonance d'un résonateur avec un intervalle spectral libre λ_{FSR}.

$$B = \frac{2\lambda_{\mathrm{FSR}}}{\pi}\arcsin\left(\kappa\right) \tag{3.46}$$

En isolant la constante de propagation K de l'équation (3.45) et en dérivant par rapport à la fréquence ω, la vitesse de groupe v_g est

$$v_g = \frac{c}{n_{\mathrm{eff}}}\frac{\sqrt{\kappa^2 - \sin^2\left(\beta R\pi\right)}}{\cos\left(\beta R\pi\right)} \tag{3.47}$$

Le facteur de ralentissement est défini par :

$$S = \frac{c}{v_g} = \frac{\cos(\beta R\pi)}{\sqrt{\kappa^2 - \sin^2(\beta R\pi)}} \tag{3.48}$$

Lorsque la condition de résonance est atteinte, $\beta R\pi = 0$. Alors, le facteur de ralentissement devient :

$$S = \frac{1}{|\kappa|} \tag{3.49}$$

Les dépendances de la bande passante et du facteur de ralentissement avec le coefficient de couplage sont représentées aux figures 3.16 et 3.17. Il y a un compromis à faire entre la bande passante et le facteur de ralentissement.

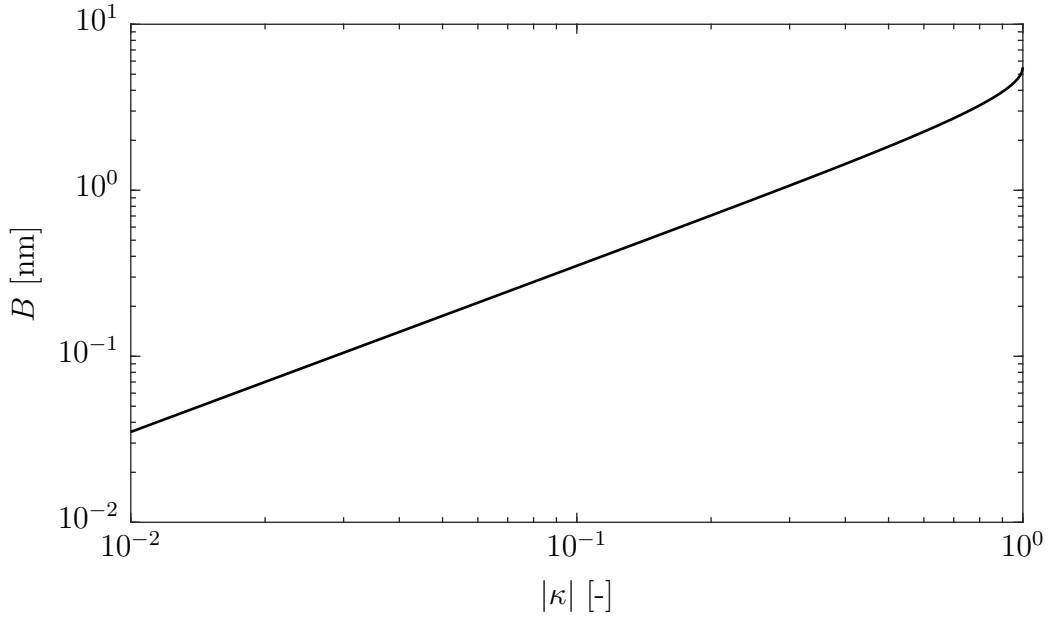


Figure 3.16 Bande passante d'un CROW infini selon le coefficient de couplage ($\lambda_{\mathrm{FSR}} = 5{,}5\,\mathrm{nm}$)

Dans le cas fini, avec N résonateurs, et une matrice de couplage $\mathbf{P}$ d'entrée et de sortie, le formalisme matriciel s'écrit :

$$\begin{bmatrix} a_N \\ b_N \end{bmatrix} = \mathbf{M} \begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} \tag{3.50}$$

avec

$$\mathbf{M} = (\mathbf{PQ})^N \mathbf{P} \tag{3.51}$$

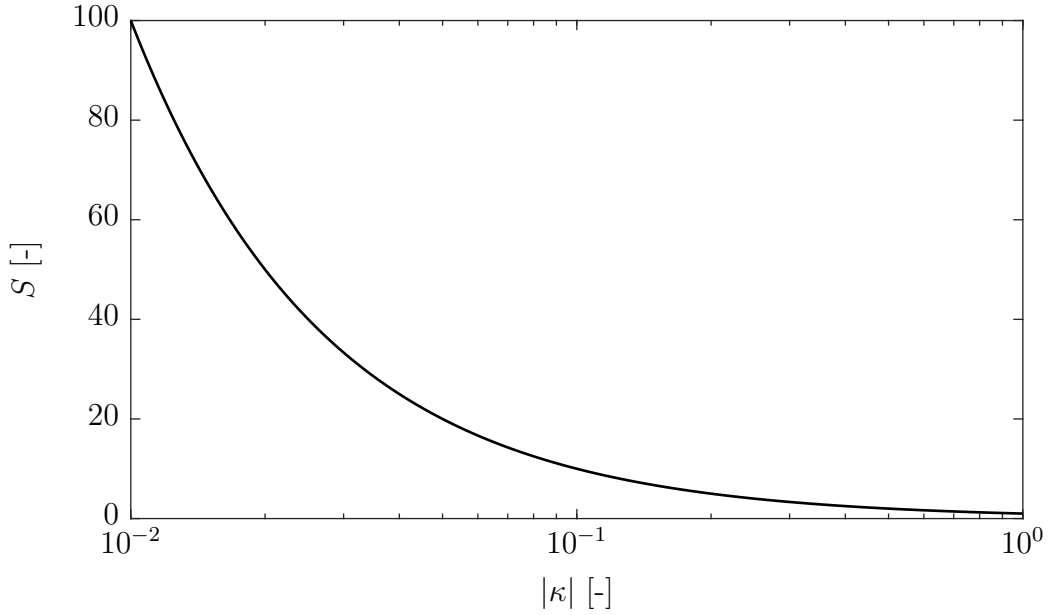


Figure 3.17 Facteur de ralentissement d'un CROW infini à la condition de résonance en fonction du coefficient de couplage.

La transmission à travers toute la structure T se trouve en posant $a_{N+1} = 0$. Elle s'écrit :

$$T = \left| M_{2,1} - \frac{M_{1,1}M_{2,2}}{M_{1,2}} \right|^2 \tag{3.52}$$

Le délai se calcule à partir de la dérivé de la phase de la transmission :

$$\phi = \arg\left(M_{2,1} - \frac{M_{1,1}M_{2,2}}{M_{1,2}} \right) \tag{3.53}$$

$$\tau = \frac{\lambda^2}{2\pi c_0} \frac{d\phi}{d\lambda} \tag{3.54}$$

Un exemple typique de spectre de transmission d'un CROW est donné à la figure 3.18 pour 5 résonateurs de 50 µm de rayon, d'un nombre m de 282, d'indice de réfraction $n_1 = 1{,}45$, d'un facteur de qualité Q de 10^5, et d'un coefficient de couplage $|\kappa|$ de 0,8. La discrétisation donne 5 pics de transmissions dans la bande passante B du CROW.

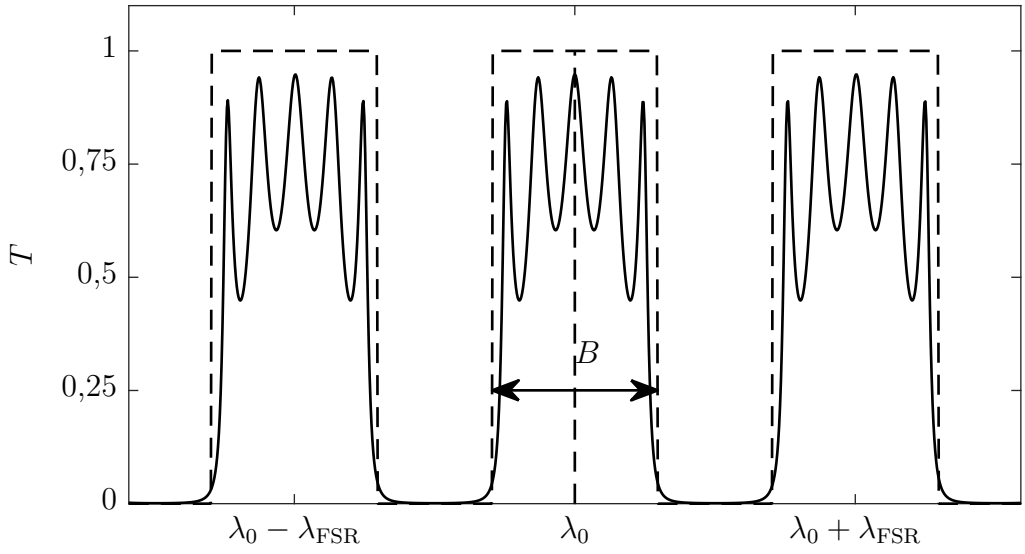


Figure 3.18 Exemple typique d'un spectre de transmission d'un CROW

CHAPITRE 4 CALCULS NUMÉRIQUES ET SIMULATIONS

Des simulations et des calculs numériques sont nécessaire à une meilleure modélisation du système. Premièrement, la théorie scalaire développée à la section précédente ne peut tenir compte du profil en biseau des résonateurs puisque l'épaisseur doit être considérée dans le calcul des modes. La théorie des modes vectoriels est donc utilisées. Celle-ci n'est pas analytique. Il est donc nécessaire d'utiliser des méthodes numériques. Par celles-ci, les modes optiques des disques en biseau sont étudiés selon diverses géométries et le couplage est calculé. De ces calculs, la transmission à travers la structure complète est simulée pour un nombre fini de résonateurs avec des pertes optiques. Des règles de design découlent de ces calculs.

4.1 Calculs des modes de résonance d'un résonateur en disque à bord biseauté

Pour tenir compte de l'angle de biseau des disques qui change le profil radial du mode, la résolution des équations aux dérivées partielles (PDEs) est basée sur la méthode des éléments finis et elle est effectuée avec le logiciel commercial COMSOL avec un maillage triangulaire. Les différents modes du résonateur sont calculés avec la solution des équations de Maxwell sous leur forme faible (*weak form*) et en utilisant la symétrie axiale des résonateurs [91]. Le calcul des modes est ainsi réduit à deux dimensions. Cela permet, pour une certaine géométrie, de résoudre l'équation pour un certain nombre radial m. Tous les modes l sont trouvés autour d'une longueur d'onde donnée. La résolution fournit la forme du champ électromagnétique et la longueur d'onde complexe de cette solution. De plus, la solution obtenue est vectorielle par opposition à la solution théorique (section 3.3) qui est scalaire.

L'ajout de couches parfaitement adaptées (Perfectly matched layers (PMLs)) [92] permet de tenir compte de la radiation du résonateur et, ainsi, obtenir une meilleure estimation des modes. Ces couches absorbent toutes les ondes allant vers l'extérieur du domaine de simulation pour limiter les réflexions aux frontières de celui-ci. La géométrie du domaine de simulation est donnée au schéma de la figure 4.1 avec les variables utilisées pour la déterminer et les indications des régions PMLs.

À partir du maximum d'intensité mesuré des modes TE et TM, la forme du mode dans la direction $\vec{z}$ est comparée à la forme du mode d'un disque de profil rectangulaire dont le maximum est à la même position du centre du disque (figure 4.2a). À partir du maximum d'intensité, le profil selon l'axe axial s'apparente à un disque plan et celui selon l'axe radial s'apparente à un cylindre coïncide (figure 4.2b). Les indices effectifs sont, en théorie, de 1,4013

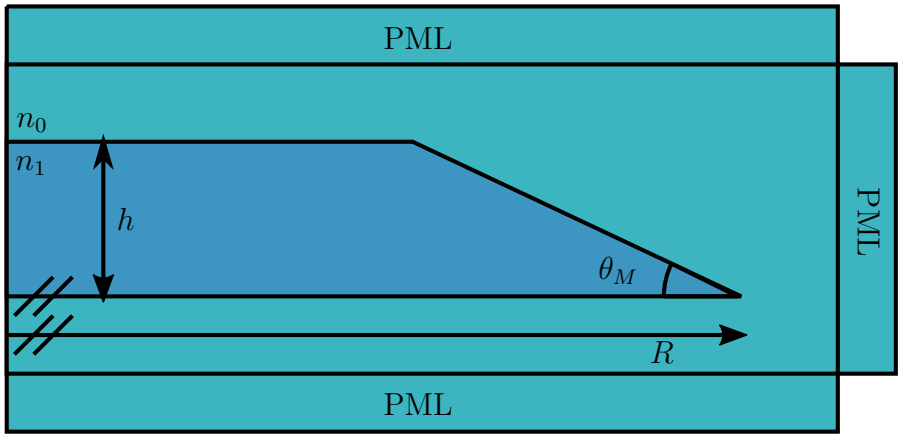
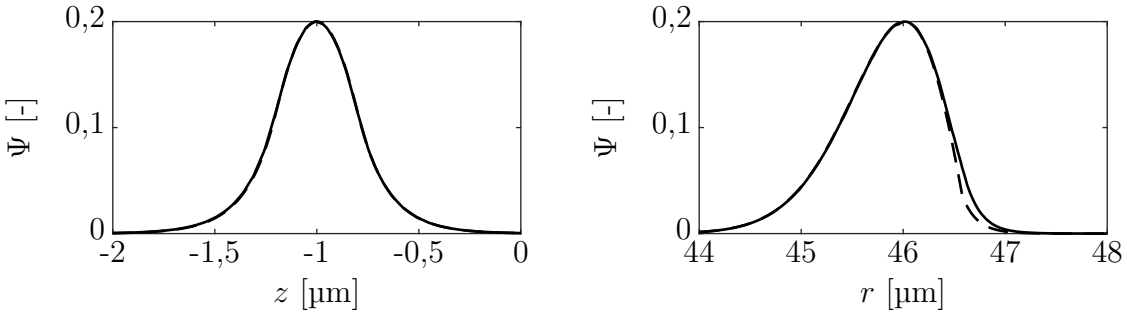


Figure 4.1 Schéma de la géométrie utilisée à l'intérieur du domaine de simulation avec R, le rayon du disque, θ_M, l'angle de Mach et h, l'épaisseur du disque. Les régions des PMLs sont aussi représentées.

pour le guide d'onde plan et de 1,3890 pour les modes de galerie. L'indice effectif obtenu avec le calcul vectoriel est de 1,2626 et c'est celui-ci qui est pris pour le reste des calculs. C'est une valeur plus proche du disque plan réel puisqu'il n'y a pas d'approximation sur la forme du résonateur. La polarisation des modes est distinguable à la direction du champ électrique $\vec{E}$ dans le plan azimutal. Lorsque le champ est parallèle à l'axe radial, le mode est dit transverse électrique (TE). Si le champ est perpendiculaire à cet axe, il est dit transverse magnétique (TM).



(a) Comparaison du disque réel selon l'axe z et le guide plan infini diélectrique

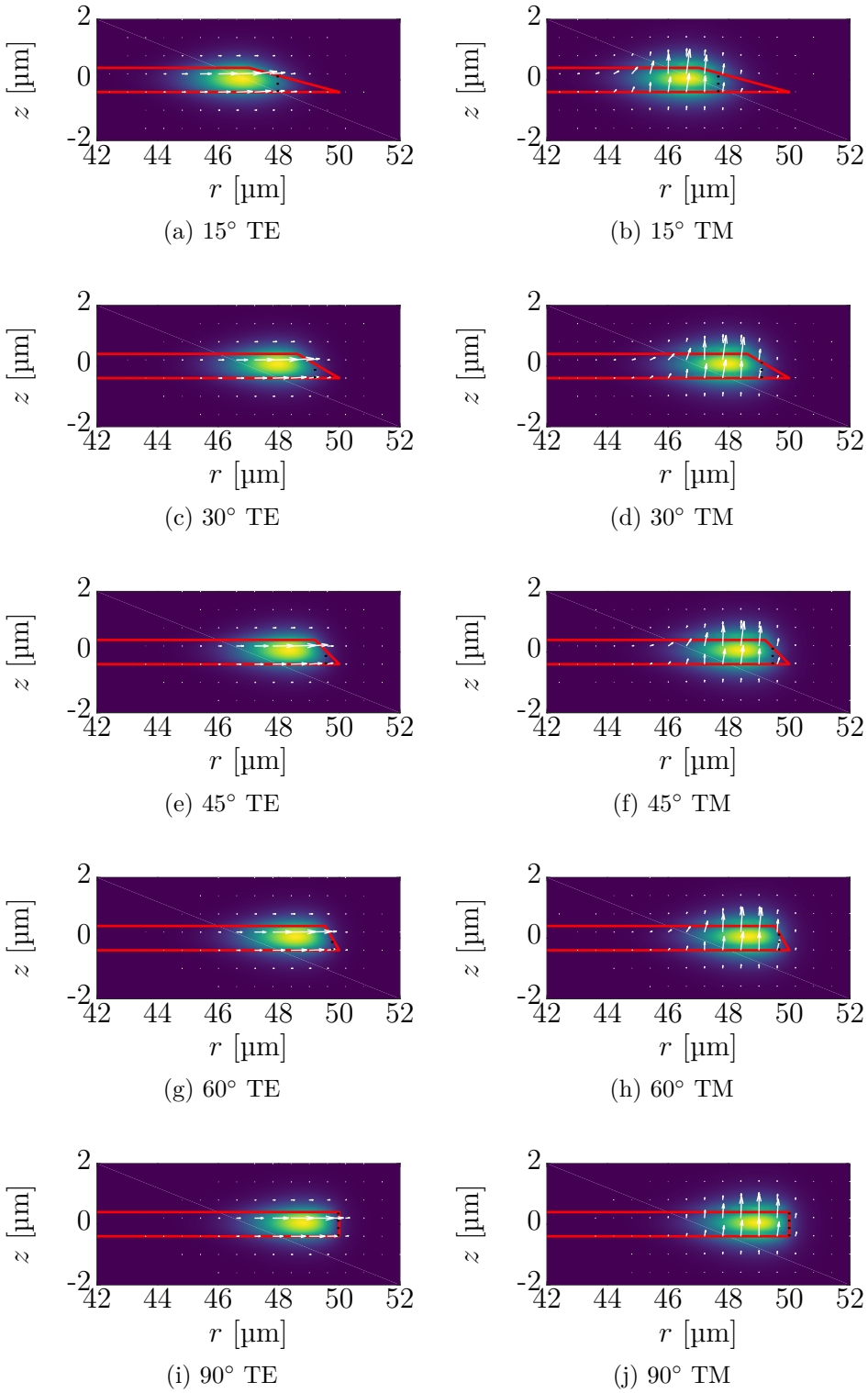
(b) Comparaison du disque réel selon l'axe r et les modes de galerie

Figure 4.2 Comparaison entre la théorie scalaire et le calcul vectoriel d'un mode. Calcul numérique trait continu, théorie trait interrompu.

Les profils des modes sont montrés pour des angles de 15°, 30°, 45°, 60° et 90° en polarisation TM et TE (figure 4.3). Un rayon effectif est calculé à partir du modèle théorique. Pour ce faire, l'équation transcendantale théorique est résolue avec les indices de cœur et de gaine. La position relative du maximum par rapport au rayon du champ théorique est trouvée, et ce ratio est appliqué au maximum du champ simulé pour définir un rayon effectif R_{eff}. De ce rayon, l'indice effectif est déterminé avec $n_{\text{eff}} = m\lambda/2\pi R_{\text{eff}}$. Le déplacement du rayon effectif et l'effet sur l'indice effectif sont représentés à la figure 4.6a et 4.5a. Tandis que l'effet sur l'indice effectif est faible pour des angles de plus de 15°, le mode est bien déplacé vers le milieu du disque. Il a été montré que l'angle des disques à bord biseauté améliore le facteur de qualité des disques. Le mode, en étant repoussé vers l'intérieur, est isolé des bords, ce qui limite les pertes par diffusion de surface [93].

D'autres modes de nombre l plus élevé existent aussi. Les modes $l = 2$ et $l = 3$ sont représentés à la figure 4.4 pour un disque de 50 µm de rayon et de 30°. Les deux polarisations sont encore distinguables. Ces modes d'ordres supérieurs ne sont pas tenus en compte pour la suite de la modélisation. Leur facteur de qualité est généralement plus faible et, de par leur forme, ils sont plus difficiles à caractériser et à coupler à l'aide d'une fibre effilée. Cependant, le couplage est possible avec les modes d'ordres supérieurs, ce qui induit des pertes supplémentaires.

L'effet du rayon est plus marqué sur la position du maximum et sur l'indice effectif comme présenté à la figure 4.6b et 4.5b. Enfin, l'effet du nombre de modes m n'a que peu d'impacts sur le rayon effectif et l'indice effectif (figure 4.7b et 4.7a). Plus ou moins 4 nombres de mode autour du numéro 251 (1,55 µm pour le mode TE), donne une plage d'environ 60 nm. Pour la suite de la simulation, l'indice effectif sera considéré constant sur la plage de longueur d'onde étudiée autour de la longueur d'onde d'intérêt.



(a) 15° TE (b) 15° TM

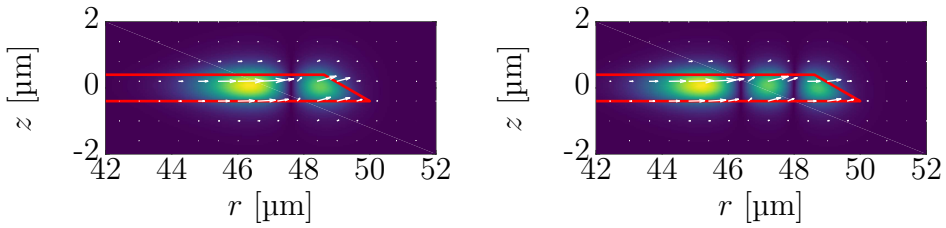
(c) 30° TE (d) 30° TM

(e) 45° TE (f) 45° TM

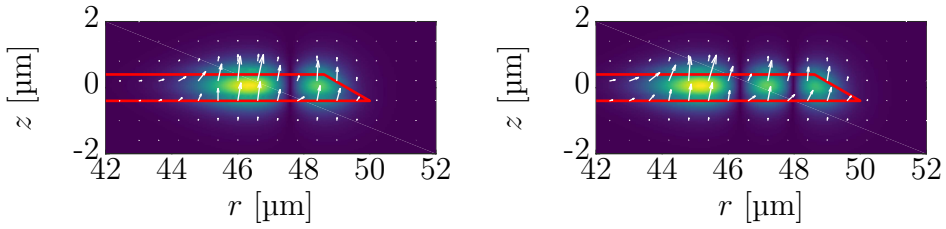
(g) 60° TE (h) 60° TM

(i) 90° TE (j) 90° TM

Figure 4.3 Solutions vectorielles produites par COMSOL pour un résonateur de 50 µm de rayon et de différents angles pour les deux polarisations.

