



**HAL**  
open science

# Switch optique pour la conception de liens WDM rapides en photonique sur silicium

Nicolas Michit

► **To cite this version:**

Nicolas Michit. Switch optique pour la conception de liens WDM rapides en photonique sur silicium. Electronique. Université de Lyon, 2020. Français. NNT : 2020LYSEI033 . tel-03127301

**HAL Id: tel-03127301**

**<https://theses.hal.science/tel-03127301>**

Submitted on 1 Feb 2021

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

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



N° 2020LYSEI033

**THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON**  
opérée au sein de l'INSA Lyon

**Ecole Doctorale N° 160**  
**Electronique, Electrotechnique, Automatique (EEA)**

**Spécialité/ discipline de doctorat :**  
Electronique, Micro et Nano-électronique, Optique et Laser

Soutenue publiquement le 13/05/2020, par :  
**Nicolas MICHIT**

---

**Switch optique pour la conception de  
liens WDM rapides en photonique sur  
silicium**

---

Devant le jury composé de :

Ségolène CALLARD / Professeur / Ecole Centrale de Lyon  
Christophe PEUCHERET / Professeur / ENSSAT  
Pascal BALDI / Professeur / Université Nice- Sophia Antipolis  
Jean Emmanuel BROQUIN / Professeur / Grenoble INP  
Régis OROBTCHOUK / Maître de conférence / INSA Lyon  
Frédéric BŒUF / Docteur / STMicroelectronics  
Benoît CHARBONNIER / Docteur / CEA LETI  
Patrick LE MAITRE / Ingénieur de recherche / CEA LETI

Présidente  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Directeur de thèse  
Encadrant de thèse  
Invité  
Invité



**Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2016-2020**

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
<b>CHIMIE</b>	<b>CHIMIE DE LYON</b> <a href="http://www.edchimie-lyon.fr">http://www.edchimie-lyon.fr</a> Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage <a href="mailto:secretariat@edchimie-lyon.fr">secretariat@edchimie-lyon.fr</a> INSA : R. GOURDON	<b>M. Stéphane DANIELE</b> Institut de recherches sur la catalyse et l'environnement de Lyon IRCELYON-UMR 5256 Équipe CDFA 2 Avenue Albert EINSTEIN 69 626 Villeurbanne CEDEX <a href="mailto:directeur@edchimie-lyon.fr">directeur@edchimie-lyon.fr</a>
<b>E.E.A.</b>	<b>ÉLECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</b> <a href="http://edeea.ec-lyon.fr">http://edeea.ec-lyon.fr</a> Sec. : M.C. HAVGOUDOUKIAN <a href="mailto:ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr">ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr</a>	<b>M. Gérard SCORLETTI</b> École Centrale de Lyon 36 Avenue Guy DE COLLONGUE 69 134 Écully Tél : 04.72.18.60.97 Fax 04.78.43.37.17 <a href="mailto:gerard.scorletti@ec-lyon.fr">gerard.scorletti@ec-lyon.fr</a>
<b>E2M2</b>	<b>ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION</b> <a href="http://e2m2.universite-lyon.fr">http://e2m2.universite-lyon.fr</a> Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 INSA : H. CHARLES <a href="mailto:secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr">secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr</a>	<b>M. Philippe NORMAND</b> UMR 5557 Lab. d'Ecologie Microbienne Université Claude Bernard Lyon 1 Bâtiment Mendel 43, boulevard du 11 Novembre 1918 69 622 Villeurbanne CEDEX <a href="mailto:philippe.normand@univ-lyon1.fr">philippe.normand@univ-lyon1.fr</a>
<b>EDISS</b>	<b>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ</b> <a href="http://www.ediss-lyon.fr">http://www.ediss-lyon.fr</a> Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 INSA : M. LAGARDE <a href="mailto:secretariat.ediss@univ-lyon1.fr">secretariat.ediss@univ-lyon1.fr</a>	<b>Mme Sylvie RICARD-BLUM</b> Institut de Chimie et Biochimie Moléculaires et Supramoléculaires (ICBMS) - UMR 5246 CNRS - Université Lyon 1 Bâtiment Curien - 3ème étage Nord 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69622 Villeurbanne Cedex Tel : +33(0)4 72 44 82 32 <a href="mailto:sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr">sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr</a>
<b>INFOMATHS</b>	<b>INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES</b> <a href="http://edinfomaths.universite-lyon.fr">http://edinfomaths.universite-lyon.fr</a> Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage Tél : 04.72.43.80.46 <a href="mailto:infomaths@univ-lyon1.fr">infomaths@univ-lyon1.fr</a>	<b>M. Hamamache KHEDDOUCI</b> Bât. Nautibus 43, Boulevard du 11 novembre 1918 69 622 Villeurbanne Cedex France Tel : 04.72.44.83.69 <a href="mailto:hamamache.kheddouci@univ-lyon1.fr">hamamache.kheddouci@univ-lyon1.fr</a>
<b>Matériaux</b>	<b>MATÉRIAUX DE LYON</b> <a href="http://ed34.universite-lyon.fr">http://ed34.universite-lyon.fr</a> Sec. : Stéphanie CAUVIN Tél : 04.72.43.71.70 Bât. Direction <a href="mailto:ed.materiaux@insa-lyon.fr">ed.materiaux@insa-lyon.fr</a>	<b>M. Jean-Yves BUFFIÈRE</b> INSA de Lyon MATEIS - Bât. Saint-Exupéry 7 Avenue Jean CAPELLE 69 621 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.72.43.71.70 Fax : 04.72.43.85.28 <a href="mailto:jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr">jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr</a>
<b>MEGA</b>	<b>MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE</b> <a href="http://edmega.universite-lyon.fr">http://edmega.universite-lyon.fr</a> Sec. : Stéphanie CAUVIN Tél : 04.72.43.71.70 Bât. Direction <a href="mailto:mega@insa-lyon.fr">mega@insa-lyon.fr</a>	<b>M. Jocelyn BONJOUR</b> INSA de Lyon Laboratoire CETHIL Bâtiment Sadi-Carnot 9, rue de la Physique 69 621 Villeurbanne CEDEX <a href="mailto:jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr">jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr</a>
<b>ScSo</b>	<b>ScSo*</b> <a href="http://ed483.univ-lyon2.fr">http://ed483.univ-lyon2.fr</a> Sec. : Véronique GUICHARD INSA : J.Y. TOUSSAINT Tél : 04.78.69.72.76 <a href="mailto:veronique.cervantes@univ-lyon2.fr">veronique.cervantes@univ-lyon2.fr</a>	<b>M. Christian MONTES</b> Université Lyon 2 86 Rue Pasteur 69 365 Lyon CEDEX 07 <a href="mailto:christian.montes@univ-lyon2.fr">christian.montes@univ-lyon2.fr</a>