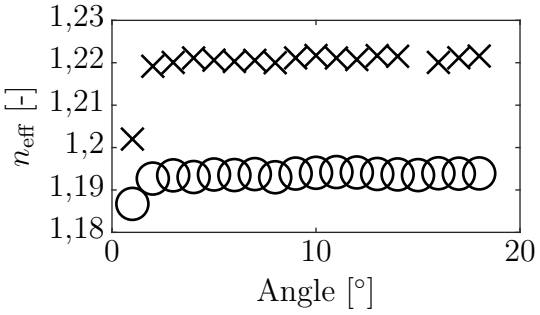


(a) TE $l = 2$ (b) TE $l = 3$

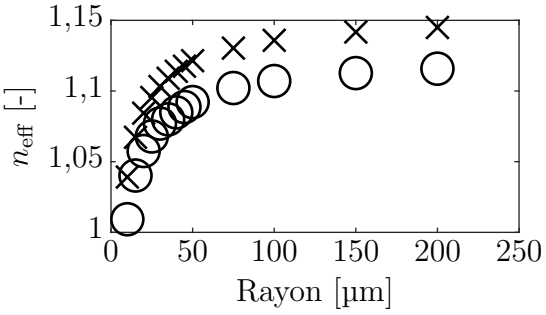


(c) TM $l = 2$ (d) TM $l = 3$

Figure 4.4 Solutions vectorielles produites par COMSOL pour un résonateur de 50 µm de rayon pour des modes supérieurs l pour les deux polarisations.

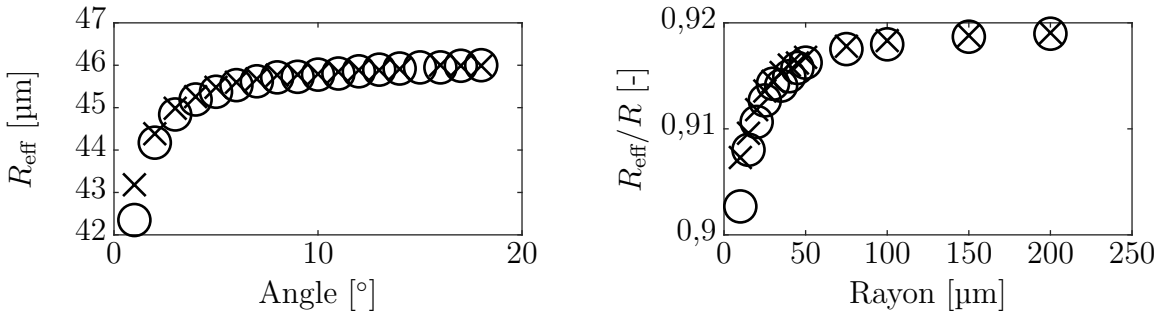


(a) Indice effectif selon l'angle



(b) Indice effectif selon le rayon

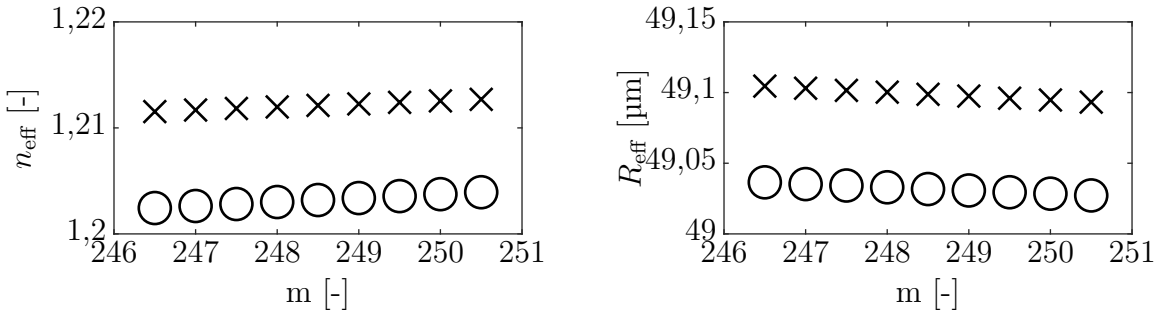
Figure 4.5 Indice effectif d'un disque de 50 µm de rayon. TE x, TM o.



(a) Rayon effectif selon l'angle

(b) Rayon effectif selon le rayon

Figure 4.6 Rayon effectif d'un disque à bord biseauté de 30°. TE x, TM o.



(a) Indice effectif selon le nombre m

(b) Rayon effectif selon le nombre m

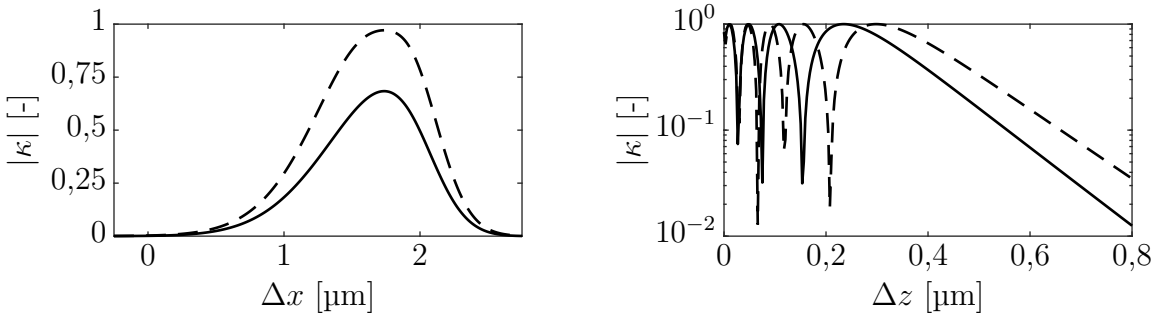
Figure 4.7 Indice effectif selon le nombre m d'un disque à bord biseauté de 30° et de 50 µm de rayon. TE x, TM o.

4.2 Calcul numérique du couplage

Le coefficient de couplage est un paramètre critique au design d'une ligne à retard composée d'un guide d'onde de résonateurs optiques couplés. Pour calculer celui-ci, les équations de la section 3.4 sont reprises avec le champ vectoriel calculé. Le coefficient de couplage dépend en plus de la position entre les deux résonateurs. Comme pour le couplage de la section de théorie, le décalage horizontal entre les bords des disques selon l'axe de la ligne à retard est noté Δx tandis que la séparation verticale est notée Δz. La figure 4.8 présente la relation entre le coefficient de couplage et ces deux paramètres pour le disque dont les paramètres sont énumérés au tableau 4.1.

Tableau 4.1 Paramètres du disque choisi pour les simulations.

Polarisation	TE	TM
R	50 µm	
h	0,8 µm	
θ_M	30°	
m	121	115
λ_0	1,546 µm	1,551 µm
R_{eff}	24,21 µm	23,14 µm
n_{eff}	1,2296	1,2267



(a) Couplage selon le décalage horizontal des disques Δx à une distance Δz de 0,8 µm.

(b) Couplage selon l'espacement vertical dz lorsque les modes sont alignés.

Figure 4.8 Couplage vertical calculé numériquement pour les deux polarisations. Trait continu, TE, Trait interrompu, TM.

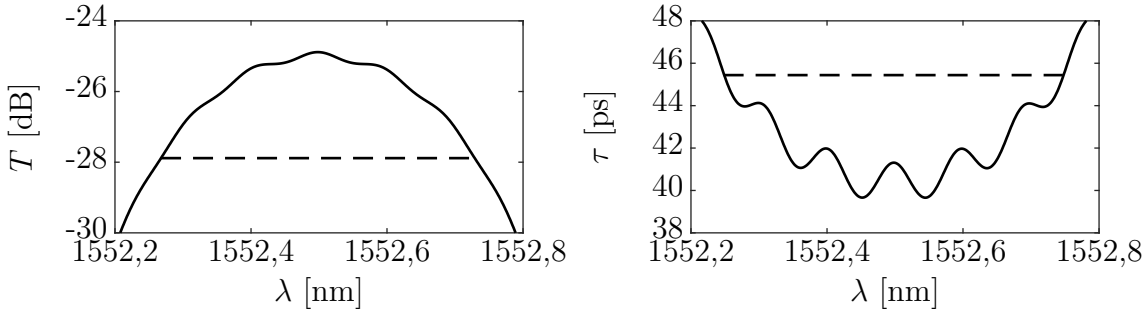
Le couplage est similaire à la théorie. Latéralement, la tolérance est grande et le maximum de couplage se trouve lorsque les deux modes des deux disques à bord biseauté se superposent (figure 4.8a). Ces maximums sont à 3,47 µm pour les deux polarisations. Selon la séparation verticale entre les disques et en positionnant les disques selon le décalage latéral ayant le

maximum de couplage, il y a un premier régime où le coefficient de couplage oscille entre 0 et 1 environ avant 0,59 µm (TE) et 0,74 µm (TM). Après cela, le coefficient de couplage décroit exponentiellement.

4.3 Modèle complet

La structure complète est composée d'un nombre impair N de résonateurs sur deux étages dont le premier et le dernier est sur l'étage supérieur. La ligne ne dépend que du coefficient de couplage, des pertes intrinsèques décrites par le facteur de qualité et du rayon et de l'indice effectif du mode. Pour l'analyse, le disque utilisé pour l'étude du couplage (tableau 4.1) est repris ici.

Un spectre et la dispersion d'une ligne à retard sont représentés à la figure 4.9. La dispersion est calculée à l'aide de l'équation (3.54). Pour un coefficient de couplage $|k|$ de 0,1, un facteur de qualité Q de 1×10^4 et une série de 15 résonateurs, la bande passante (-3 dB) en puissance est 0,35 nm. Pour la dispersion, la bande passante ($\pm 10\,\%$) est de 0,40 nm, ce qui est très similaire. Les bandes passantes sont représentées par une ligne pointillée sur les graphiques. Les oscillations à l'intérieur de la bande passante peuvent limiter celle-ci. Pour la suite, les pertes et le délai sont pris au centre de la bande passante.

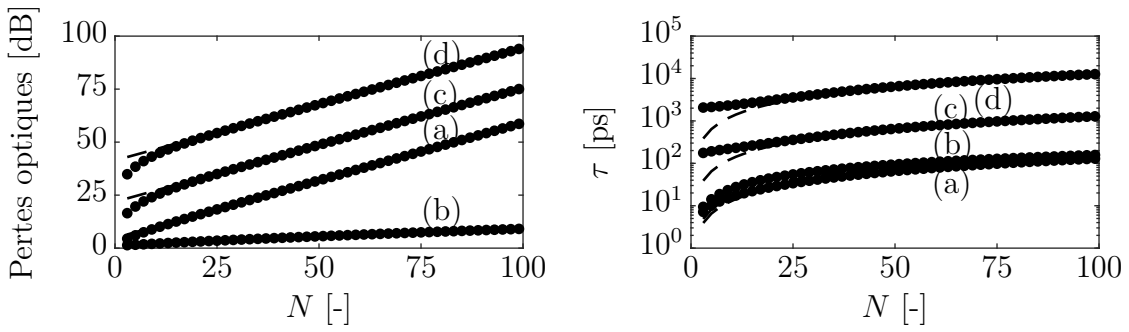


(a) Spectre

(b) Dispersion

Figure 4.9 Simulation d'une ligne à retard composée de disques de 50 µm de diamètre couplés verticalement.

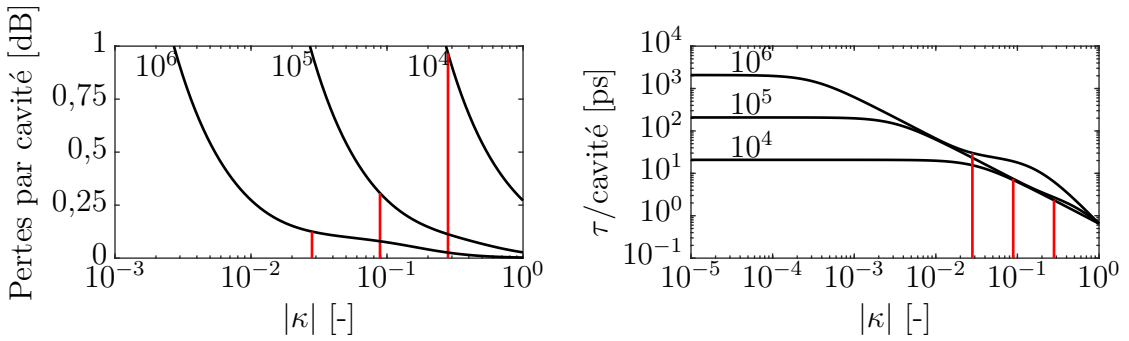
En premier, les pertes optiques et le délai de groupe τ sont étudiés (figure 4.10) selon le nombre de résonateurs de la ligne à retard. Après un certain nombre de résonateurs, la relation est linéaire. À ce moment, la structure est donc assez longue pour être considérée périodique. Une régression linéaire est calculée sur les pertes et le délai pour chaque combinaison de k et Q. On remarque qu'il y a une constante pour la régression linéaire des pertes qui ne dépend pas du nombre de résonateurs.



(a) Pertes (b) Délai

Figure 4.10 Pertes et délai selon le nombre de résonateurs de la ligne à retard. (a) $Q = 1 \times 10^3$ et $|\kappa| = 0{,}5$, (b) $Q = 1 \times 10^4$ et $|\kappa| = 0{,}5$, (c) $Q = 1 \times 10^4$ et $|\kappa| = 0{,}05$, (d) $Q = 1 \times 10^5$ et $|\kappa| = 0{,}005$

En deuxième, les pentes des régressions des pertes et du délai sont rapportées à la figure 4.11 selon le coefficient de couplage $|k|$ pour trois facteurs de qualité différents. On aperçoit deux régimes. Le premier, pour un couplage fort, les pertes par cavité sont faibles et le délai par cavité est inversement proportionnel au coefficient de couplage. Une grande partie du signal passe à travers toute la ligne. Ensuite, pour des couplages faibles, les pertes par cavité augmentent tandis que le délai par cavité atteint un plateau. Le signal passe difficilement à travers la ligne à retard. Le système est finalement limité par les pertes intrinsèques des cavités. Le couplage critique représenté par des lignes rouges sur les graphiques semble délimiter les deux régimes.



(a) Pertes optiques par cavité (b) Délai par cavité

Figure 4.11 Étude du comportement des pertes et du délai par cavité selon le coefficient de couplage $|\kappa|$ et pour 4 facteurs de qualité Q différents notés sur le graphique. Les lignes rouges représentent le couplage critique pour chaque courbe.

La figure de mérite du délai par pertes optiques est intéressante pour comparer les systèmes puisque ce sont les pertes qui déterminent le délai maximal utile de la ligne à retard. Il est donc nécessaire de maximiser celle-ci. La relation entre cette figure de mérite et le coefficient de couplage est donnée à la figure 4.12. On remarque que le facteur de qualité est le paramètre critique pour maximiser cette figure de mérite. Lorsqu'il est fixe, il y a néanmoins un maximum à un certain couplage.

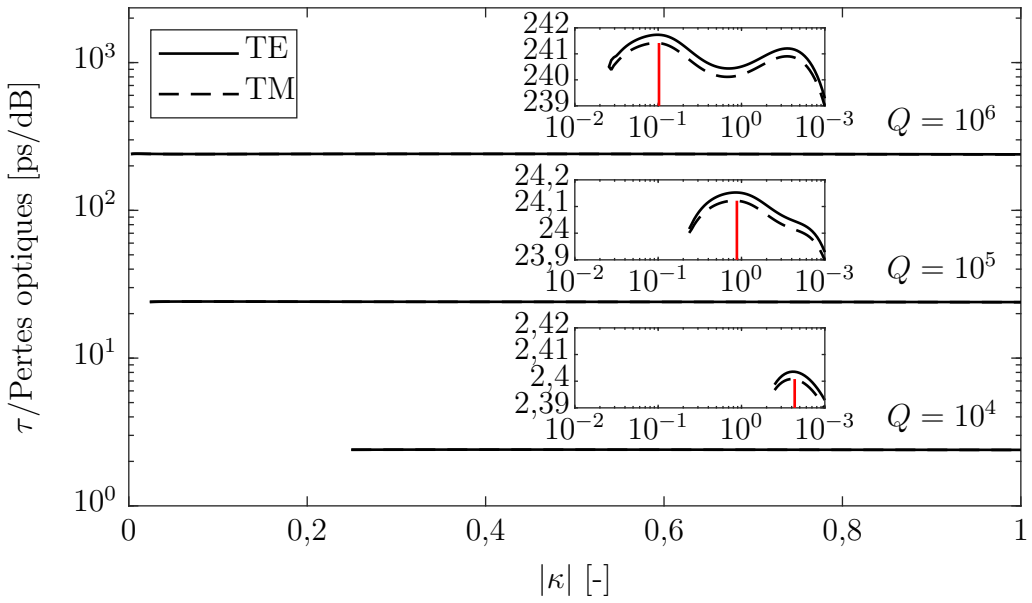


Figure 4.12 Délai par pertes optiques selon le coefficient de couplage $|\kappa|$ pour différents facteurs de qualité et pour les deux polarisations. Les courbes pour chaque facteur de qualité sont agrandies. La ligne rouge se trouve au maximum du délai par pertes optiques.

4.4 Comparaison à l'infini

Pour comparer les simulations à la théorie d'une ligne à retard sans perte infinie, le facteur de ralentissement est calculé (équation (4.1)) et présenté à la figure 4.13. En théorie, le facteur de ralentissement S est inversement proportionnel au coefficient de couplage $|\kappa|$. Pour un couplage faible, la simulation atteint un plateau. Au couplage critique, la simulation suit la théorie. Dans le régime de couplage fort, il y a une déviation de la théorie plus prononcée pour les facteurs de qualité élevés. La ligne à retard doit agir moins comme une structure périodique puisque le signal ne passe pas assez dans chaque résonateur. En conclusion, les simulations concordent bien avec la théorie.

$$S = \frac{\tau_{\text{cavité}} c}{\pi R_{\text{eff}} n_{\text{eff}}} \tag{4.1}$$

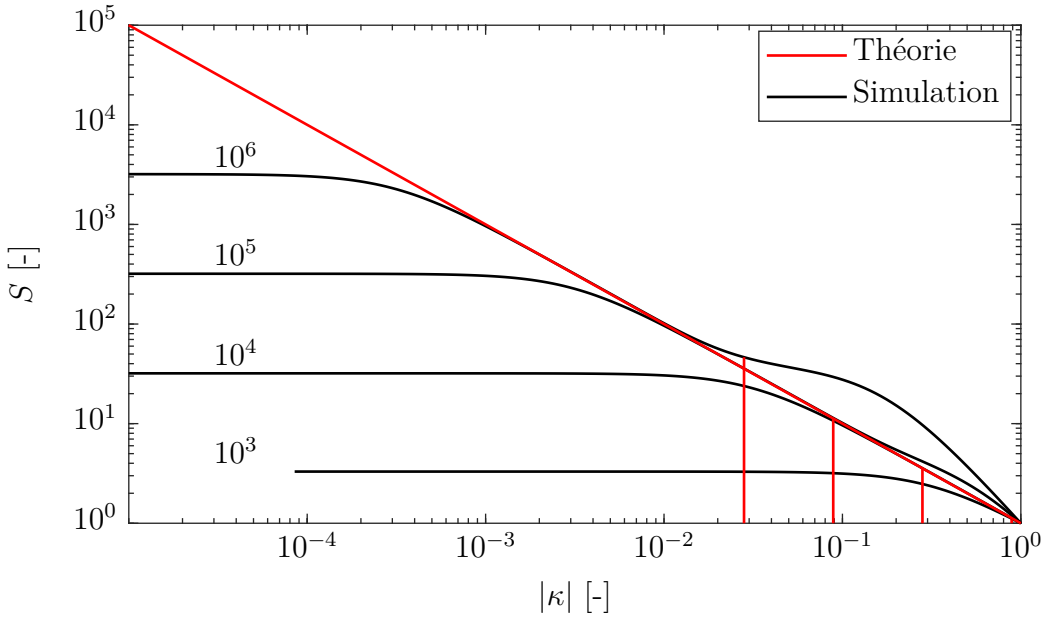


Figure 4.13 Facteur de ralentissement selon le coefficient de couplage $|\kappa|$ pour quatre facteurs de qualité Q différents. Comparaison avec la théorie pour une ligne à retard infinie sans pertes.

CHAPITRE 5 FABRICATION DE GUIDES D'ONDE OPTIQUE DE RÉSONATEURS COUPLÉS VERTICALEMENT

5.1 Procédé de microfabrication

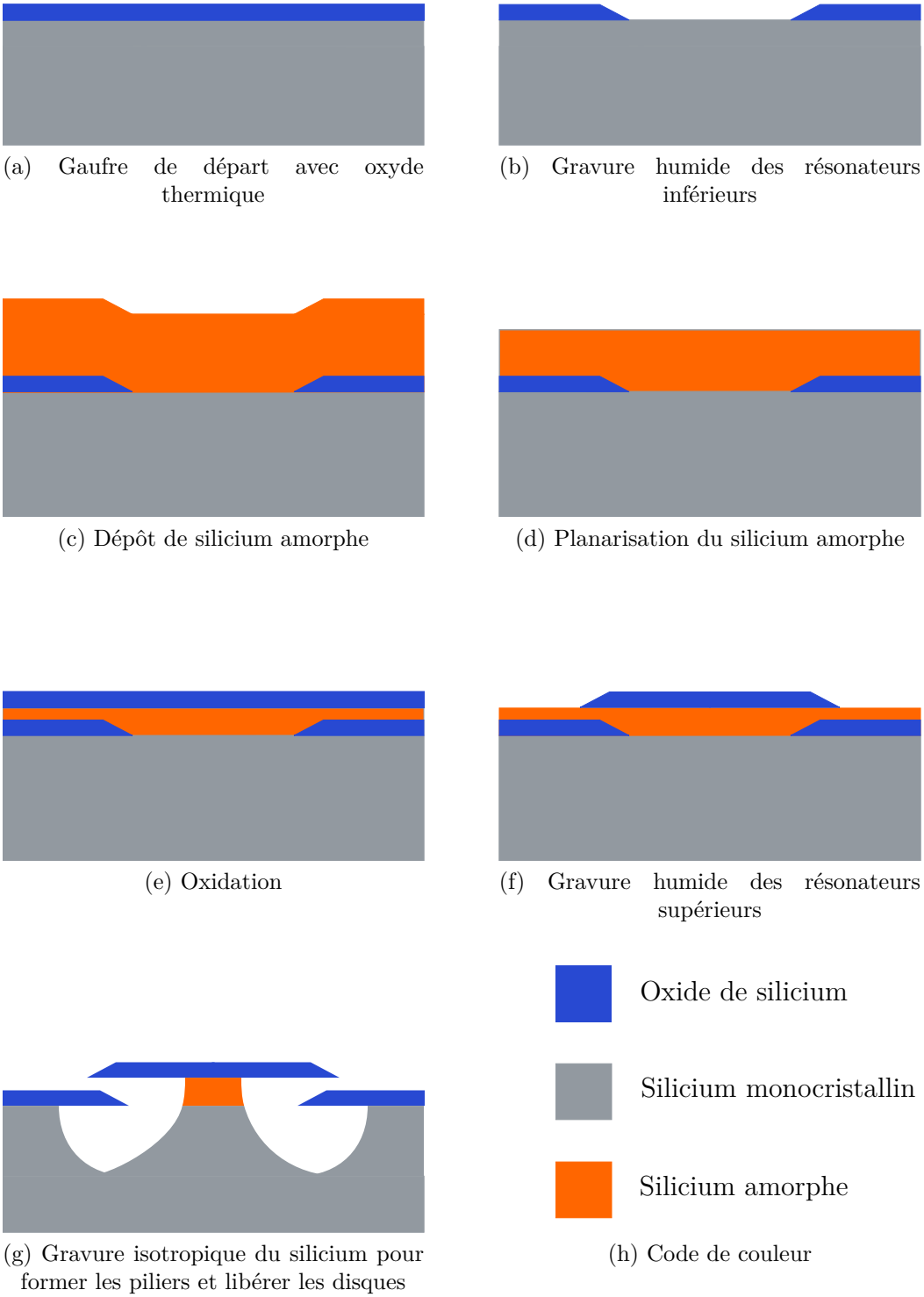
La fabrication des guides d'onde optique de résonateurs couplés s'effectue par microusinage du silicium. Plus précisément, la méthode de photonique 3D est utilisée pour obtenir deux couches de résonateurs superposés. Avec cette méthode, la photonique intégrée gagne une dimension supplémentaire. Ceci permet d'augmenter la densité de composantes optiques comme les vias de cuivre le permettrent en microélectroniques. De plus, le couplage peut s'effectuer entre deux couches, verticalement. Cela permet un meilleur contrôle de celui-ci.

Cette méthode implique de structurer les couches de composantes optiques une à la fois en partant de la couche inférieure. Entre chacune d'elles, un matériau de gaine est déposé et planarisé avant de déposer la prochaine couche de composantes optiques.

Le choix des matériaux s'est arrêté sur la silice ($n = 1{,}45$) pour guider la lumière et le silicium pour les piliers supportant les microdisques. Les pertes optiques de la silice sont faibles. C'est d'ailleurs pourquoi les fibres optiques sont faites de verre avec des pertes aussi peu que 0,18 dB/km. De plus, il est plus facile d'obtenir la condition de couplage avec des fibres effilées pour l'entrée et la sortie du signal optique, puisqu'il s'agit du même matériau, et donc, ils ont un indice effectif semblable. Avec ce design, la gaine est l'air ($n = 1$). Le silicium est choisi pour les piliers parce qu'il est très utilisé et bien connu en microfabrication. De plus, lors de son oxydation, il forme de la silice.

Le procédé de microfabrication (figure 5.1) commence avec une gaufre de silicium <100> et d'une première couche d'oxyde de silicium thermique de 800 nm (figure 5.1a). Les disques sont définis par gravure humide dans une solution d'acide hydrofluoridrique (7 :1) avec un masque de photorésine structuré préalablement, et ce jusqu'à l'arrêt de gravure de silicium (Figure 5.1b). L'adhérence entre la photorésine et la silice est contrôlée pour qu'il y ait un léger décollement de celle-ci. La gravure de l'oxyde a donc la forme d'un biseau ayant un certain angle de Mach (section 5.2). La résine est enlevée avant de passer au dépôt d'une couche de silicium amorphe (a-Si) par pulvérisation (figure 5.1c). L'épaisseur de cette couche est de 1,8 µm. Elle doit être suffisamment épaisse pour la planarisation subséquente, l'oxydation et l'espacement vertical des couches de résonateurs. L'étape de planarisation (figure 5.1d) permet d'enlever les bosses dues aux disques inférieurs. L'épaisseur de la couche de a-Si résiduelle est d'environ 728 nm pour obtenir un espacement de 200 nm entre les couches

de microdisques et 528 nm pour l'oxydation. L'oxydation thermique humide d'une couche de 800 nm de silice (figure 5.1e) s'en suit et forme la deuxième couche de microdisques structurés comme la précédente (figure 5.1f). Il est nécessaire d'aligner les deux couches lors de la photolithographie. Le silicium est ensuite gravé par gravure ionique réactive (RIE) à l'aide d'un plasma de SF_6 pour former les piliers (figure 5.1g). Les disques ont donc une sous-gravure de 15 µm et le pilier a une hauteur de 25 µm. Le procédé détaillé est donné à l'annexe B.



(a) Gaufre de départ avec oxyde thermique

(b) Gravure humide des résonateurs inférieurs

(c) Dépôt de silicium amorphe

(d) Planarisation du silicium amorphe

(e) Oxidation

(f) Gravure humide des résonateurs supérieurs

(g) Gravure isotropique du silicium pour former les piliers et libérer les disques

(h) Code de couleur

Figure 5.1 Procédé de microfabrication

5.2 Angle de Mach

L'angle de Mach est formé lors de la gravure humide d'un matériau quand il y a un léger décollement de la résine [94]. Il s'agit souvent d'un problème en microfabrication, puisque cela limite la résolution des motifs gravés. Pour résoudre la problématique, le dépôt d'une couche d'adhérence permet de limiter le décollement. Pour ce projet, l'effet d'angle de Mach est utilisé à dessein dans le but de repousser le mode de galerie vers l'intérieur du microdisque et de limiter son interaction avec l'interface dont la majorité des pertes découle.

Lors d'une gravure humide avec agitation, le profil attendu est isotrope. La vitesse de gravure du matériau u_i est donc identique dans toutes les directions. Par contre, il peut survenir un décollement de la résine à vitesse u_p déterminé par la compétition des forces d'adhérence de la résine sur la couche gravée et la tension d'immersion qui pousse la solution de gravure entre les deux couches. Un profil de Mach qu'on retrouve aussi dans le boom supersonique survient. Un profil en biseau d'angle de Mach θ_M se forme à la vitesse $u_M = u_i + u_p$ comme représenté à la figure 5.2.

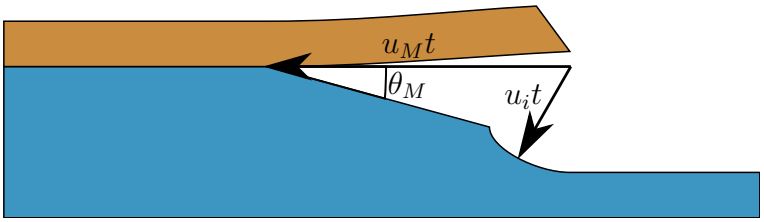


Figure 5.2 Schéma de la formation de l'angle de Mach lorsqu'il y a décollement de la résine pendant une gravure humide.

Ainsi, dès qu'il y a un décollement ($u_p \neq 0$), ce profil apparait. Le profil résultant dépend donc du rapport entre les vitesses de gravure et de décollement.

$$\theta_M = \arcsin\left(\frac{u_i}{u_M}\right) \tag{5.1}$$

$$= \arcsin\left(\frac{u_i}{u_i + u_p}\right) \tag{5.2}$$

L'angle est fonction de plusieurs paramètres. L'adhérence est déterminée par le choix de la résine, du matériau gravé, l'ajout ou non d'une couche d'adhérence et des conditions de la lithographie. La solution de gravure détermine la vitesse de gravure du matériau gravé ainsi que la force de tension d'immersion. En jouant sur ces paramètres, plusieurs profils peuvent être obtenus.

5.3 Planarisation

La planarisation est une étape clé dans le procédé de microfabrication de photonique 3D. Entre chaque couche de composantes optiques, un matériau de gaine est déposé. La surface résultante comporte des bosses dues aux structures inférieures. Avant de déposer la prochaine couche de composantes optiques, la surface doit être planarisée [95]. Cette problématique est similaire en microélectronique. Pour les interconnexions, plusieurs couches de vias de cuivre sont produites. Entre chacune d'elles, une étape de planarisation est nécessaire. La différence entre les deux technologies est qu'en optique, les couches sont séparées l'une de l'autre par un matériau de gaine tandis qu'en électronique, la planarisation doit se faire jusqu'aux connexions. Dans ce cas, la planarisation est plus ardue puisqu'il y a deux matériaux simultanément.

Plusieurs techniques permettent d'y arriver. Le choix dépend des matériaux utilisés, des tolérances du procédé de microfabrication et de la compatibilité avec le reste du procédé. La refonte (*reflow*) consiste à déposer un matériau et d'élever la température proche de celle de fusion de celui-ci. Cette technique nécessite des températures élevées ce qui limite le choix des matériaux de gaine. Le procédé «Spin On Glass» (SOG) consiste à déposer un matériau liquide par centrifugation. Ensuite, la couche est recuite à haute température dans le but de la densifier. Les hautes températures peuvent encore là poser des difficultés, dont des problèmes de fissures ayant été reportées plus tôt. Avec cette technique, le choix des matériaux est alors limité à des silices, des siloxanes ou des polyimides. Le choix du a-Si comme matériau à déposer limite l'utilisation de ces techniques.

La planarisation chimico-physique est une troisième technique pour planariser les échantillons en cours de procédé. Cette technique consiste à polir l'échantillon sur une surface abrasive en utilisant une solution alcaline. L'action mécanique du polissage jumelée à l'action chimique de la solution alcaline appelée *slurry* permet d'enlever du matériau sélectivement pour obtenir un profil planaire. Plusieurs paramètres permettent d'optimiser la planarisation (figure 5.3) tels que les vitesses de rotation de la tête (ω_h) et de la table (ω_p), la pression du bras (P_a) et de la tête (P_h), le débit volumique de slurry (q), et le temps de planarisation. Des taux de planarisation de 400 nm/min peuvent être obtenus. Deux régimes existent selon les paramètres soit le régime de contact hydrodynamique et le régime de contact solide [96]. Dans le premier cas, le *slurry* est entre l'échantillon et la table. La planarisation est moins rapide et moins sélective. C'est-à-dire que les bosses sont autant planarisées que le reste de l'échantillon. Dans le deuxième cas, l'échantillon est en contact direct avec la table. L'action mécanique est dominante. Les taux de planarisation sont plus importants et la sélectivité des motifs est supérieure. C'est ce deuxième régime qui est sélectionné.

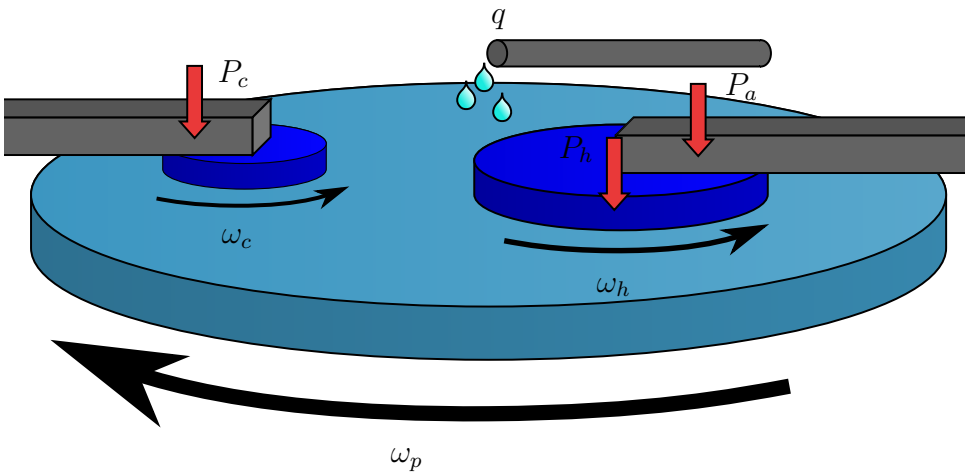


Figure 5.3 Planarisation chemico-physique

Cette technique est sélectionnée puisqu'elle est compatible avec le a-Si [97]. Elle comporte néanmoins des inconvénients. Le nombre élevé de paramètres, la forte dépendance en température et le fait que cette technique est très empirique font en sorte qu'il est difficile d'obtenir de la reproductibilité. Localement, la rugosité est basse $S_q = 1{,}3549\,\text{nm}$, mais la planarisation n'est pas uniforme sur toute la gaufre de 4 po et des défauts peuvent apparaitre. Enfin, le nettoyage de l'échantillon est nécessaire pour enlever les débris et le *slurry*, mais cette dernière étape est difficile.

CHAPITRE 6 MONTAGE EXPÉRIMENTAL

6.1 Caractérisation d'un résonateur

Pour la caractérisation optique d'un microdisque sur pilier, un montage de couplage par onde évanescente est présenté (figure 6.1). Une source laser accordable (AGILENT 81600B) est utilisée suivie d'un isolateur (THORLABS 10-H-1550FC) et d'un contrôleur de polarisation (THORLABS FPC560). Le couplage avec la cavité s'effectue par couplage d'onde évanescente en rapprochant une fibre effilée proche du bord de la cavité. Pour ce faire, un support à fibre effilée est placé sur une platine de 5 axes (THORLABS MAX300 et THORLABS APY001). La fibre est approchée à moins d'un micromètre du bord du disque soit sur le dessus (couplage vertical) ou sur le côté (couplage horizontal). Le signal optique passant à travers la fibre effilée est mesuré par un photodétecteur (81634B) ayant une limite de détection de $-100\,\mathrm{dBm}$. Ce dernier est synchronisé avec le laser accordable à l'aide d'un ordinateur central (AGILENT 8164B) pour reconstruire le spectre. La puissance optique est entre 0 et $12\,\mathrm{dBm}$. La polarisation est ajustée à l'aide du contrôleur de polarisation pour maximiser la qualité d'un des pics de résonance.

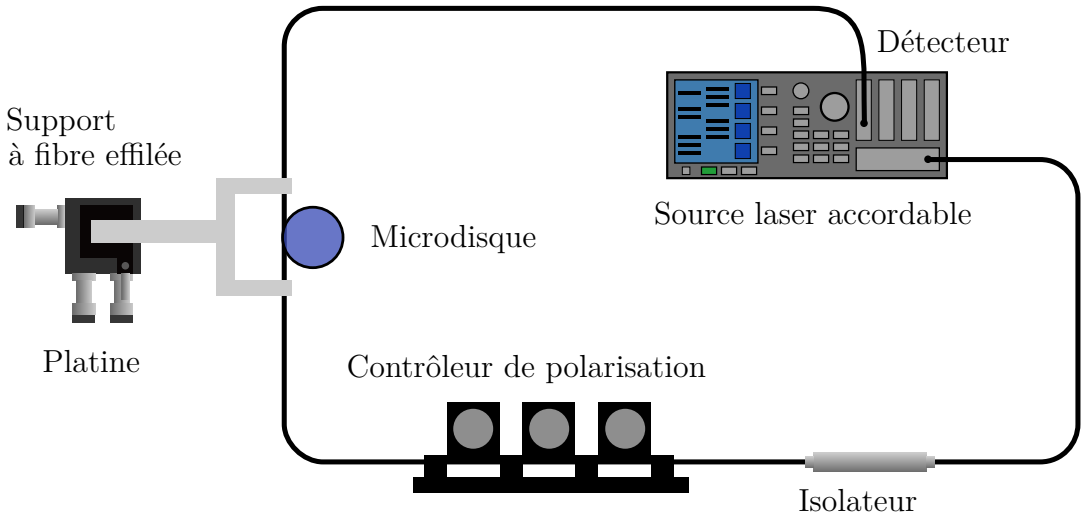


Figure 6.1 Montage de caractérisation optique d'un microdisque

Fibre effilée

Une fibre effilée [98] est un dispositif optique qui est la base des coupleurs et des dilatateurs de faisceau. Elle permet aussi le couplage avec des microstructures comme les microdisques sur puce. Dans une fibre conventionnelle (ex. CORNING SMF-28) non effilée, la lumière se propage dans le coeur de 8,4 µm de diamètre. Une partie du mode se retrouve dans la gaine puisque le mode a un diamètre de 10,4 µm à une longueur d'onde de 1,55 µm. Puisque la gaine à un diamètre d_0 de 125 µm, il est impossible de coupler avec des microstructures. La fibre effilée est une fibre qui a été chauffée et étirée pour obtenir un diamètre d_e total de 1 µm. Ainsi, le mode fondamental a une dimension de 2 µm, et donc une partie importante de celui-ci est à l'extérieur de la fibre ce qui permet de coupler avec les microdisques. La zone de transition détermine la qualité de la fibre effilée. Dans le cas du couplage avec les microdisques, la transition se doit d'être adiabatique. Le mode fondamental de cœur de la fibre non effilée doit coupler dans le mode de gaine de la fibre effilée sans pertes par couplage avec des modes d'ordre supérieur. Pour ce faire, le profil de transition de longueur L_a doit être doux.

Le profil obtenu est illustré à la figure 6.2 où la flamme est représentée pour chauffer la fibre. Celle-ci balaye une certaine portion pour maintenir une température constante. Pendant cette étape, des platines automatiques étirent la fibre pour créer le profil final. Une portion L_e de 5 mm a un diamètre constant de 1 µm.

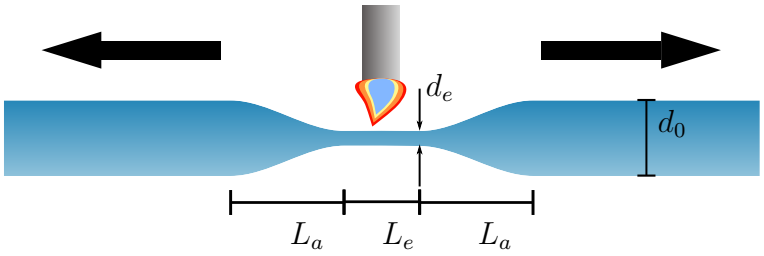


Figure 6.2 Fibre effilée avec un profil adiabatique et fabriquée à l'aide d'une flamme.

Une fois effilée, la fibre est tendue et collée avec de la colle UV sur un support en métal pour permettre sa manipulation. Ce support est fixé à une patine de 5 axes pour l'approcher avec précision de la microstructure et coupler par onde évanescente.

6.2 Caractérisation d'une ligne à retard

La caractérisation d'une ligne à retard (figure 6.3) est semblable à la caractérisation d'une cavité simple. Après le contrôleur de polarisation (CP), un interféromètre Mach-Zehnder est utilisé pour mesurer le délai. Ainsi, un coupleur 99/1 (C1) sépare le signal en deux branches. La ligne à retard microfabriquée (CROW) est positionnée dans la branche avec la plus grande partie de la puissance optique. La lumière est injectée et récupérée par deux fibres effilées positionnées sur deux platines de 5 axes. Les deux fibres effilées doivent être proches l'une de l'autre (moins de 3 mm) puisque la longueur des lignes à retard microfabriquées est entre 300 µm et 1000 µm. Elles sont donc collées sur le même support. Après le couplage de la première, la deuxième est poussée mécaniquement par un support sans fibre. À la figure 6.3, les fibres effilées sont représentées sur des supports différents pour plus de clarté. Pour la deuxième branche, une ligne à retard mécanique variable est utilisée. Celle-ci est composée de deux lentilles (THORLABS PAF-X-11-PC-C) fixées sur une platine motorisée (CORVUS VT-50L) ayant une précision sur le déplacement de 3 µm et une plage combinée de 200 mm. Les signaux des deux branches sont recombinés par un deuxième coupleur 50/50 (C2) avant d'être mesurés. La ligne à retard microfabriquée peut générer beaucoup de pertes (15 à 70 dB) tandis que la ligne à retard mécanique comporte environ 30 dB de pertes. C'est pourquoi une plus grande partie de la puissance optique est dirigée dans la ligne à retard microfabriquée. Pour équilibrer les deux branches en puissance, une partie du faisceau est bloquée entre les deux lentilles de la ligne à retard mécanique. Ainsi, le signal d'interférence du Mach-Zehnder est optimisé.

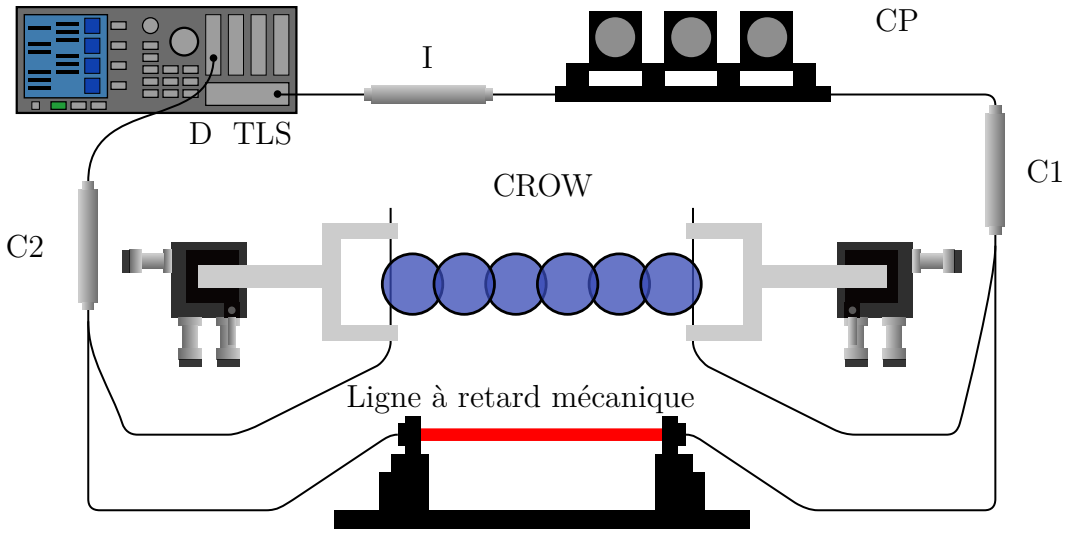


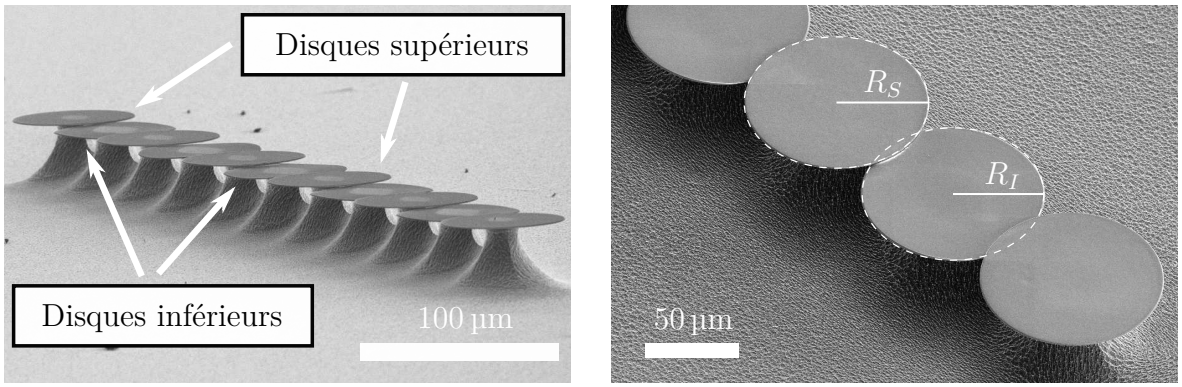
Figure 6.3 Montage de caractérisation optique d'un guide d'onde de résonateurs couplés

CHAPITRE 7 RÉSULTATS ET DISCUSSION

7.1 Caractérisation géométrique

La ligne à retard optique finale est fabriquée selon le procédé de la section 5. Les résonateurs optiques sont des disques à bord biseauté faits de silice sur des piliers de silicium. Des images au microscope électronique à balayage (MEB) sont données pour étudier géométriquement le système.

La figure 7.1a montre une vue d'ensemble de la ligne à retard. On distingue les disques des deux couches de résonateurs. Les disques font 50 µm de diamètre. Une vue de dessus 7.1b permet de distinguer le chevauchement des disques.



(a) Vue d'ensemble (b) Vue de dessus

Figure 7.1 Vues d'un guide d'onde optique de résonateurs couplés de 50 µm de diamètre

Une vue de côté d'un des résonateurs de l'extrémité de la structure (figure 7.2) permet de distinguer les piliers de silicium d'une hauteur h_p de 53,35 µm. La sous-gravure du pilier u pour les résonateurs des extrémités est de 41,57 µm. Le haut du pilier contient un point où la pente du profil change abruptement. Il s'agit de l'interface entre le silicium cristallin du substrat et le silicium amorphe (a-Si) de la pulvérisation. Ces deux matériaux n'ont pas le même taux de gravure au SF_6. Le a-Si étant moins dense et dur, le taux de gravure est légèrement supérieur.

Une première vue de côté de la superposition des disques de chaque couche (figure 7.3a) permet de mesurer les sous-gravures des deux disques. Pour le disque supérieur, la sous-gravure u_S est de 29,7 µm. Elle est plus petite que celle du disque extérieur, car le disque adjacent empêche une partie des cations de graver sous le disque au niveau du chevauchement.

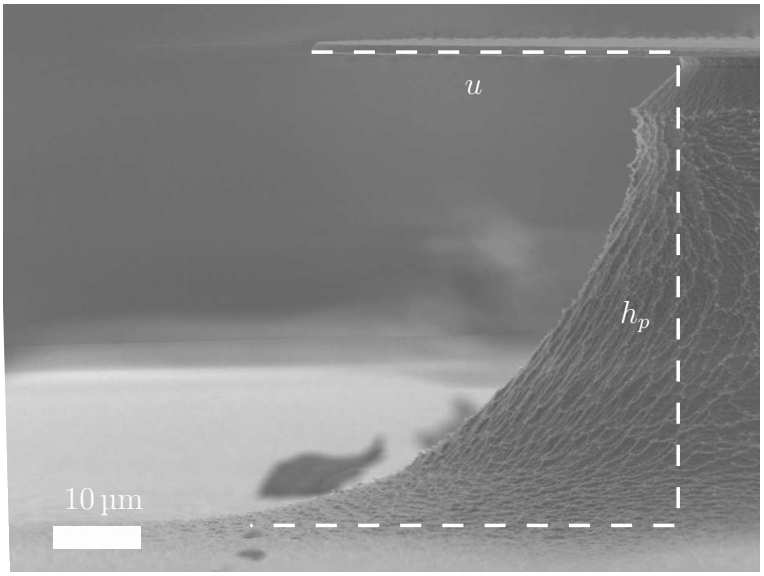
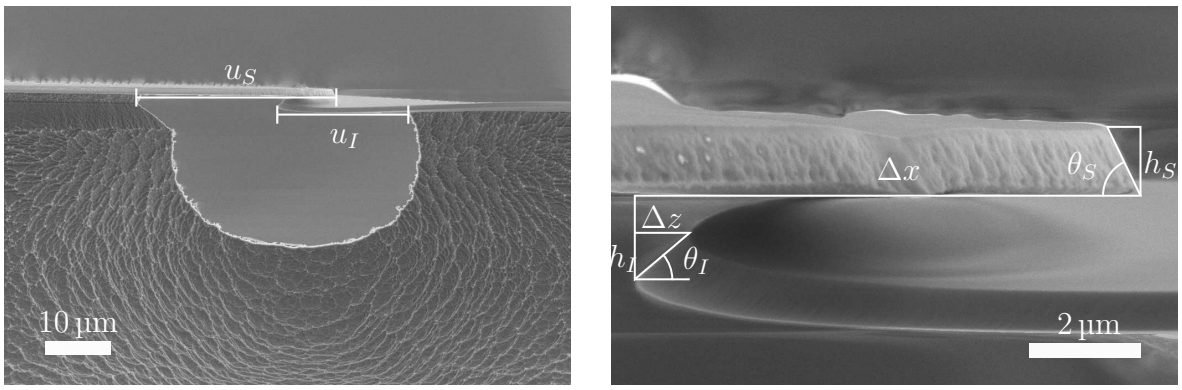


Figure 7.2 Vue de côté d'une des extrémités d'un guide d'onde de résonateurs couplés

On remarque ce phénomène à l'aide d'un microscope optique pour observer la forme du pilier (figure 7.4). Pour le disque inférieur, la sous-gravure u_I est de 20,2 µm. Elle est encore plus petite que celle du disque supérieur au niveau du chevauchement pour la simple raison qu'elle commence à être gravée après, puisqu'elle est plus basse et recouverte de a-Si au préalable. Dans tous les cas, les sous-gravures sont suffisantes pour ne pas avoir d'impact sur les modes fondamentaux $l = 0$ pour les deux polarisations.

Dans la deuxième vue de côté (figure 7.3b), le chevauchement est mesuré $\Delta x = 9{,}0\,\mu\text{m}$. La séparation verticale Δz est de 0,7 µm. Enfin, les angles sont approximativement de $\theta_S = 65°$ et $\theta_I = 40°$ pour les disques supérieurs et inférieurs respectivement. Leur différence s'explique par la difficulté de reproductibilité du procédé. L'angle de Mach dépend de plusieurs paramètres (section 5.2). Puisque le matériau gravé est différent, il est difficile d'obtenir le même angle. Cela change le rayon effectif, l'angle effectif, le facteur de qualité ainsi que le couplage. Il y a donc une brisure de la périodicité puisque deux disques adjacents sont différents. Le plus petit élément périodique est le regroupement de deux disques supérieurs et inférieurs. L'épaisseur des disques est de $h_S = 1{,}1\,\mu\text{m}$ pour le disque supérieur et $h_I = 0{,}8\,\mu\text{m}$ pour le disque inférieur.



(a) Sous-gravures (b) Chevauchement

Figure 7.3 Vues de côté du chevauchement des disques à bord biseauté d'un guide d'onde de résonateurs couplés

Une image au microscope optique (figure 7.4) nous assure que l'alignement est bon, et donc que le chevauchement Δx est égal entre chaque disque. Pour ce cas-ci, cela est vérifié ($\Delta x_1 = \Delta x_2$). De plus, il est possible d'apercevoir les piliers au microscope optique puisque les disques sont en oxyde de silicium. On remarque ainsi la forme d'œil des piliers. Ceci est dû aux sous-gravures moins rapides à l'emplacement du chevauchement des disques. On remarque que les piliers des disques supérieurs sont plus texturés que les disques inférieurs. La rugosité est due au polissage du a-Si qui doit être supérieure à la gaufre de départ du fabricant.

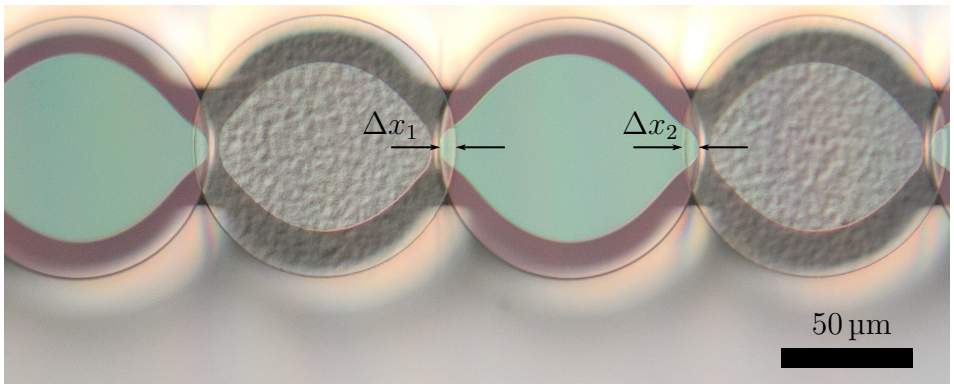
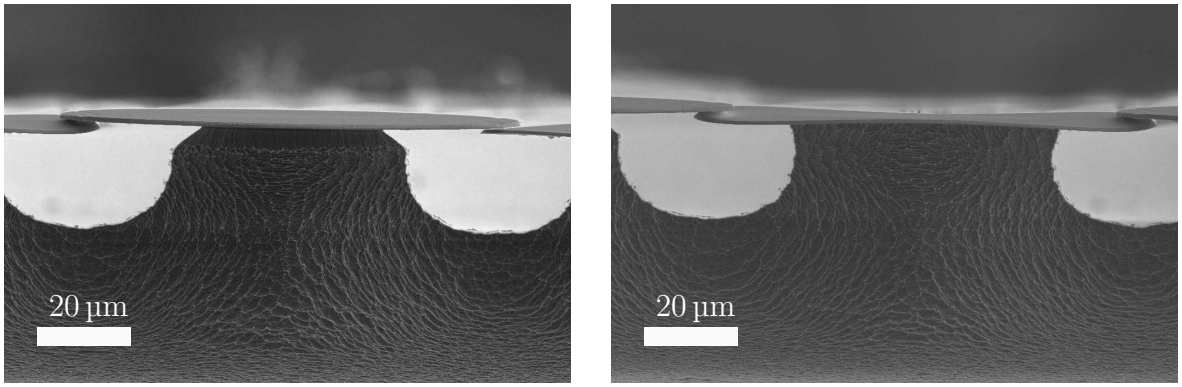


Figure 7.4 Vue du dessus d'une ligne à retard au microscope optique

On remarque avec l'image du chevauchement (figure 7.3a) que les deux disques ne sont pas parallèles. Les deux images de la figure 7.5 confirment que le disque supérieur est bien droit, mais que le disque inférieur est tordu. Cela doit être dû à la production de contraintes lors des oxydations à haute température. Celles-ci sont relâchées lors de la gravure du pilier, et le disque se tord. Les modes ne sont donc pas parallèles dans la zone de couplage. Cela devrait diminuer le coefficient de couplage. On peut imaginer qu'il y aura plus de pertes puisque le disque perd sa symétrie de rotation.



(a) Disque supérieur (b) Disque inférieur

Figure 7.5 Vues de côté complètes des disques supérieurs et inférieurs.

Ainsi, les sous-gravures doivent être suffisantes pour limiter les pertes du mode fondamental utilisé pour le couplage. Cependant, les sous-gravures ne doivent pas être trop grandes, car le pilier offre une stabilité mécanique et limite les torsions des disques. Enfin, le pilier sert de puits à mode d'ordre supérieur en augmentant les pertes de ceux-ci.

Le dessus des résonateurs semble avoir une faible rugosité (figure 7.1b). À la figure 7.3b, on remarque que les bords des disques sont aussi peu rugueux. Le disque supérieur semble plus affecté par le procédé de microfabrication, ce qui est dû à la qualité de la couche d'oxyde. Celle-ci provient de l'oxydation humide d'une couche de a-Si déposée par pulvérisation. C'est une méthode de dépôt qui ne produit pas du a-Si de qualité optique [99].

Les paramètres qui ont une influence importante sur le comportement de la ligne à retard sont synthétisés au tableau 7.1. Avec un maximum de 11 disques d'environ 50 µm de rayon et un chevauchement d'environ 9 µm, l'aire du dispositif est de $1{,}01 \times 10^{-1}\,\mathrm{mm}^2$.

Tableau 7.1 Synthèse des paramètres mesurés de la ligne à retard étudiée.

Paramètres		Valeurs mesurées
R_S	[µm]	49,7
R_I	[µm]	48,8
u_S	[µm]	29,7
u_I	[µm]	20,2
h_S	[µm]	1,10
h_I	[µm]	0,8
θ_S	[°]	65
θ_I	[°]	40
Δx	[µm]	9
Δz	[µm]	0,7

7.2 Caractérisation d'un résonateur

Le montage de caractérisation pour un résonateur est utilisé pour obtenir le spectre en transmission d'un disque à bord biseauté qui n'est pas couplé à d'autres disques (figure 7.6). On distingue plusieurs pics de pertes. Chacun d'eux correspond à un mode de résonance qui dépend de la polarisation, du nombre m et du nombre l. La fibre étant positionnée tangente à la circonférence du disque, les modes $l = 1$ sont favorisés dans le couplage. La polarisation est aussi ajustée pour favoriser seulement une des deux polarisations. Ainsi, les deux plus grands pics du spectre correspondent aux modes $l = 1$ de même polarisation pour m et $m + 1$. Ils sont séparés par $\lambda_{\text{FSR}} = 2{,}74\,\text{nm}$. Pour ce cas-ci, le disque est de 100 µm de rayon. L'indice effectif se calcule donc à partir de l'équation (3.2) avec $2d = 2\pi R n_{\text{eff}}$, ce qui donne 1,39. La largeur totale à mi-hauteur $\delta\lambda$ pour le pic à $\lambda_0 = 1549{,}32\,\text{nm}$ est de 34,90 pm. Avec l'équation (3.6), le facteur de qualité est de $4{,}44 \times 10^4$. Avec ce qui correspond à des pertes de 4,55 dB/cm.

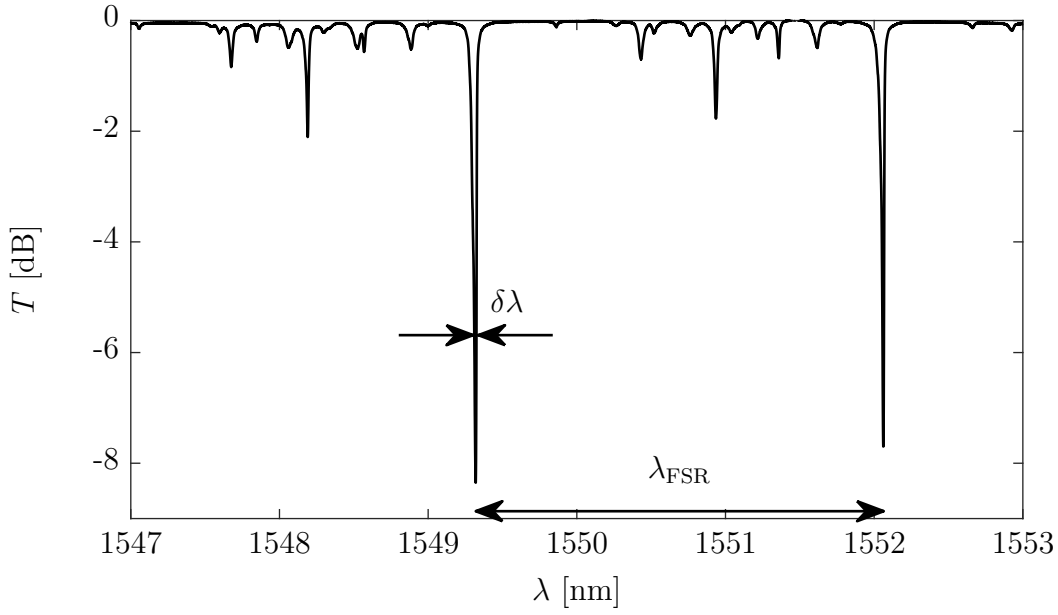


Figure 7.6 Spectre en transmission d'un résonateur en forme de disque à bord biseauté de 100 µm de rayon

7.3 Performance d'une ligne à retard

Pour la caractérisation de la ligne à retard optique, le montage de la section 6.2 est utilisé. De celui-ci, la mesure en transmission de toute la ligne est prise. Le graphique de la figure 7.7 est un exemple de spectre pour 9 résonateurs de 50 µm de rayon. On remarque la répétition d'un motif ressemblant à plusieurs pics de transmission. Les motifs sont séparés par des lignes pointillées. La période est de 5,38 nm. En prenant l'approximation du rayon effectif R_{eff} à 49,6 µm, une moyenne des rayons effectifs calculés numériquement pour les angles des disques supérieurs et inférieurs, l'indice effectif n_{eff} correspondant est de 1,4329. C'est plus élevé qu'attendu que l'indice effectif de 1,23 calculé numériquement. Cela peut être dû à l'épaisseur plus grande des disques supérieurs. Chaque motif comporte plusieurs pics de transmission à l'intérieur d'une bande passante. Sur le motif de droite, 10 pics principaux sont comptés. La différence entre ce spectre mesuré et celui des simulations (figure 4.9a) est due à plusieurs facteurs, dont les imperfections de fabrication, les approximations de simulation, la présence des deux polarisations ainsi que des modes d'ordre supérieur, et de la brisure de symétrie entre les disques supérieurs et inférieurs. Globalement, le nombre de pics obtenu (10) est comparable au nombre de pics attendu (9) en théorie, c'est-à-dire que le nombre de pics correspond au nombre de résonateurs. En prenant la définition de la bande passante à -3 dB, celle-ci est restreinte, pour les mêmes raisons que précédemment, aux pics de transmission

individuels. Néanmoins, on distingue la bande passante théorique qui englobe tous les pics de transmission d'un motif. En prenant la différence entre le premier et dernier pic, celle-ci est d'environ 3,2 nm. Avec l'équation (3.46), le coefficient de couplage $|\kappa|$ correspondant à cet intervalle spectral libre et cette bande passante est de 0,80.

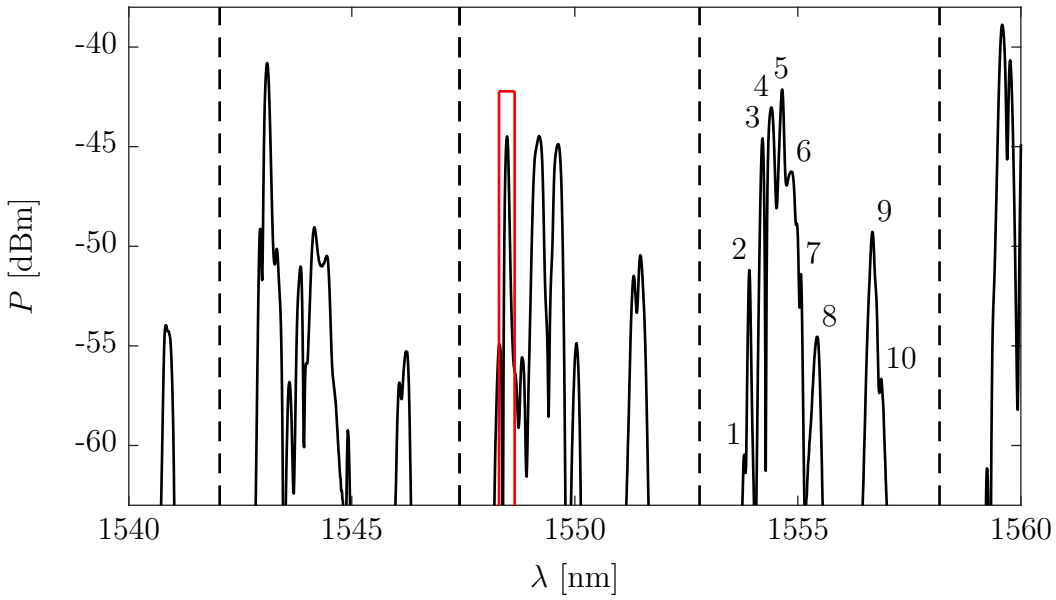


Figure 7.7 Exemple de spectre en transmission d'une ligne à retard de 9 résonateurs. La zone encadrée de rouge est agrandie à la figure 7.8. Le spectre est donné en dBm, parce qu'il n'est pas facile de faire une référence.

À la figure 7.8, le focus est effectué sur le pic de transmission encadré en rouge de la figure 7.7. La courbe pointillée est lorsque la branche de la ligne à retard mécanique est complètement bloquée et qu'il n'y a pas d'interférence. La mesure de la puissance optique peut ainsi être mesurée. La courbe pleine correspond au cas où il y a de l'interférence entre les deux branches. Celle-ci se mesure avec la période des interfranges au sommet du pic. Une deuxième technique est de faire une transformée de Fourier discrète d'une partie du signal centrée au pic de transmission.

La bande passante en puissance peut être mesurée pour ce spectre. Selon la définition de la bande passante comme largeur totale à mi-hauteur, elle est de 98 pm.

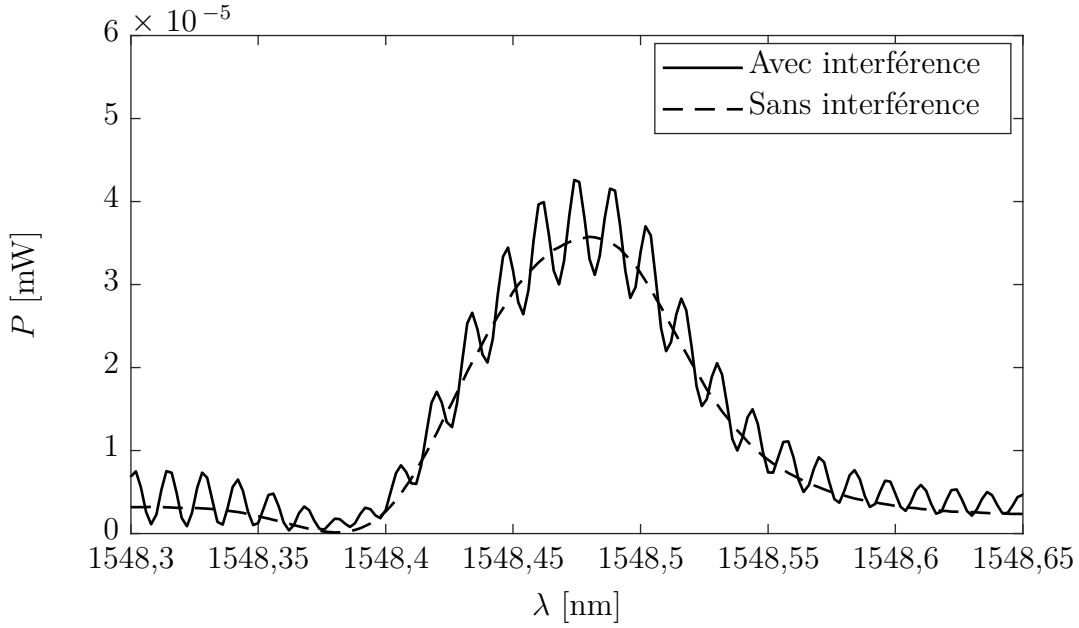


Figure 7.8 Exemple de spectre mesuré en transmission d'une ligne à retard de 9 résonateurs centrée sur un pic de transmission avec et sans interférence

Pertes optiques par résonateur

Pour mesurer les pertes optiques par résonateur de la ligne à retard, plusieurs spectres sont pris. D'abord, une première fibre est placée à une extrémité de la ligne à retard, et une autre fibre après trois résonateurs. Ensuite, la deuxième fibre est déplacée après 5, 7, 9 et 11 résonateurs. Seuls ceux qui sont à une position impaire de la ligne à retard peuvent servir pour le couplage avec une fibre effilée puisqu'ils sont les résonateurs supérieurs. La puissance optique maximale est rapportée à la figure 7.9. Une régression linéaire est calculée. Celle-ci à une pente de $-3{,}91\,\mathrm{dB}$ par résonateur.

Calcul du délai

Pour le calcul du délai, le guide d'onde optique de résonateurs couplés est placé dans une des branches d'un interféromètre de Mach-Zehnder (section 6.2). Un signal optique cohérent est séparé en deux avant de se recombiner. Le signal dans chaque branche accumule une phase $\phi_i = k_0 n L_i$ qui dépend de la longueur du chemin optique.

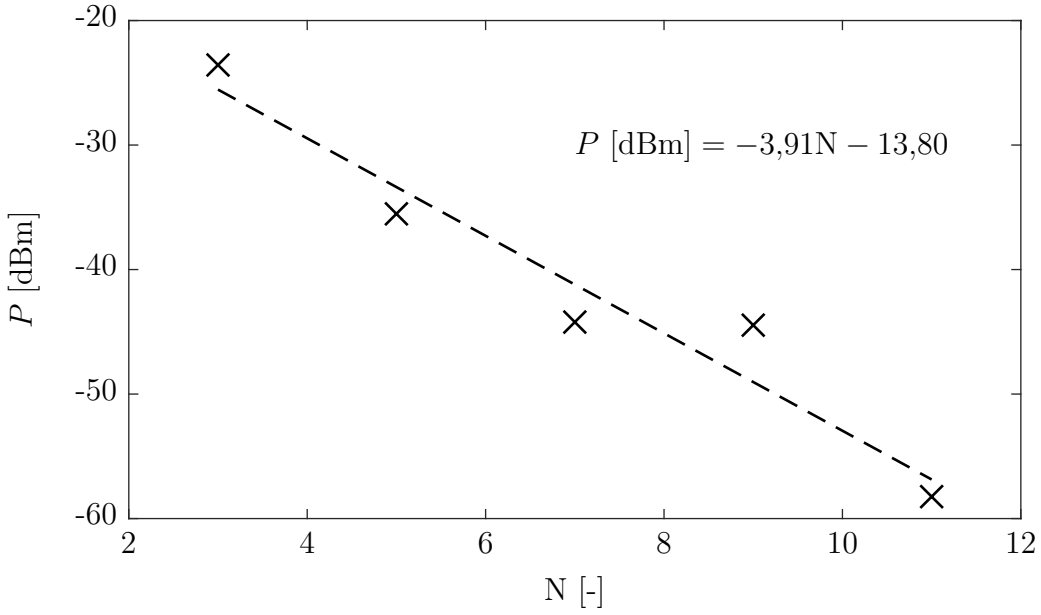


Figure 7.9 Puissance optique maximale de transmission d'une ligne à retard selon le nombre de résonateurs

Soit l'intensité des signaux dans chaque branche I_1 et I_2, la puissance au photodétecteur est :

$$
\begin{aligned}
P &= |I|^2 && (7.1)\\
&= |I_1 + I_2|^2 && (7.2)\\
&= (I_1 + I_2)\,(I_1^* + I_2^*) && (7.3)\\
&= \left(|I_1|\, e^{-i(\omega t + k_0 n L_1)} + |I_2|\, e^{-i(\omega t + k_0 n L_2)}\right)\left(|I_1|\, e^{i(\omega t - k_0 n L_1)} + |I_2|\, e^{i(\omega t - k_0 n L_2)}\right) && (7.4)\\
&= \left(|I_1|^2 + |I_2|^2 + |I_1|\,|I_2|\left(e^{ik_0 n(L_1 - L_2)} + e^{-ik_0 n(L_1 - L_2)}\right)\right) && (7.5)\\
&= \left(|I_1|^2 + |I_2|^2 + |I_1|\,|I_2|\cos\left(k_0 \Delta L\right)\right) && (7.6)\\
& && (7.7)
\end{aligned}
$$

Il y aura donc interférence selon la différence de phase $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 = k_0 \Delta L$ entre les deux branches qui dépend de la différence de longueur du chemin optique ΔL. Pour une différence ΔL fixe, la différence de phase entre deux longueurs d'onde est :

$$
\begin{aligned}
\Delta\phi &= 2\pi \Delta L \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) && (7.8)\\
&= 2\pi \Delta L \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} && (7.9)
\end{aligned}
$$

Les interfranges $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ arrivent lorsque $\Delta\phi = 2\pi$. Avec $\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx \lambda_0$,

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{\Delta L} \tag{7.10}$$

La distance Δl entre les collimateurs de la ligne à retard mécanique est variée et plusieurs mesures de l'interfrange $\Delta\lambda$ sont prises. Une régression avec l'équation (7.11) est effectuée pour déterminer la différence de longueur du chemin optique ΔL entre les deux branches. La longueur d'onde λ_0 du pic de transmission est 1548,48 nm.

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{\Delta l + \Delta L} \tag{7.11}$$

L'expérience est répétée en changeant le nombre de résonateurs comme pour la mesure des pertes optiques. Ces mesures sont représentées à la figure 7.10.

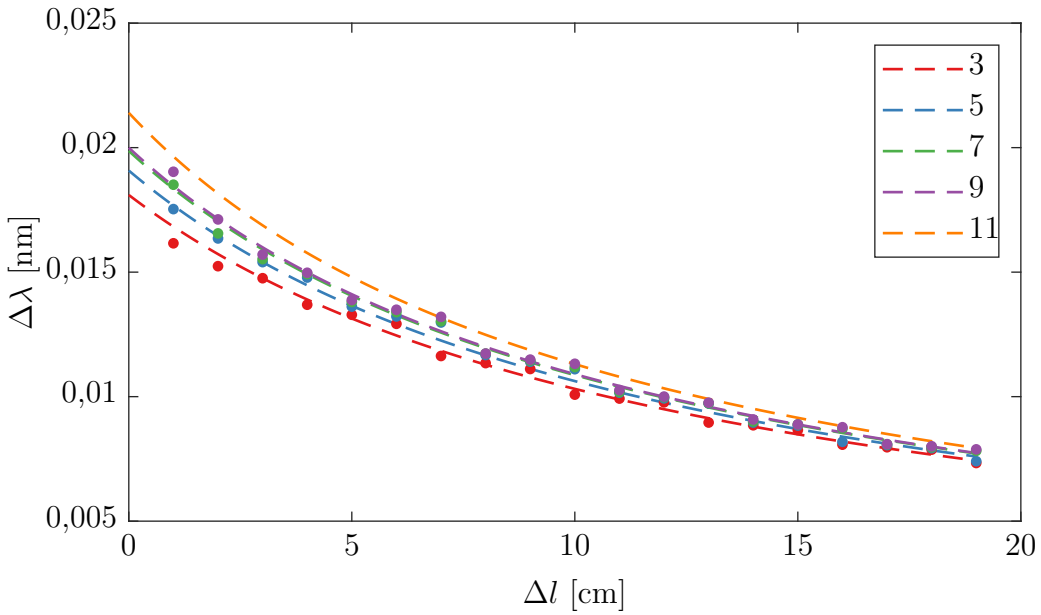


Figure 7.10 Mesure des interfranges selon la distance entre les collimateurs pour plusieurs nombres de résonateurs

Les valeurs des différences de longueur du chemin optique ΔL sont rapportées à la figure 7.11. Par une régression linéaire, la pente est calculée à 0,23 cm par résonateur. Ceci correspond à un délai τ de 7,76 ps par résonateur avec $\tau = \Delta L / c_0$. Au total, un délai de 85,36 ps est obtenu. Le facteur de ralentissement est, selon l'équation (4.1), de 5,8. Si l'on est à la condition de résonance, cela correspond, en théorie (sans pertes, à l'infini), à un coefficient de couplage de 0,17. En pratique (avec pertes) et lorsque le couplage est surcritique, c'est-à-dire que les

pertes par couplage sont plus grandes que les pertes intrinsèques ($Q_{\text{int}} > Q_c$), le facteur de ralentissement est plus élevé que la théorie (figure 4.13). De plus, pour un nombre de résonateurs petit $N < 50$, le délai est plus grand que la droite linéaire théorique (figure 4.10b). Ainsi, le facteur de ralentissement théorique est donc plus petit que celui d'un système avec peu de résonateurs $S_{\text{théo}} < S_{N<50}$. Cela explique la différence entre les coefficients de couplage calculés à partir de la bande passante et du facteur de ralentissement.

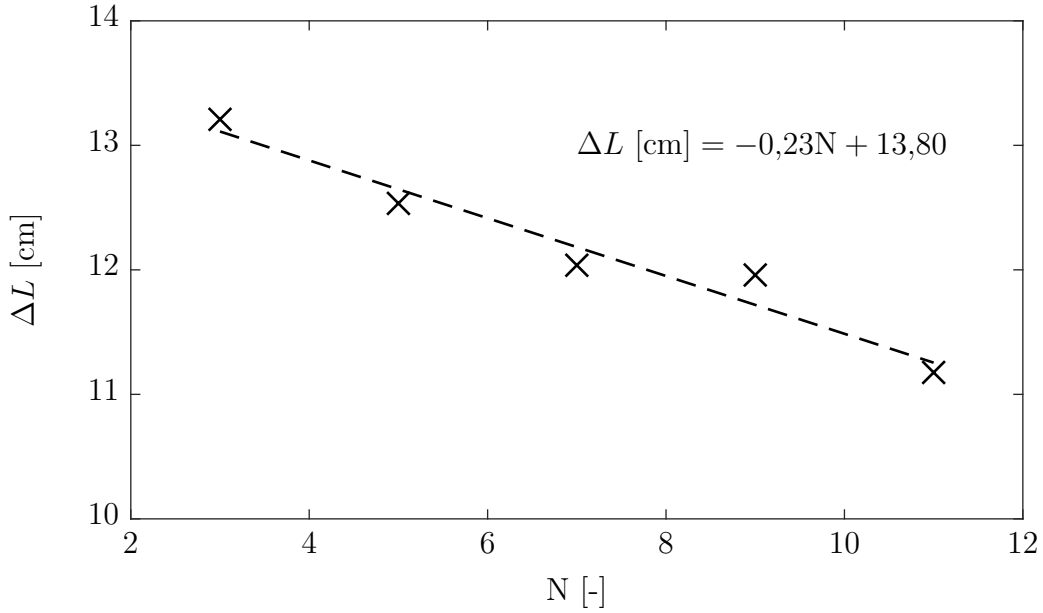


Figure 7.11 Différence de la longueur du chemin optique entre les branches de l'interféromètre

7.4 Défis de fabrication

Le procédé de microfabrication comporte plusieurs étapes critiques qui déterminent la qualité de la ligne à retard optique.

Le procédé nécessite deux lithographies et donc un alignement des résonateurs de chacune des couches. Cette étape est cruciale et détermine la symétrie de la ligne optique. L'erreur sur l'alignement est d'environ 1 µm, ce qui correspond à la résolution maximale réussie. Puisque le couplage est vertical, l'effet sur le coefficient de couplage d'un décalage dans le sens de la ligne à retard comme illustré à la figure 7.12 est non négligeable. Selon la figure 3.13, il y a une variance d'au plus 35 % pour cette résolution. Puisque la résolution du masque est de l'ordre de 25 nm, on peut considérer que le décalage des deux étages dans la direction de la ligne va réduire et augmenter le couplage en alternance. Donc, l'unité identique qui se

répète est un couple de deux cavités. À cela s'ajoute un décalage dans l'autre direction aussi illustré à la figure 7.12 qui affecte de la même façon tous les coefficients de couplage. Enfin, un décalage angulaire brise la périodicité. Par contre, il a été observé que ce décalage est très faible dû à l'alignement de deux motifs éloignés de près de 50 mm. Pour les lithographies et outre les motifs d'alignement, la résolution n'est pas critique pour l'inscription de disques. Le rayon peut en être modifié, mais encore une fois, cela ne brisera pas la périodicité, dû moins si l'on considère une cellule de deux résonateurs.

Un problème lors de la microfabrication est la répétabilité du procédé lors des étapes de lithographie, de dépôt et de planarisation. La gravure humide des disques afin d'obtenir un angle de Mach est la moins répétable. Cette étape dépend de la force d'adhésion entre la photorésine et la silice. Celle-ci varie considérablement selon l'humidité, la température, le conditionnement de la surface, l'exposition, etc. Par exemple, des problèmes d'adhérence ont eu lieu lors du développement où toute la photorésine décolle. Il y a donc une grande incertitude sur les angles obtenus. Les deux couches n'ont donc pas nécessairement le même angle, et donc le même facteur qualité, le même rayon effectif et le même indice effectif. On peut voir cette problématique à la figure 7.3b. Pour une même couche, l'angle est homogène. Encore une fois, le motif périodique est donc composé de deux résonateurs subséquents.

L'ajout de la couche intermédiaire et sa planarisation ont constitué un défi. Le a-Si est choisi comme couche intermédiaire pour plusieurs raisons. Les piliers étant principalement en silicium, la couche intermédiaire doit être gravée environ au même taux. De plus, le a-Si s'oxyde pour former la couche supérieure en silice. La méthode de dépôt utilisée est la pulvérisation, car elle est disponible et assez rapide (17 nm/min). Le a-Si comporte des pertes optiques élevées aux longueurs d'onde des télécommunications [99]. Ce n'est donc pas une méthode de dépôt de choix pour la microphotonique. Il serait préférable d'utiliser

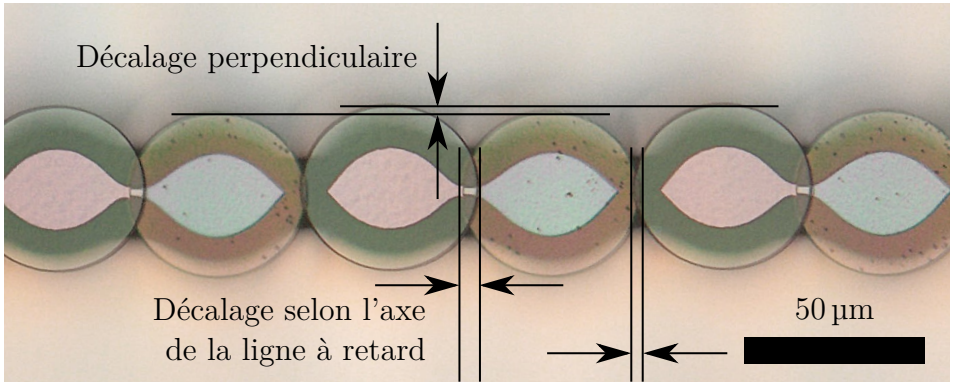


Figure 7.12 Image au microscope optique d'un échantillon comme exemple de défauts d'alignement

des méthodes de dépôt chimique (CVD) que ce soit par plasma (PECVD) avec aussi peu de pertes que 2,0 dB/cm [100] ou à basse pression (LPCVD) avec des pertes de 0,56 dB/cm [101]. Avec ces méthodes, l'incorporation d'hydrogène sature les liaisons libres du silicium. Cela permet d'éliminer les états énergétiques de la bande interdite du matériau, et donc de limiter l'absorption. La couche de a-Si est en partie sacrificielle, et ne sert pas à la propagation de la lumière. Cependant, elle sert aussi pour l'oxydation, et détermine donc la qualité d'oxyde de la couche supérieure. Les deux couches de résonateurs ne sont pas assurées d'avoir la même qualité ni le même indice. Enfin, après le dépôt, des bosses de la même hauteur que les résonateurs (800 nm) doivent être planarisées et la rugosité finale doit être au minimum pour limiter les pertes optiques des résonateurs. Pour ce faire, la planarisation chimico-physique est retenue. Cette technique est très empirique. En théorie, une faible rugosité et un grand contrôle sur l'épaisseur peuvent être obtenus. En pratique, cela demande énormément de tests et de contrôles surtout qu'il n'y a aucune mesure in situ de l'épaisseur résiduelle.

Le dépôt de a-Si, la planarisation et l'oxydation de la couche des résonateurs supérieurs ne sont pas homogènes. C'est-à-dire qu'il y a une grande variation ($\sim 10\,\%$) de la distance entre les deux couches de résonateurs sur l'ensemble de la gaufre. Ceci n'est pas critique pour un dispositif unique, mais limite tout de même les possibilités de rendement de fabrication pour de nombreux dispositifs en parallèle.

Le nombre d'étapes est assez important, et demande donc un bon contrôle du procédé. Pour ce faire, plusieurs mesures sont effectuées tout au long de celui-ci. Les résultats des lithographies sont observés au microscope optique. Le réflectomètre permet de mesurer l'épaisseur de la couche d'oxyde lors de l'étape de gravure humide des résonateurs afin d'arrêter celle-ci au bon moment. Le caractère hydrophobe de la surface avec la solution d'acide fluorhydrique est aussi un bon indice que la couche d'oxyde a été gravée jusqu'au silicium. L'épaisseur de la couche intermédiaire de a-Si est mesurée à l'ellipsomètre après le dépôt ainsi que la planarisation dans la fenêtre de transparence de celui-ci. Enfin, la rugosité de cette couche après la planarisation est mesurée au profilomètre à lumière blanche (annexe C).

7.5 Comparaison et limitations

Les performances obtenues sont comparées au modèle de simulation décrit à la section 4, puis avec la littérature. Les différents paramètres et leurs effets sont discutés avant d'exposer les limitations et de conclure.

Simulation

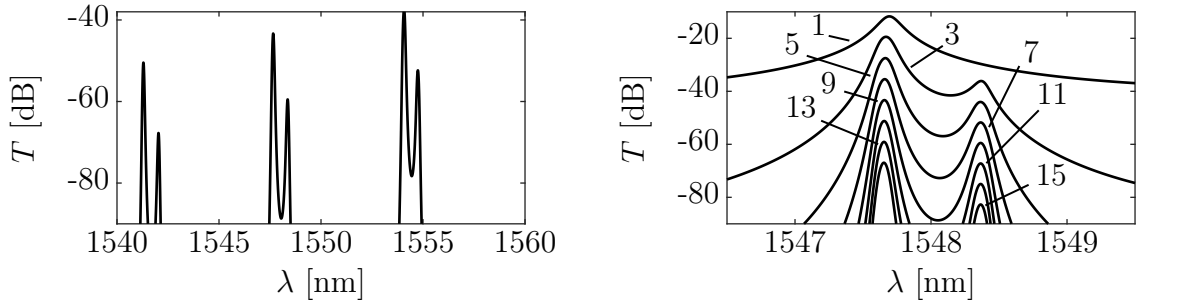
Une simulation est effectuée avec les paramètres mesurés de la ligne à retard expérimentale. La différence avec ceux de la section de simulation (section 4) est que les disques ne sont pas identiques puisque les angles sont différents pour ceux de la couche supérieure et de la couche inférieure. Certaines approximations sont faites. Les rayons R sont pris identiques à 50 µm comme l'épaisseur h des disques à 0,8 µm. Seul l'angle est différent, ce qui aura un effet sur le rayon effectif et l'indice effectif des modes. Le chevauchement Δx est pris à 9 µm comme mesuré. Par contre, l'espacement vertical Δz ainsi que le facteur de qualité Q sont ajustés afin d'obtenir des pertes et un délai similaire. L'espacement (0,625 µm) est assez proche de la valeur mesurée (0,7 µm). Le facteur de qualité $Q = 2 \times 10^4$ reste du même ordre de grandeur qu'attendu. Les pertes sont difficiles à mesurer directement de la ligne à retard, puisque les résonateurs sont couplés entre eux en permanence. Il est attendu qu'un disque de la ligne à retard ait plus de pertes que ce même disque seul puisque le premier est sujet à plus d'aléas de fabrication. L'erreur sur les mesures au microscope électronique et les approximations faites pour la simulation expliquent les différences entre les paramètres et les performances. Néanmoins, cela permet d'étudier les performances de la ligne à retard, et les ordres de grandeur sont respectés. Le tableau 7.2 regroupe les paramètres utilisés.

Tableau 7.2 Synthèse des paramètres de simulation de la ligne à retard étudiée.

Paramètres		Valeurs choisies
R	[µm]	50
h	[µm]	0,8
θ_S	[°]	65
θ_I	[°]	40
Δx	[µm]	9
Δz	[µm]	0,625
Q	[-]	2×10^4

Les spectres obtenus par simulation sont présentés à la figure 7.13. Le spectre sur une large plage de la figure 7.13a est pour 9 cavités. Celui-ci est comparé à la figure 7.7. La largeur spectrale libre est de 6,37 nm. C'est légèrement plus élevée que la ligne à retard expérimentale (5,36 nm). On remarque une séparation des pics de transmission due à l'asymétrie entre les disques supérieurs et inférieurs. Ce phénomène vient supprimer les oscillations dans la bande passante. Le fait que le pic de gauche est plus grand que celui de droite et leur séparation s'observent aussi avec le spectre expérimental. Les spectres de la figure 7.13b sont ceux pour 1 à 15 cavités impaires. Les spectres avec le moins de pertes sont, bien sûr, ceux avec le

moins de résonateurs. Encore une fois, la séparation du pic et son asymétrie sont observés. La puissance transmise et la bande passante diminuent avec l'augmentation du nombre de cavités. Pour 9 cavités, au pic de transmission à 1547,7 nm, la bande passante est de 76 pm, ce qui se compare à 98 pm mesuré expérimentalement.



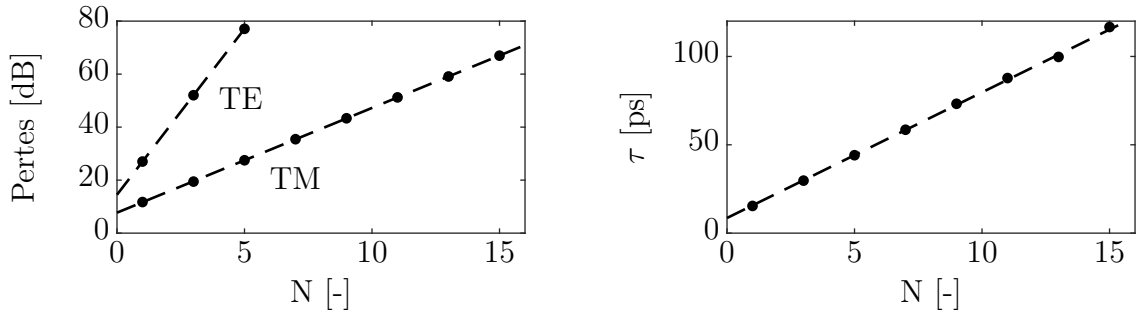
(a) Spectre de transmission pour 9 cavités

(b) Spectres centrés autour d'un pic de transmission pour 1, 3, 5, 7, 9, 11, 13 et 15 cavités.

Figure 7.13 Spectres simulés selon la géométrie de la ligne à retard expérimentale

La même procédure de calculs des résultats expérimentaux est appliquée avec les spectres simulés. En premier, les pertes sont rapportées selon le nombre de cavités (figure 7.14a). On voit que la polarisation transverse magnétique (TM) est favorisée avec des pertes de 3,95 dB par cavité. Cela s'explique avec le couplage vertical qui favorise cette polarisation. En choisissant bien la séparation verticale Δz et le facteur de qualité Q, les pertes sont comparables aux mesures expérimentales. Ceci permet d'avoir une bonne idée des pertes intrinsèques de la ligne à retard expérimentale. Pour le délai, figure 7.14b, seulement la polarisation TM est étudiée puisqu'il est très probable que ce soit la polarisation des résultats expérimentaux. Il est calculé à partir de la transmission simulée avec l'équation (2.1). Le délai simulé est de 7,11 ps par cavité, ce qui est comparable à l'expérience. L'espacement vertical étant petit, le coefficient de couplage est très sensible à sa valeur (figure 4.8b). Celui-ci est donc légèrement varié pour faire correspondre la simulation à la mesure expérimentale. Le coefficient de couplage $|\kappa|$ obtenu est de 0,1443.

La simulation d'une ligne à retard proche des résultats expérimentaux confirme ceux-ci et le modèle théorique. Cela explique le dédoublement du pic, en plus de donner une bonne idée du facteur de qualité intrinsèque et du coefficient de couplage. La ligne à retard expérimentale est bien en couplage surcritique ($Q_{\text{int}} < Q_c$). Plusieurs approximations ont dû être faites telles que les rayons identiques des disques et les variations absentes d'un résonateur à l'autre outre l'alternance des angles. De plus, les modes d'ordre supérieur ne sont pas pris en compte. Il



(a) Pertes, TM P [dB] $= -3{,}95\mathrm{N} - 7{,}72$, TE P [dB] $= -12{,}52\mathrm{N} - 14{,}49$

(b) Délai, TM τ [ps] $= 7{,}11\mathrm{N} + 8{,}57$

Figure 7.14 Pertes et délai selon le nombre de cavités pour la simulation selon la géométrie de la ligne à retard expérimentale

est probable qu'il y est du couplage avec ceux-ci, ce qui augmente les pertes du système.

Littérature

Le tableau 7.3 compare les résultats obtenus avec deux lignes à retard de la littérature. La première (Bergeron [36]) est un guide d'onde optique de résonateurs couplés (CROW) formé de disques en silice couplés horizontalement dans le même plan. Il s'agit du point de départ du design du mémoire. Les différences du design sont les disques à bord biseauté et le couplage vertical. Les disques sont aussi plus petits (35 µm de rayon) pour le dispositif de Bergeron. La deuxième ligne à retard (Melloni [59]) est aussi un CROW. Les résonateurs sont des anneaux couplés horizontalement. Le système est actif en désaccordant les résonateurs avec des éléments chauffants. Elle se différencie aussi parce que le CROW est utilisé en réflexion et non en transmission.

Le nombre de cavités est du même ordre de grandeur pour chacun des systèmes. Les pertes sont plus faibles pour Melloni sûrement par l'optimisation du procédé de microfabrication. Les anneaux étant plus grands, le délai maximal est aussi plus grand. Par contre, le facteur de ralentissement est plus faible que Bergeron à cause sûrement d'un coefficient de couplage plus élevé. La ligne à retard de ce mémoire a un coefficient de couplage encore plus élevé. Ceci explique que le délai maximal est plus faible. Malgré que les pertes par cavité soient plus faibles que Bergeron, la figure de mérite des pertes par délai est plus élevée. Enfin, les résultats ne dépassent pas les performances retrouvées dans la littérature, mais le design a un grand potentiel. De plus, le dispositif de la littérature servant à la comparaison a une aire plus grande de deux ordres de grandeur. Malgré que le dispositif de Bergeron est environ trois fois plus petit, l'ordre de grandeur est respecté et les dispositifs sont comparables. Cette preuve

de concept n'est pas optimisée et le procédé de microfabrication peut encore être amélioré pour réduire les pertes et réussir un couplage critique.

Tableau 7.3 Comparaison de guides d'onde de résonateurs couplés avec les travaux de ce mémoire

	τ_{max} [ps]	Pertes par cavité [dB]	S [-]	N_{max} [-]	Pertes/τ [dB/ps]	Aire [mm^2]
Bergeron [36]	200,9	6,13	59,3	7	0,21	0,035
Melloni [59]	800	1,00	10,0	8	0,01	7
Ce mémoire	85,4	3,91	5,8	11	0,50	0,101

Limitations et conclusion

La limitation principale d'une ligne à retard est les pertes optiques. Le design de disque à bord biseauté permet de l'améliorer sans avoir recours à des recuits qui limitent l'intégration. Le couplage horizontal n'étant plus possible, l'utilisation du couplage vertical permet un meilleur contrôle sur le coefficient de couplage. Ce dernier doit être pris au couplage critique pour optimiser les performances de la ligne à retard pour un facteur de qualité donné. Il est préférable d'aligner les modes pour favoriser le couplage entre les modes fondamentaux $l = 1$ et de varier l'espacement vertical pour varier le coefficient de couplage. Une plus grande précision de la microfabrication selon l'épaisseur comparée à la résolution latérale permet de finement ajuster le couplage. Sachant que ce dernier varie exponentiellement avec l'espacement vertical, il est nécessaire d'avoir un bon contrôle. Une problématique apparait pour de hauts facteurs de qualité. Le coefficient de couplage critique devient proportionnellement plus faible, et une couche d'espacement plus épaisse doit être déposée. Cela constitue un défi en microfabrication pour limiter la délamination et les contraintes entre les couches. Le fait qu'il y ait deux couches de résonateurs demande une bonne répétabilité du procédé de fabrication surtout lors de la gravure humide des disques pour obtenir la forme en biseau. Une variation de l'angle dédouble les pics de transmission, ce qui change les propriétés de la ligne à retard. Le facteur de qualité intrinsèque dépend de l'angle, et ce dernier doit être optimisé.

Le design proposé n'est pas complètement intégré. Des fibres optiques effilées sont nécessaires pour coupler à l'entrée et à la sortie du dispositif. De plus, la ligne à retard est passive, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de moyens actifs de changer le délai induit.

Malgré les performances moindres que la littérature et les limitations du design et du procédé de microfabrication, la preuve de concept d'une ligne à retard est réussie. Un signal lumineux

a bien été ralenti en traversant 11 disques à bord biseauté sur deux couches et couplés verticalement. Il existe un grand potentiel d'améliorer et d'optimiser ce concept pour en faire une ligne à retard performante et intégrée sur puce. Les guides d'onde optique de résonateurs couplés sont une structure idéale comme mémoire tampon intégrée grâce à leur large bande passante et leur faible superficie. Le facteur de qualité étant le paramètre déterminant pour les performances, l'usage de microcavités à haut facteur de qualité et intégrable est nécessaire. L'intégration de disques à bord biseauté couplés verticalement entre eux est une première dans le domaine.

CHAPITRE 8 CONCLUSION

Pour la conclusion, un rappel des objectifs et du design proposé sont présentés. Une synthèse des travaux permet de valider l'atteinte de chacun des sous-objectifs. Les limitations du design sont rapportées et des améliorations correspondantes sont proposées. Enfin, les contributions principales de ce mémoire sont énumérées.

Pour rappel, l'objectif principal de ce mémoire est de :

> Développer une ligne à retard optique constituée d'un guide d'onde de résonateurs couplés de type microdisque intégré sur puce avec un haut facteur qualité.

Cet objectif est divisé en trois sous objectifs que sont la conception et l'optimisation (1), la microfabrication (2) et la caractérisation (3).

Le design proposé est un guide d'onde de résonateurs couplés verticalement en deux couches. Les résonateurs sont des disques à bord biseauté en silice sur piliers de silicium.

8.1 Synthèse des travaux

En premier, une revue de littérature a été faite sur les différentes lignes à retard optique et leurs applications. Des règles de design en sont ressorties et cela a confirmé le choix du guide d'onde de résonateurs couplés pour le design. De plus, ce dispositif est pertinent puisqu'il trouve des applications diverses : photonique micro-onde, quantique, optique non linéaire, ou antennes réseaux à commande de phase. La photonique 3D est aussi explorée. C'est un domaine plus récent en microphotonique et qui possède beaucoup de potentiel. Son utilisation pour faire un guide d'onde de résonateurs couplés n'avait pas encore été fait. Ce chapitre confirme donc les bases du design (1).

Pour peaufiner la proposition, les différents concepts importants ont été exposés et étudiés tels que les résonateurs optiques, le couplage et le guide d'onde de résonateurs couplés (CROW). Plus précisément, les couplages horizontaux et verticaux sont comparés avec des disques à bord droit. Enfin, les concepts de facteur de qualité et de couplage critique sont expliqués. Ce sont deux concepts importants pour exprimer la performance d'une ligne à retard de type CROW (1).

Une étude approfondie est donnée, ensuite, par simulation numérique qui concorde bien avec la théorie. Les limitations du système sont exposées. La première est le facteur de qualité qui détermine la limite absolue du délai pouvant être obtenue. Ensuite, le coefficient de couplage doit être optimisé pour maximiser le délai par pertes optiques. Par exemple, pour un facteur

de qualité de 10^6, le délai maximal théorique pour des pertes de 3 dB est de 724 ps après 12 cavités.

Le procédé de fabrication est expliqué avec ces particularités : la planarisation et l'angle de Mach (2). Le montage optique utilisé est ensuite présenté.

La ligne a délai a été observée au microscope optique et au microscope électronique. De la lumière est ensuite couplée à l'entrée et à la sortie du dispositif (3) afin de caractériser les pertes et le délai induit. De ces mesures, les paramètres et les performances du dispositif sont extraits et comparés à un modèle simulé et à la littérature. Les problèmes de fabrication et les limitations sont expliqués.

En somme, les sous-objectifs ont tous été atteints. Le dispositif a bien induit un délai. Malgré tout, le système peut encore être amélioré.

8.2 Limitations de la solution proposée et améliorations possibles

Les limitations sont décrites en détail à la section 7.5. Plusieurs améliorations sont proposées pour que cette preuve de concept s'approche des limites théoriques du facteur de ralentissement. En premier, des techniques de microfabrication alternatives sont proposées dans le but d'améliorer le facteur de qualité, de simplifier le procédé de fabrication et d'intégrer plus efficacement le design proposé à d'autres composantes photoniques. En deuxième, des choix dans le design du guide d'onde de résonateurs couplés permettraient d'optimiser les performances sans changer dramatiquement le procédé de fabrication. Des exemples d'intégrations sont ensuite donnés pour des disques biseautés. L'activation et l'amplification sont aussi proposées afin d'augmenter le potentiel de la ligne à retard optique.

Microfabrication

Le facteur de qualité est le premier paramètre à optimiser avec un guide d'onde de résonateurs couplés. Il détermine le délai maximal atteignable. Plusieurs stratégies permettent de réduire les pertes optiques. Pour ces travaux, des disques en biseau sont utilisés pour repousser le mode optique vers l'intérieur du disque. Ainsi, la fraction de la puissance optique aux interfaces est réduite, ce qui en fait de même pour les pertes. D'autres techniques sont envisagées pour améliorer les performances.

L'oxyde de silicium thermique comporte peu de pertes optiques ce qui en fait un matériau de choix. Par contre, dans le présent design, la croissance de cet oxyde est effectuée sur du silicium amorphe déposé par pulvérisation, ce qui nuit à la qualité de la couche supérieure

de résonateurs. D'autres techniques de dépôt permettent d'obtenir de bonnes performances telles que le dépôt chimique en phase vapeur (CVD) soit activé par plasma ou sous pression réduite. Avec ces méthodes, il est possible de déposer du silicium amorphe ou bien directement un oxyde de qualité optique. Pour cette dernière solution, la qualité de la couche sacrificielle de silicium amorphe est moins critique.

En adoptant de nouvelles méthodes de dépôt, d'autres plateformes photoniques peuvent être envisagées. Celles-ci sont constituées de matériaux types de gaine et de cœur pour les structures photoniques en plus de méthodes spécifiques de microfabrication. La plateforme utilisée dans ces travaux utilise l'oxyde comme matériau de cœur. Puisqu'il a un indice faible, et pour obtenir un bon confinement (haut ratio d'indice), l'air est utilisé comme gaine. Cela limite l'intégration puisqu'il est nécessaire d'avoir des structures suspendues telles que les disques sur piliers. Avec un moins bon confinement, la plateforme en verre dopé comme cœur et le verre non dopé comme gaine pourrait être utilisée. La structure aurait plus de pertes aux interfaces et surtout, elle aurait un plus grand volume pour les mêmes performances. La plateforme Si/SiO_2 utilise plutôt des guides d'onde en silicium avec une gaine de silice. De meilleures performances sont obtenues avec du silicium mono cristallin en utilisant la technologie du silicium sur isolant (SOI). L'indice de réfraction élevé du silicium et le ratio d'indice important font que les dispositifs de cette plateforme sont plus compacts. Les pertes sont cependant plus élevées puisque la sensibilité à la rugosité aux interfaces est accrue pour un ratio des indices de réfraction du cœur et de la gaine élevé. Avec un bon contrôle de procédé, des pertes aussi faibles que 16 dB/m et un facteur de qualité de 4,1 millions sont obtenus [102]. La photonique 3D est difficilement envisageable avec cette plateforme si le silicium doit être mono cristallin. Il y a donc un compromis à faire entre l'intégration et les performances. Les plateformes $SiON/SiO_2$ utilisent l'oxyde de nitrure de silicium pour le cœur et la silice pour la gaine. La variation de la composition du SiO_xN_{1-x} de SiO_2 à Si_3N_4 permet de faire varier l'indice continuellement entre 1,45 et 2,46. L'indice y est donc plus élevé que la silice et le ratio d'indice peut être plus élevé que la plateforme SiO_2/air. Les pertes de cette plateforme sont faibles et comparables aux pertes avec la silice. Elle est utilisée en photonique 3D pour sa facilité d'empiler des couches de composantes optiques [77]. Enfin, les plateformes peuvent être utilisées de pair en plusieurs couches (Si_3N_4/SiO_2 sur SOI [103]). Pour la présente application et après avoir comparé les différentes méthodes (tableau 8.1), la plateforme Si_3N_4/SiO_2 est la plus intéressante [104] pour son indice de réfraction élevé, un ratio d'indice élevé, de faibles pertes, des contraintes de microfabrication moins critique et l'utilisation de la photonique 3D possible facilement.

Ensuite, pour maximiser une ligne à retard avec un facteur de qualité donné, il est nécessaire que le coefficient de couplage soit proche du couplage critique. Pour bien contrôler celui-ci, il est mieux de se placer au maximum de couplage latéral et ensuite d'avoir un espacement vertical suffisant pour être dans la queue de la décroissance exponentielle (figure 4.8b). Le coefficient de couplage est ainsi mieux contrôlé que dans les oscillations avec des couches plus petites. Cela amène un dépôt de couche assez épaisse ($> 0{,}8\,\mu m$) qui représente un défi selon la méthode de dépôt utilisée.

La répétabilité du procédé, surtout entre les deux couches de résonateurs, est déterminante pour les résultats. La planarisation effectuée avec nos installations pose problème avec des variations de 10 % de l'espacement vertical sur l'ensemble de la gaufre. La planarisation chimico-physique (CMP) peut être remplacée par d'autres techniques. Cependant, la plateforme utilisée dans ce mémoire ne permet pas de les utiliser facilement. En prenant une plateforme de Si_3N_4/SiO_2, la refonte et le procédé *Spin-On-Glass* (SOG) [107] sont possibles. La première nécessite un matériau de gaine tel que la silice de boro-phosphate qui a une température de refonte (850 °C [108]) plus faible que la silice. Cela permet de coupler verticalement des guides d'onde avec des disques [78]. Un degré de planarisation de 96 % sur l'ensemble de l'échantillon est obtenu en deux cycles de dépôt/planarisation [108].

L'optimisation du procédé de gravure humide en vue d'obtenir l'angle est nécessaire aussi pour améliorer la répétabilité et le contrôle du procédé. Une variation de l'angle entre les deux couches dédouble les pics de transmission, ce qui change les propriétés de la ligne à retard. Le facteur de qualité intrinsèque dépend de celui-ci. Il doit donc être optimisé. Un meilleur contrôle des paramètres de lithographie et de gravure est nécessaire tels que la température et l'humidité ambiantes, l'adhérence de la photorésine, la qualité de la couche d'oxyde de silicium ainsi que la solution de gravure. La résine utilisée (AZ 900 MIR) est épaisse ($2{,}5\,\mu m$), ce qui n'est pas nécessaire pour une gravure humide. Avec une résine plus mince, une meilleure résolution et un meilleur contrôle de l'exposition et du développement seraient alors possibles.

Tableau 8.1 Comparatif des plateformes photoniques

Plateforme	Dépôt	Pertes [dB/cm]	Multicouches	Ref.
Si_3N_4/SiO_2	PECVD	0,8	Oui	[103]
Si_3N_4/SiO_2	LPCVD	1	Oui	[105]
$SiON/SiO_2$	LPCVD	0,5	Oui	[106]
Si/SiO_2	SOI	0,16	Non	[102]
SiO_2/air	Oxydation thermique	4,55	Oui	Ce travail

Design

Dans le cas d'un guide d'onde de résonateurs couplés (CROW) ayant un nombre fini de résonateurs, des oscillations dans la bande passante apparaissent. Cela est dû à un décalage d'impédance entre les guides d'onde d'entrée et de sortie et le CROW [109]. Pour régler ce problème, Scheuer [110] propose de modifier les deux premiers et les deux derniers coefficients de couplage κ_i de la structure. Il trouve ces coefficients numériquement pour minimiser l'erreur avec la structure à l'infini. Il obtient numériquement une réponse assez plate dans la bande passante sans pertes de performance. Il démontre aussi que sa technique est robuste aux variations de fabrication. L'idée serait donc, en amont du design, de changer les coefficients de couplage des premiers et derniers résonateurs. Puisque dans le cas d'un couplage vertical, la séparation verticale ne peut être ajustée individuellement, c'est en variant la distance de chevauchement des disques qu'il sera possible d'ajuster les coefficients de couplage.

Intégration

Le design proposé n'est pas complètement intégré. Des fibres optiques effilées sont nécessaires pour coupler à l'entrée et à la sortie du dispositif. Alors, pour compléter l'intégration, et avec la plateforme photonique suggérée précédemment (Si_3N_4/SiO_2), il est possible de rajouter une troisième couche de guide d'onde en dessous ou au-dessus des disques aux extrémités. Ces guides d'onde, étant sur une couche différente, pourront être fabriqués différemment des disques par gravure plasma par exemple. L'intégration d'un disque biseauté et d'un guide d'onde sur deux couches différentes a déjà été démontrée [78, 79, 80].

Activation

La ligne à retard proposée est passive, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de moyens actifs de changer le délai induit. L'ajout d'éléments chauffants permet de désaccorder les résonateurs. En prenant la ligne à retard en réflexion, il est possible de réduire discrètement le délai. Une technique plus originale serait de varier le couplage entre les résonateurs en modifiant la distance de couplage verticale. L'utilisation d'un matériau piézoélectrique pour la couche entre les disques supérieurs et inférieurs serait une avenue. Alors, un potentiel électrique changerait la distance entre les disques. Les difficultés résident dans le choix du matériau (quartz, polyfluorure de vinylidène (PVF) [111]), la méthode de dépôt (collage [112], étalement centrifuge) et la fabrication des électrodes.

Amplification

L'utilisation d'un milieu de gain permet de contrevenir aux pertes optiques et donc de repousser les limites de délai pour une même ligne à retard [54, 55]. Avec un dopage d'une microsphère à l'erbium, le délai a pu atteindre un record de 2,5 ms [56]. L'idée peut être reprise avec des microdisques en dopant ceux-ci par implantation ionique MeV [93]. L'application de microlaser est ainsi démontrée. Il est possible de penser que cette même technique peut être utilisée avec un guide d'onde de résonateurs couplés pour annuler les pertes. La difficulté réside à la fois dans la fabrication et au couplage efficace du signal de pompe à travers la ligne à retard.

8.3 Contributions et conclusion

Le design, la modélisation, l'étude, la fabrication et la caractérisation d'une ligne à retard composée d'un guide d'onde de résonateurs optiques couplés verticalement dont ceux-ci sont des disques biseautés sont accomplis. Selon la littérature, c'est la première fois que cette structure est proposée. Malgré les faibles performances de la ligne à retard, plusieurs améliorations sont envisageables et celle-ci a le potentiel pour être une mémoire tampon avec un grand délai sur une large bande passante.

RÉFÉRENCES

[1] J. Maxwell, "On physical lines of force," *Philosophical Magazine*, vol. 90, n°. sup1, p. 11–23, févr. 2010.

[2] A. Einstein, "Zur elektrodynamik bewegter körper," *Annalen der Physik*, vol. 322, n°. 10, p. 891–921, 1905.

[3] R. G. Hunsperger et J. R. Meyer-Arendt, "Integrated optics : theory and technology," *Applied Optics*, vol. 31, p. 298, 1992.

[4] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton et C. H. Behroozi, "Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas," *Nature*, vol. 397, n°. 6720, p. 594–598, févr. 1999.

[5] C. Caucheteur, A. Mussot, S. Bette, A. Kudlinski, M. Douay, E. Louvergneaux, P. Mégret, M. Taki et M. González-Herráez, "All-fiber tunable optical delay line," *Optics Express*, vol. 18, n°. 3, p. 3093–3100, févr. 2010. [En ligne]. Disponible : https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-18-3-3093

[6] A. Perot et C. Fabry, "Mémoires et observations. sur l'application de phénomènes d'interférence à la solution de divers problèmes de spectroscopie et de métrologie," *Bulletin Astronomique, Serie I*, vol. 16, p. 5–32, 1899.

[7] A. Serpengüzel, "Amorphous silicon nitride microcavities," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 18, n°. 7, p. 989–993, juill. 2001.

[8] Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song et S. Noda, "High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal," *Nature*, vol. 425, n°. 6961, p. 944–947, oct. 2003.

[9] T. Karle, D. Brown, R. Wilson, M. Steer et T. Krauss, "Planar photonic crystal coupled cavity waveguides," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, n°. 4, p. 909–918, juill. 2002.

[10] P. Rabiei, W. Steier, C. Zhang et L. Dalton, "Polymer micro-ring filters and modulators," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, n°. 11, p. 1968–1975, nov. 2002.

[11] K. Djordjev, S.-J. Choi, S.-J. Choi et R. Dapkus, "Microdisk tunable resonant filters and switches," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, n°. 6, p. 828–830, juin 2002.

[12] D. Rafizadeh, J. P. Zhang, S. C. Hagness, A. Taflove, K. A. Stair, S. T. Ho et R. C. Tiberio, "Waveguide-coupled AlGaAs/GaAs microcavity ring and disk resonators with high finesse and 216-nm free spectral range," *Optics Letters*, vol. 22, n°. 16, p. 1244, août 1997.

[13] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane et K. J. Vahala, “Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip,” *Nature*, vol. 421, n°. 6926, p. 925–928, févr. 2003.

[14] A. Tulek, D. Akbulut et M. Bayindir, “Ultralow threshold laser action from toroidal polymer microcavity,” *Applied Physics Letters*, vol. 94, n°. 20, p. 203302, mai 2009.

[15] D. W. Vernooy, V. S. Ilchenko, H. Mabuchi, E. W. Streed et H. J. Kimble, “High-Q measurements of fused-silica microspheres in the near infrared,” *Optics Letters*, vol. 23, n°. 4, p. 247, févr. 1998.

[16] K. Y. Yang, D. Y. Oh, S. H. Lee, Q.-F. Yang, X. Yi, B. Shen, H. Wang et K. Vahala, “Bridging ultrahigh-Q devices and photonic circuits,” *Nature Photonics*, vol. 12, n°. 5, p. 297–302, mars 2018.

[17] H. Lee, T. Chen, J. Li, K. Y. Yang, S. Jeon, O. Painter et K. J. Vahala, “Chemically etched ultrahigh-Q wedge-resonator on a silicon chip,” *Nature Photonics*, vol. 6, n°. 6, p. 369–373, mai 2012.

[18] F. Bo, S. H. Huang, S. K. Özdemir, G. Zhang, J. Xu et L. Yang, “Inverted-wedge silica resonators for controlled and stable coupling.” *Optics letters*, vol. 39, p. 1841–1844, avr. 2014.

[19] A. Melloni, R. Costa, P. Monguzzi et M. Martinelli, “Ring-resonator filters in silicon oxynitride technology for dense wavelength-division multiplexing systems,” *Optics Letters*, vol. 28, n°. 17, p. 1567, sept. 2003.

[20] H. Kurt et D. S. Citrin, “Coupled-resonator optical waveguides for biochemical sensing of nanoliter volumes of analyte in the terahertz region,” *Applied Physics Letters*, vol. 87, n°. 24, p. 241119, déc. 2005.

[21] B. E. Little, S. T. Chu, H. A. Haus, J. Foresi et J.-P. Laine, “Microring resonator channel dropping filters,” *Journal of lightwave technology*, vol. 15, n°. 6, p. 998–1005, 1997.

[22] K. Srinivasan, P. E. Barclay, O. Painter, J. Chen, A. Y. Cho et C. Gmachl, “Experimental demonstration of a high quality factor photonic crystal microcavity,” *Applied Physics Letters*, vol. 83, n°. 10, p. 1915–1917, sept. 2003.

[23] P. Velha, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, J. Rodier, P. Lalanne et D. Peyrade, “Ultra-high Q/V fabry-perot microcavity on SOI substrate,” *Optics Express*, vol. 15, n°. 24, p. 16090, 2007.

[24] J. Richter, M. P. Nezhad, B. Hadam, T. Taubner, J. Knoch, F. Merget, A. Moscoso-Mártir et J. Witzens, “High-Q inverted silica microtoroid resonators monolithically integrated into a silicon photonics platform,” *Optics Express*, vol. 26, n°. 21, p. 27418, oct. 2018.

[25] T. F. Krauss, "Why do we need slow light ?" vol. 2, p. 448–450, 2008.

[26] H. Park, J. P. Mack, D. J. Bluementhal et J. E. Bowers, "An integrated recirculating optical buffer," *Optics Express*, vol. 16, n°. 15, p. 11124, juill. 2008.

[27] L. Zhuang, D. Marpaung, M. Burla, W. Beeker, A. Leinse et C. Roeloffzen, "Low-loss, high-index-contrast Si_3N_4/SiO_2 optical waveguides for optical delay lines in microwave photonics signal processing," *Optics Express*, vol. 19, n°. 23, p. 23162, oct. 2011.

[28] B. Howley, Y. Chen, X. Wang, Q. Zhou, Z. Shi, Y. Jiang et R. Chen, "2-bit reconfigurable true time delay lines using 2/spl times/2 polymer waveguide switches," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, n°. 9, p. 1944–1946, sept. 2005.

[29] A. Yeniay et R. Gao, "True time delay photonic circuit based on perfluorpolymer waveguides," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, n°. 21, p. 1565–1567, nov. 2010.

[30] H. Lee, T. Chen, J. Li, O. Painter et K. J. Vahala, "Ultra-low-loss optical delay line on a silicon chip," *Nature Communications*, vol. 3, n°. 1, janv. 2012.

[31] W. Shi, V. Veerasubramanian, D. Patel et D. V. Plant, "Tunable nanophotonic delay lines using linearly chirped contradirectional couplers with uniform bragg gratings," *Optics Letters*, vol. 39, n°. 3, p. 701, janv. 2014.

[32] I. Giuntoni, D. Stolarek, D. I. Kroushkov, J. Bruns, L. Zimmermann, B. Tillack et K. Petermann, "Continuously tunable delay line based on SOI tapered bragg gratings," *Optics Express*, vol. 20, n°. 10, p. 11241, mai 2012.

[33] Z. Zou, L. Zhou, X. Li et J. Chen, "60-nm-thick basic photonic components and bragg gratings on the silicon-on-insulator platform," *Optics Express*, vol. 23, n°. 16, p. 20784, juill. 2015.

[34] S. Khan et S. Fathpour, "Demonstration of tunable optical delay lines based on apodized grating waveguides," *Optics Express*, vol. 21, n°. 17, p. 19538, août 2013.

[35] J. K. Poon, L. Zhu, G. A. DeRose et A. Yariv, "Transmission and group delay of microring coupled-resonator optical waveguides," *Optics letters*, vol. 31, n°. 4, p. 456–458, 2006.

[36] S. Bergeron, F. Vanier et Y. A. Peter, "Silica microdisk coupled resonator optical waveguide," dans *Proc. IEEE/LEOS Int. Conf. Optical MEMS and Nanophotonics*, août 2009, p. 73–74.

[37] S. Nishikawa, S. Lan, N. Ikeda, Y. Sugimoto, H. Ishikawa et K. Asakawa, "Optical characterization of photonic crystal delay lines based on one-dimensional coupled defects," *Optics Letters*, vol. 27, n°. 23, p. 2079, déc. 2002.

[38] A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee et A. Scherer, "Coupled-resonator optical waveguide : a proposal and analysis," *Optics Letters*, vol. 24, n°. 11, p. 711–713, juin 1999.

[39] F. Xia, L. Sekaric et Y. Vlasov, "Ultracompact optical buffers on a silicon chip," *Nature Photonics*, vol. 1, n°. 1, p. 65–71, janv. 2007.

[40] M. L. Cooper, G. Gupta, M. A. Schneider, W. M. J. Green, S. Assefa, F. Xia, Y. A. Vlasov et S. Mookherjea, "Statistics of light transport in 235-ring silicon coupled-resonator optical waveguides," *Optics Express*, vol. 18, n°. 25, p. 26505, déc. 2010.

[41] Y. Lai, M. S. Mohamed, B. Gao, M. Minkov, R. W. Boyd, V. Savona, R. Houdre et A. Badolato, "Ultra-wide-band structural slow light," *Scientific Reports*, vol. 8, n°. 1, oct. 2018.

[42] S. Khan, M. A. Baghban et S. Fathpour, "Electronically tunable silicon photonic delay lines," *Optics Express*, vol. 19, n°. 12, p. 11780, juin 2011.

[43] M. Mattarei, A. Canciamilla, S. Grillanda et F. Morichetti, "Variable symbol-rate DPSK receiver based on silicon photonics coupled-resonator delay line," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 32, n°. 19, p. 3317–3323, oct. 2014.

[44] S. Yegnanarayanan, P. Trinh, F. Coppinger et B. Jalali, "Compact silicon-based integrated optic time delays," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, n°. 5, p. 634–635, mai 1997.

[45] J. Xie, L. Zhou, Z. Li, J. Wang et J. Chen, "Seven-bit reconfigurable optical true time delay line based on silicon integration," *Optics express*, vol. 22, n°. 19, p. 22 707–22 715, 2014.

[46] A. Waqas, D. Melati et A. Melloni, "Cascaded Mach-Zehnder architectures for photonic integrated delay lines," *IEEE Photonics Technology Letters*, 2018.

[47] D. Melati, A. Waqas, Z. Mushtaq et A. Melloni, "Wideband integrated optical delay line based on a continuously tunable Mach–Zehnder interferometer," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 24, n°. 1, p. 1–8, janv. 2018.

[48] X. Wang, L. Zhou, R. Li, J. Xie, L. Lu, K. Wu et J. Chen, "Continuously tunable ultra-thin silicon waveguide optical delay line," *Optica*, vol. 4, n°. 5, p. 507–515, 2017.

[49] B. Stiller, M. Merklein, C. Wolff, K. Vu, P. Ma, C. G. Poulton, S. J. Madden et B. J. Eggleton, "On-chip multi-stage optical delay based on cascaded brillouin light storage," *Optics Letters*, vol. 43, n°. 18, p. 4321, sept. 2018.

[50] V. Fiore, C. Dong, M. C. Kuzyk et H. Wang, "Optomechanical light storage in a silica microresonator," *Physical Review A*, vol. 87, n°. 2, févr. 2013.

[51] C. Hu, S. A. Schulz, A. A. Liles et L. O'Faolain, "Tunable optical buffer through an analogue to electromagnetically induced transparency in coupled photonic crystal cavities," *ACS Photonics*, vol. 5, n°. 5, p. 1827–1832, mars 2018.

[52] L. Zhuang, M. Hoekman, W. Beeker, A. Leinse, R. Heideman, P. van Dijk et C. Roeloffzen, "Novel low-loss waveguide delay lines using vernier ring resonators for on-chip multi-λ microwave photonic signal processors," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 7, n°. 6, p. 994–1002, juill. 2013.

[53] W. Yoshiki, Y. Honda, T. Tetsumoto, K. Furusawa, N. Sekine et T. Tanabe, "All-optical tunable buffering with coupled ultra-high Q whispering gallery mode microcavities," *Scientific Reports*, vol. 7, n°. 1, sept. 2017.

[54] M. Moralis-Pegios, G. Mourgias-Alexandris, N. Terzenidis, M. Cherchi, M. Harjanne, T. Aalto, A. Miliou, N. Pleros et K. Vyrsokinos, "On-chip SOI delay line bank for optical buffers and time slot interchangers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 30, n°. 1, p. 31–34, janv. 2018.

[55] Y. Xie, L. Zhuang, K.-J. Boller et A. J. Lowery, "Lossless microwave photonic delay line using a ring resonator with an integrated semiconductor optical amplifier," *Journal of Optics*, vol. 19, n°. 6, p. 065802, mai 2017.

[56] P. Neveu, M.-A. Maynard, R. Bouchez, J. Lugani, R. Ghosh, F. Bretenaker, F. Goldfarb et E. Brion, "Coherent population oscillation-based light storage," *Physical Review Letters*, vol. 118, n°. 7, févr. 2017.

[57] Z. Ke, R. Ge et X. Cai, "Tunable optical true time delay line based on ring array," dans *Proc. Asia Communications and Photonics Conf. (ACP)*, oct. 2018, p. 1–2.

[58] J. Goeckeritz et S. Blair, "Optical characterization of coupled resonator slow-light rib waveguides," *Optics Express*, vol. 18, n°. 17, p. 18190, août 2010.

[59] A. Melloni, F. Morichetti, C. Ferrari et M. Martinelli, "Continuously tunable 1 byte delay in coupled-resonator optical waveguides," *Optics letters*, vol. 33, n°. 20, p. 2389–2391, 2008.

[60] F. Morichetti, A. Melloni, C. Ferrari et M. Martinelli, "Error-free continuously-tunable delay at 10 gbit/s in a reconfigurable on-chip delay-line," *Optics express*, vol. 16, n°. 12, p. 8395–8405, 2008.

[61] P. A. Morton, J. Cardenas, J. B. Khurgin et M. Lipson, "Fast thermal switching of wideband optical delay line with no long-term transient," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, n°. 6, p. 512–514, mars 2012.

[62] J. Cardenas, M. A. Foster, N. Sherwood-Droz, C. B. Poitras, H. L. R. Lira, B. Zhang, A. L. Gaeta, J. B. Khurgin, P. Morton et M. Lipson, "Wide-bandwidth continuously

tunable optical delay line using silicon microring resonators," *Optics Express*, vol. 18, n°. 25, p. 26525, déc. 2010.

[63] F. Morichetti, A. Melloni, A. Breda, A. Canciamilla, C. Ferrari et M. Martinelli, "A reconfigurable architecture for continuously variable optical slow-wave delay lines," *Optics Express*, vol. 15, n°. 25, p. 17273, 2007.

[64] R. L. Moreira, J. Garcia, W. Li, J. Bauters, J. S. Barton, M. J. R. Heck, J. E. Bowers et D. J. Blumenthal, "Integrated ultra-low-loss 4-bit tunable delay for broadband phased array antenna applications," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 25, n°. 12, p. 1165–1168, juin 2013.

[65] A. M. Kapitonov et V. N. Astratov, "Observation of nanojet-induced modes with small propagation losses in chains of coupled spherical cavities," *Optics Letters*, vol. 32, n°. 4, p. 409, janv. 2007.

[66] D. Marpaung, C. Roeloffzen, R. Heideman, A. Leinse, S. Sales et J. Capmany, "Integrated microwave photonics," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 7, n°. 4, p. 506–538, janv. 2013.

[67] Y. Liu, A. Choudhary, D. Marpaung et B. J. Eggleton, "Gigahertz optical tuning of an on-chip radio frequency photonic delay line," *Optica*, vol. 4, n°. 4, p. 418, avr. 2017.

[68] J. Yao, "Microwave photonics," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, n°. 3, p. 314–335, févr. 2009.

[69] M. Jachura, J. Szczepanek, W. Wasilewski et M. Karpiński, "Measurement of radio-frequency temporal phase modulation using spectral interferometry," *Journal of Modern Optics*, vol. 65, n°. 3, p. 262–267, oct. 2017.

[70] G. GROSSKOPF, "Silica based optical beam former for 60 GHz array antennas," *Fiber and Integrated Optics*, vol. 22, n°. 1, p. 35–46, janv. 2003.

[71] I. Frigyes et A. Seeds, "Optically generated true-time delay in phased-array antennas," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 43, n°. 9, p. 2378–2386, 1995.

[72] Cisco, "Cisco visual networking index : Forecast and trends, 2017–2022," Cisco, techreport, 2019. [En ligne]. Disponible : https://www.cisco.com/c/en/us/solutions/collateral/service-provider/visual-networking-index-vni/white-paper-c11-741490.pdf

[73] A. Alduino et M. Paniccia, "Interconnects : Wiring electronics with light," *Nature Photonics*, vol. 1, n°. 3, p. 153, 2007.

[74] T. Baba, "Slow light in photonic crystals," *Nature Photonics*, vol. 2, n°. 8, p. 465–473, août 2008.

[75] S. Srinivasan, R. Moreira, D. Blumenthal et J. E. Bowers, "Design of integrated hybrid silicon waveguide optical gyroscope," *Optics Express*, vol. 22, n°. 21, p. 24988, oct. 2014.

[76] M. Hochberg et T. Baehr-Jones, "Towards fabless silicon photonics," *Nature Photonics*, vol. 4, n°. 8, p. 492–494, août 2010.

[77] K. Shang, S. Pathak, B. Guan, G. Liu et S. J. B. Yoo, "Low-loss compact multilayer silicon nitride platform for 3d photonic integrated circuits," *Optics Express*, vol. 23, n°. 16, p. 21334, août 2015.

[78] M. Ghulinyan, R. Guider, G. Pucker et L. Pavesi, "Monolithic whispering-gallery mode resonators with vertically coupled integrated bus waveguides," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, n°. 16, p. 1166–1168, août 2011.

[79] F. Ramiro-Manzano, N. Prtljaga, L. Pavesi, G. Pucker et M. Ghulinyan, "A fully integrated high-Q whispering-gallery wedge resonator," *Optics express*, vol. 20, n°. 20, p. 22 934–22 942, oct. 2012.

[80] D. Gandolfi, F. Ramiro-Manzano, F. A. Rebollo, M. Ghulinyan, G. Pucker et L. Pavesi, "Role of edge inclination in an optical microdisk resonator for label-free sensing," *Sensors*, vol. 15, n°. 3, p. 4796–4809, févr. 2015.

[81] D. D. John, M. J. R. Heck, J. F. Bauters, R. Moreira, J. S. Barton, J. E. Bowers et D. J. Blumenthal, "Multilayer platform for ultra-low-loss waveguide applications," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, n°. 11, p. 876–878, juin 2012.

[82] M. Borselli, T. J. Johnson et O. Painter, "Beyond the rayleigh scattering limit in high-Q silicon microdisks : theory and experiment," *Optics express*, vol. 13, n°. 5, p. 1515–1530, 2005.

[83] J. Bures, *Optique guidée : fibres optiques et composants passifs tout-fibre.* Presses inter Polytechnique, 2009.

[84] L. Rayleigh, "CXII. the problem of the whispering gallery," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 20, n°. 120, p. 1001–1004, déc. 1910.

[85] M. Ghulinyan, F. Ramiro-Manzano, N. Prtljaga, R. Guider, I. Carusotto, A. Pitanti, G. Pucker et L. Pavesi, "Oscillatory vertical coupling between a whispering-gallery resonator and a bus waveguide," *Physical review letters*, vol. 110, n°. 16, p. 163901, 2013.

[86] G. Griffel, J. Connolly, N. Morris, S. Arnold, D. Taskent et A. Serpengüzel, "Morphology-dependent resonances of a microsphere–optical fiber system," *Optics Letters*, vol. 21, n°. 10, p. 695, mai 1996.

[87] M. Cai, O. Painter et K. J. Vahala, "Observation of critical coupling in a fiber taper to a silica-microsphere whispering-gallery mode system," *Physical review letters*, vol. 85, n°. 1, p. 74, 2000.

[88] J. Poon, J. Scheuer, S. Mookherjea, G. T. Paloczi, Y. Huang et A. Yariv, "Matrix analysis of microring coupled-resonator optical waveguides," *Optics Express*, vol. 12, n°. 1, p. 90, 2004.

[89] S. Darmawan et M. Chin, "Critical coupling, oscillation, reflection, and transmission in optical waveguide-ring resonator systems," *JOSA B*, vol. 23, n°. 5, p. 834–841, 2006.

[90] A. Melloni, F. Morichetti et M. Martinelli, "Linear and nonlinear pulse propagation in coupled resonator slow-wave optical structures," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 35, n°. 4/5, p. 365–379, avr. 2003.

[91] M. Oxborrow, "Traceable 2-D finite-element simulation of the whispering-gallery modes of axisymmetric electromagnetic resonators," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 55, n°. 6, p. 1209–1218, 2007.

[92] M. I. Cheema et A. G. Kirk, "Accurate determination of the quality factor and tunneling distance of axisymmetric resonators for biosensing applications," *Optics express*, vol. 21, n°. 7, p. 8724–8735, 2013.

[93] T. J. Kippenberg, J. Kalkman, A. Polman et K. J. Vahala, "Demonstration of an erbium-doped microdisk laser on a silicon chip," *Physical Review A*, vol. 74, n°. 5, nov. 2006.

[94] M. Ghulinyan, M. Bernard, R. Bartali et G. Pucker, "Formation of mach angle profiles during wet etching of silica and silicon nitride materials," *Applied Surface Science*, vol. 359, p. 679–686, 2015.

[95] M. J. Madou, *Manufacturing techniques for microfabrication and nanotechnology*. CRC press, 2011, vol. 2.

[96] J. Luo et D. A. Dornfeld, "Material removal mechanism in chemical mechanical polishing : theory and modeling," *IEEE transactions on semiconductor manufacturing*, vol. 14, n°. 2, p. 112–133, 2001.

[97] V. Joshi, A. O. Orlov et G. L. Snider, "Controlled chemical mechanical polishing of polysilicon and silicon dioxide for single-electron device," *Journal of Vacuum Science & Technology A : Vacuum, Surfaces, and Films*, vol. 25, n°. 4, p. 1034–1037, juill. 2007.

[98] T. A. Birks et Y. W. Li, "The shape of fiber tapers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, n°. 4, p. 432–438, avr. 1992.

[99] G. Cocorullo, F. D. Corte, R. de Rosa, I. Rendina, A. Rubino et E. Terzini, "Amorphous silicon-based guided-wave passive and active devices for silicon integrated optoelectronics," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 4, nº. 6, p. 997–1002, 1998.

[100] A. Harke, M. Krause et J. Mueller, "Low-loss singlemode amorphous silicon waveguides," vol. 41, p. 1377, 2005.

[101] D. Kwong, J. Covey, A. Hosseini, Y. Zhang, X. Xu et R. T. Chen, "Ultralow-loss polycrystalline silicon waveguides and high uniformity 1x12 MMI fanout for 3D photonic integration," vol. 20, p. 21722, 2012.

[102] M. Tran, D. Huang, T. Komljenovic, J. Peters, A. Malik et J. Bowers, "Ultra-low-loss silicon waveguides for heterogeneously integrated silicon/III-V photonics," *Applied Sciences*, vol. 8, nº. 7, p. 1139, juill. 2018.

[103] Y. Huang, J. Song, X. Luo, T.-Y. Liow et G.-Q. Lo, "CMOS compatible monolithic multi-layer Si_3N_4-on-SOI platform for low-loss high performance silicon photonics dense integration," *Optics Express*, vol. 22, nº. 18, p. 21859, sept. 2014.

[104] P. Muñoz, G. Micó, L. Bru, D. Pastor, D. Pérez, J. Doménech, J. Fernández, R. Baños, B. Gargallo, R. Alemany, A. Sánchez, J. Cirera, R. Mas et C. Domínguez, "Silicon nitride photonic integration platforms for visible, near-infrared and mid-infrared applications," *Sensors*, vol. 17, nº. 9, p. 2088, sept. 2017.

[105] M. H. P. Pfeiffer, J. Liu, A. S. Raja, T. Morais, B. Ghadiani et T. J. Kippenberg, "Probing the loss origins of ultra-smooth Si_3N_4 integrated photonic waveguides."

[106] W. Gleine et J. Müller, "Low-pressure chemical vapor deposition silicon–oxynitride films for integrated optics," *Applied Optics*, vol. 31, nº. 12, p. 2036–2040, avr. 1992.

[107] Y. Hatakeyama, T. Hanai, S. Suzuki et Y. Kokubun, "Loss-less multilevel crossing of busline waveguide in vertically coupled microring resonator filter," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, nº. 2, p. 473–475, feb 2004.

[108] V. Y. Vasil'ev, "Properties of vapor-deposited borophosphorosilicate glass layers employed in technology of silicon integrated circuits," *Glass Physics and Chemistry*, vol. 26, nº. 2, p. 83–92, 2000.

[109] F. Morichetti, C. Ferrari, A. Canciamilla et A. Melloni, "The first decade of coupled resonator optical waveguides : bringing slow light to applications," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 6, nº. 1, p. 74–96, oct. 2011.

[110] J. Scheuer, "Optimal interfacing with coupled-cavities slow-light waveguides : mimicking periodic structures with a compact device," *Optics Express*, vol. 25, nº. 14, p. 16260, juin 2017.

[111] X. He et K. Yao, “Crystallization mechanism and piezoelectric properties of solution-derived ferroelectric poly(vinylidene fluoride) thin films,” *Applied Physics Letters*, vol. 89, n°. 11, p. 112909, sep 2006.

[112] and Hyoung-Kyoon Jung, Young-Suk Hwang, Ik-Jae Hyeon, Yong-Kweon Kim et Chang-Wook Baek, “Silicon/quartz bonding and quartz deep rie for the fabrication of quartz resonator structures,” dans *Proc. 3rd IEEE Int. Conf. Nano/Micro Engineered and Molecular Systems*, janv. 2008, p. 1172–1176.

ANNEXE A SYMBOLES MATHÉMATIQUES

Symbole	Description	Unité usuelle
A	Aire	[mm^2]
a, b	Amplitude du champ	[-]
B	Bande passante	[pm]
C	Coefficient de couplage	[-]
c	Vitesse de la lumière	[m/s]
c_0	Vitesse de la lumière dans le vide	[m/s]
d	Distance entre les miroirs d'un FP	[mm]
d_0	Diamètre de la fibre non effilée	[µm]
d_e	Diamètre de la fibre effilée	[µm]
$\vec{E}$	Champ électrique	[V/m]
$\mathcal{F}$	Finesse	[pm]
$\vec{H}$	Champ magnétique	[A/m]
$H^{(1)}()$	Fonction de Hankel de premier type	[-]
h	Épaisseur du disque	[µm]
h_c	Épaisseur de coupure du disque	[µm]
h_p	Hauteur du pilier	[µm]
I	Intensité optique	[V/m]
$\mathbf{I}$	Matrice identité	[-]
i	Nombre imaginaire	[-]
$J()$	Fonction de Bessel	[-]
K	Constante de propagation de Bloch	[µm^{-1}]
k	Nombre d'onde	[µm^{-1}]
L	Longueur de la ligne à retard	[mm]
L_a	Longueur de transition adiabatique	[mm]
L_{CO}	Longueur du chemin optique	[mm]
L_c	Longueur de couplage	[µm]
L_e	Longueur effilée	[mm]
l	Nombre de mode radial	[-]
$\mathbf{M}$	Matrice de transfert	[-]
m	Nombre du mode axial et azimutal	[-]
N	Nombre de résonateurs	[-]

n	Indice de réfraction	[-]
n_0	Indice de gaine	[-]
n_1 et n_2	Indice de cœur	[-]
n_{eff}	Indice effectif	[-]
n_g	Indice de groupe	[-]
P	Puissance optique	[mW] ou [dBm]
P_a	Pression du bras (CMP)	[Pa]
P_h	Pression de la tête (CMP)	[Pa]
P_c	Pression de conditionnement (CMP)	[Pa]
$\mathbf{P}$	Matrice de couplage	[-]
PDB	Produit délai bande passante	[pm^2]
Q	Facteur de qualité	[-]
$\mathbf{Q}$	Matrice de propagation	[-]
q	Débit volumique de *slurry*	[mL/min]
R	Rayon du disque	[µm]
R_{eff}	Rayon effectif du disque	[µm]
R_I	Rayon du disque inférieur	[µm]
R_S	Rayon du disque supérieur	[µm]
r, θ, z	Coordonnées cylindriques	[µm], [°], [µm]
S	Facteur de ralentissement	[-]
S_q	Rugosité surfacique	[nm]
T	Transmission	[-]
t	Coefficient de transmission ou le temps	[-] ou [s]
U	Paramètre du guide	[-]
u	Sous-gravure	[µm]
u_I	Sous-gravure inférieure	[µm]
u_i	Vitesse de gravure isométrique	[nm/s]
u_M	Vitesse de gravure de Mach	[nm/s]
u_p	Vitesse de décollement	[nm/s]
u_S	Sous-gravure supérieure	[µm]
V	Paramètre du guide	[-]
V_c	Paramètre du guide de coupure	[-]
V_{modal}	Volume modal	[µm^3]
v_g	Vitesse de groupe	[m/s]
W	Paramètre du guide	[-]
x, y, z	Coordonnées cartésiennes	[µm]

z_b	Longueur de battement	[µm]
α_r	Pertes optiques aux miroirs	[dB]
β	Constante de propagation	[µm^{-1}]
γ	Paramètre gamma	[µm^{-1}]
Δ	Différence d'indice normalisée	[-]
ΔL	Différence de longueur de chemin optique	[cm]
Δl	Déplacement de la ligne à retard mécanique	[mm]
Δx	Longueur de chevauchement des disques	[µm]
Δz	Séparation verticale des disques	[µm]
$\Delta\beta$	Différence des constantes de propagation	[µm^{-1}]
$\Delta\lambda$	Interfrange	[pm]
$\delta\lambda$	Largeur totale à mi-hauteur	[pm]
θ_c	Angle critique	[°]
θ_I	Angle inférieur	[°]
θ_i	Angle d'incidence	[°]
θ_M	Angle de Mach	[°]
θ_S	Angle supérieur	[°]
κ	Coefficient de couplage	[-]
Λ	Pas du réseau	[µm]
λ	Longueur d'onde	[nm]
λ_0	Longueur d'onde de résonance	[nm]
λ_{FSR}	Intervalle spectral libre en longueur d'onde	[nm]
τ	Délai	[ps]
$\tau_{\max}$	Délai maximal	[ps]
τ_p	Temps de vie du photon	[ns]
ϕ	Phase de l'onde	[rad]
Ψ	Forme de l'onde électromagnétique	[-]
Ω_B	Déplacement de Stokes	[rad/s]
ω	Fréquence angulaire	[rad/s]
ω_h	Vitesse de rotation de la tête (CMP)	[RPM]
ω_p	Vitesse de rotation de la table (CMP)	[RPM]
ω_c	Vitesse de rotation du conditionnement (CMP)	[RPM]
∇	Opérateur nabla	[-]
$\Re\{\}$	Partie réelle	[-]
$\Im\{\}$	Partie imaginaire	[-]

ANNEXE B PROCÉDÉ DE FABRICATION DÉTAILLÉ

1. Gaufre de départ : Substrat de silicium avec 800 nm d'oxyde de silicium thermique. (figure 5.1a)
   (a) Nettoyage avec une solution de Piranha (3 :1 de H_2SO_4 concentré et de H_2O_2 30 %) pendant 10 min et rinçage avec de l'eau désionisée pendant deux fois 2 min.
2. Première lithographie.
   (a) Déshydratation avec le four YES-310TA d'Yield Engineering Systems.
   (b) Étalement de la résine positive AZ MIR 900 à 3000 rpm pendant 30 s avec la tournette 200cbx de Brewer Science afin d'obtenir une épaisseur de 2,6 µm.
   (c) Recuit (Softbake) à 90 °C pendant 90 s sur une plaque chauffante.
   (d) Exposition avec l'aligneur MA-6 de Karl Suss pour obtenir une énergie d'exposition de 60 mJ/cm.
   (e) Recuit (Hardbake) à 110 °C pendant 90 s sur une plaque chauffante.
   (f) Développement dans un cristallisoir avec le développeur pendant 60 s avec agitation.
3. Gravure des disques inférieurs. (figure 5.1b)
   (a) Gravure liquide de l'oxyde dans une solution de BHF 1 :7 pendant 10 min et rinçage. Taux de gravure : 80 nm/min
   (b) Décapage de la résine au plasma d'O_2 avec le GIGAbatch 310 de PVA tepla.
4. Dépôt d'une couche de 2 µm de Si par pulvérisation avec une puissance de 300 W, une pression de 5 mTorr et un débit de 25 sccm d'Ar pendant 105 min (Taux de dépôt : 17 nm/min). (figure 5.1c)
5. Polissage (CMP) jusqu'à ce qu'il reste 0,728 µm de silicium amorphe. (figure 5.1d)
6. Croissance d'une couche d'oxyde de 800 nm par oxydation thermique humide. (figure 5.1e)
7. Deuxième lithographie.
   (a) Déshydratation avec le four YES-310TA d'Yield Engineering Systems.
   (b) Étalement de la résine positive AZ MIR 900 à 3000 rpm pendant 30 s avec la tournette 200cbx de Brewer Science afin d'obtenir une épaisseur de 2,6 µm.
   (c) Recuit (Softbake) à 90 °C pendant 90 s sur une plaque chauffante.
   (d) Alignement de la couche inférieure avec le masque de lithographie de la couche supérieure avec l'aligneur MA-6 de Karl Suss.

(e) Exposition afin d'obtenir une énergie d'exposition de 60 mJ/cm.

(f) Recuit (Hardbake) à 110 °C pendant 90 s sur une plaque chauffante.

(g) Développement dans un cristallisoir avec le développeur pendant 60 s avec agitation.

8. Gravure des disques supérieurs. (figure 5.1f)

   (a) Gravure liquide de l'oxyde dans une solution de BHF 1 :7 pendant 10 min et rinçage. Taux de gravure : 80 nm/min

   (b) Décapage de la résine au plasma d'O_2 avec le GIGAbatch 310 de PVA tepla.

9. Gravure ionique réactive (RIE) du silicium avec du SF_6 (débit de 100 sccm), une pression de 30 mTorr, une température de 40 °C, et une puissance de 500 W pour une gravure de 15 µm. (figure 5.1g)

ANNEXE C RUGOSITÉ

Pour mesurer la rugosité, des mesures au profilomètre optiques sont prises sur les échantillons après la planarisation. Deux points de mesure sont pris où il y a un disque inférieur enterré et aucune structure enterrée. Les profils sont donnés à la figure C.1. On distingue encore l'empreinte du disque inférieur au travers de la rugosité.

Les profils sont rapportés sous forme d'histogramme (figure C.2) pour analyser la distribution de hauteur. Le cas sans structure s'approche d'une distribution normale tandis qu'avec le disque, on distingue plutôt trois distributions. La distribution à droite et à gauche est due au disque qui n'est pas complètement planarisé. Ceci augmente localement la rugosité.

Plusieurs paramètres permettent de quantifier la rugosité surfacique tels que la moyenne arithmétique S_a, la moyenne quadratique S_{rms} ou la hauteur maximale du profil S_t qui dépendent du profil y pris en n points. Les équations sont :

$$S_a = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} |y_i| \tag{C.1}$$

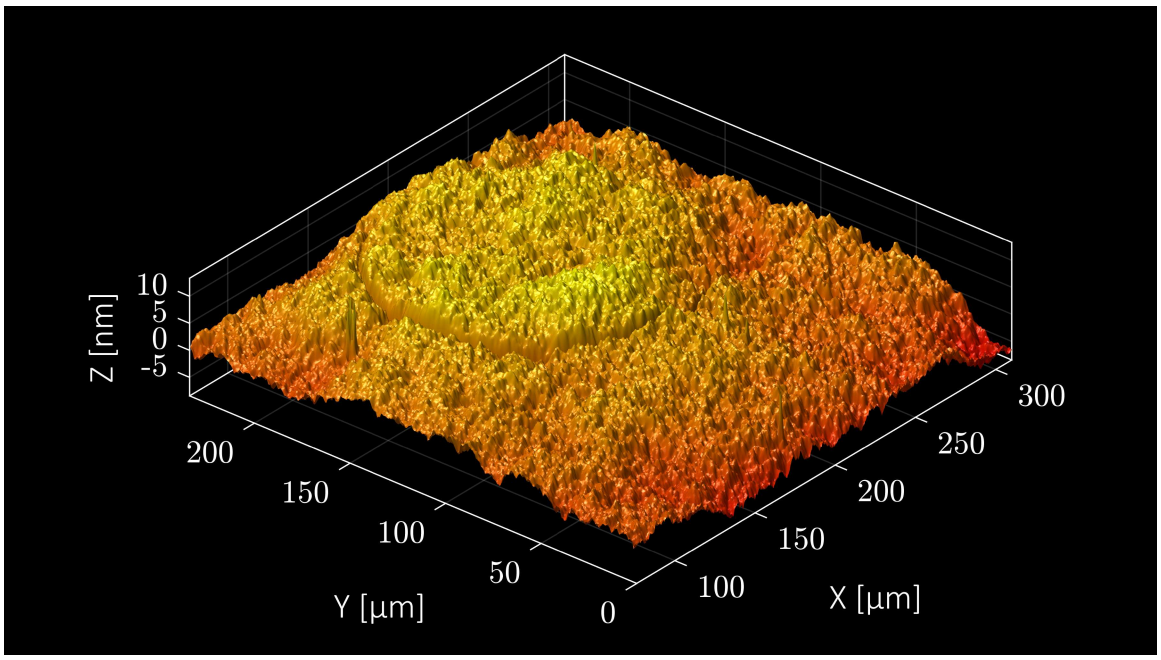
$$S_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} y_i^2} \tag{C.2}$$

$$S_t = \max_i y_i - \min_i y_i \tag{C.3}$$

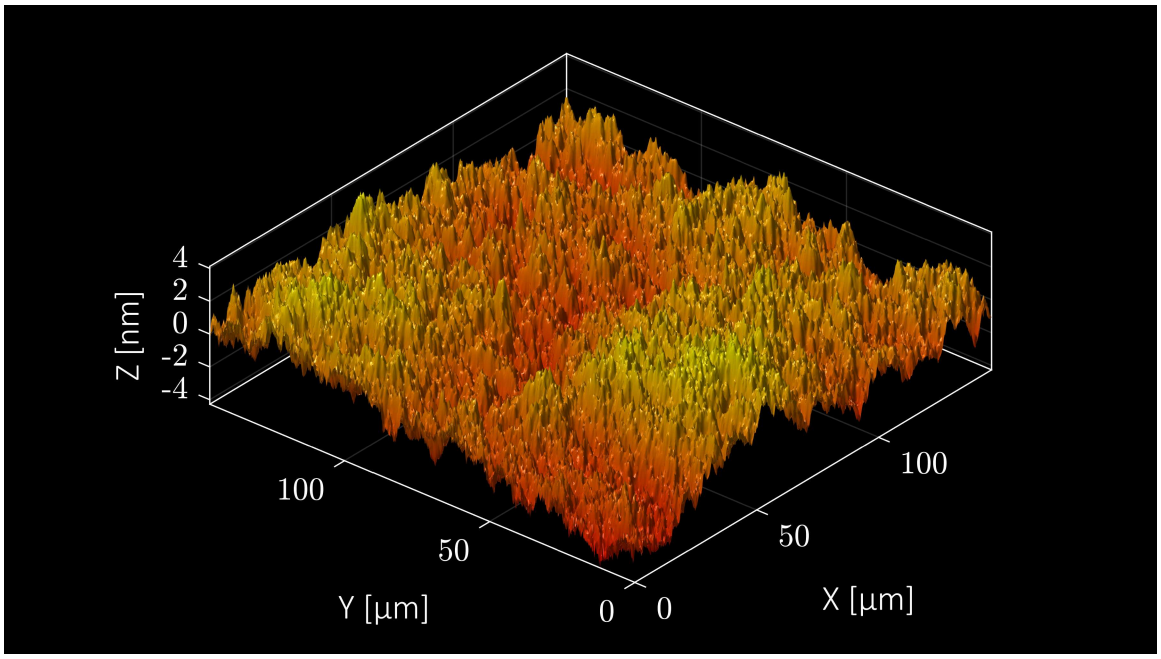
Leurs valeurs sont rapportées pour les deux profils au tableau C.1. On voit que la rugosité est faible ($> 4\,\text{nm}$) pour les deux cas. Le disque enterré et planarisé est encore visible puisqu'il augmente la rugosité. La hauteur du profil maximal est de 20 nm. La planarisation a donc réussi à enlever la bosse initiale de 800 nm. C'est une rugosité acceptable pour la suite du procédé.

Tableau C.1 Paramètres de rugosité de surface

Paramètre	Disque inférieur	Sans structure
S_a [nm]	3,10	1,10
S_{rms} [nm]	3,74	1,34
S_t [nm]	21,90	8,38



(a) Au-dessus d'un résonateur inférieur



(b) Sans structure enterrée

Figure C.1 Profil de surface de l'échantillon après planarisation

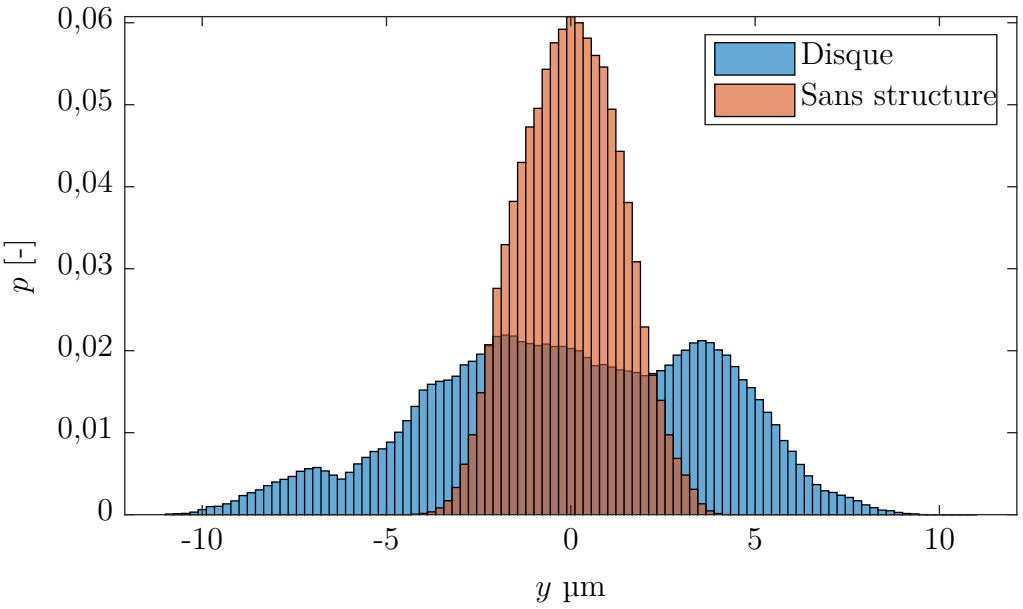


Figure C.2 Histogramme des profils surfaciques