\*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

## Thesis summary in English

**Key words:** *Silicon Photonic, Optical switch, ring resonator, link WDM, non-linear effects*

**Résumé:** Silicon photonics stands as a promising solution to replace copper interconnections for communication requirements highly integrated inside data centers, inter and intra chip links. To achieve high data rate, one can use multiplexing on optical links combined with disaggregated resources. In such architectures, an optical switch being able to cope with high size and data rate is a core element to be designed.

In this study, we focused on intrachip interconnections on a photonic interposer, based on wavelength multiplexed links around the 1310nm communication channel. Integration of laser sources, modulation of the data and reception of the signal is not addressed here. Our goal is the optical switching.

At first, the choice to use ring resonators based links has been justified in terms of compactness, network flexibility and low optical losses. Those structures are though very sensitive to environment and geometry fluctuations: it is important to understand well physical effects at stake.

We thus describe different ring resonance models to then create a model both analytic and enough accurate to describe peak shifts. The validation of this model is performed with optical and electrical tests. This work allowed a better understanding of the ring parameters in order to minimize its impact on a WDM link.

We then propose ideas of possible improvements for those resonators. Disks and resonators using the silicon nitride layer have been simulated, fabricated and tested to compare their performances to the reference design. One of those improvements is topologic. One resonator is replaced by two coupled rings, to achieve a higher order of resonance.

Since most of the switching architecture are not adapted to the use of double rings, we developed a new approach on that topic. To limit thermal crosstalk in WDM switches while keeping low footprint, resonators are grouped with respect to their wavelength. The scalability is preserved with a truth table kept to a fair level of simplicity for any number of wavelength multiplexed. The way to drive every resonator is a core topic in switching architectures, especially the detection of the resonance to perform a feedback loop. We demonstrated in this work a transparent and non-invasive way to detect light in a ring waveguide, based on the doped junction already used to drive the ring.

Finally, we tackle the question of the switch scalability (without use of active amplifiers). Starting from reasonable hypothesis, we estimate the total switch bandwidth of a classical architecture taking into account data rate, number of ports and the wavelength multiplexing. Those system results confirm or invalidate some of the hypothesis taken in the architecture part.

## Résumé de la thèse en français

**Mots-clefs:** *photonique sur silicium, switch optique, anneau résonant, liens WDM, non-linéaire*

**Résumé :** La photonique sur silicium est une solution de remplacement de l'électronique pour les communications demandant des débits extrêmement élevés, intégré avec une haute densité au sein des serveurs, des cartes voire des puces. Pour atteindre de hauts débits (400G, 800G et au-delà), il est intéressant de multiplexer l'information et désagréger les ressources. Cela amène la nécessité de penser des switches capables de gérer de hauts débits et un grand nombre de ports.

Dans cette étude, nous nous concentrons sur des interconnexions intra puce basées sur les liens WDM à la longueur d'onde 1310nm. La taille de ces liens peut s'élever jusqu'à quelques centimètres pour viser des applications multi-GPU sur un interposeur photonique. L'intégration de la source laser, la modulation ainsi que la réception de l'information n'ont pas fait l'objet de développement pour se concentrer uniquement sur la partie commutation optique.

Dans un premier temps, le choix d'utiliser des liens à base d'anneaux a été justifié notamment en termes de compacité, de flexibilité du réseau qu'ils apportent et de faibles pertes optiques. Ces structures résonantes sont cependant très sensibles et il est important de bien comprendre les phénomènes physiques en jeu.

Nous décrivons alors plusieurs modèles de résonance de l'anneau pour ensuite créer un modèle à la fois solvable analytiquement et suffisamment précis pour rendre compte des phénomènes mis en jeu. La validation de ce modèle est réalisée à l'aide de plusieurs tests faisant intervenir l'optique et l'électrique. Ce

travail a permis de mieux appréhender l'anneau et ses paramètres constitutifs pour parvenir à minimiser son impact sur un lien WDM.

Ensuite, nous avons soumis des idées d'améliorations possibles de ces résonateurs pour pallier à leurs défauts. Ainsi, des disques et des résonateurs utilisant la plateforme en nitrure de silicium ont été simulés, fabriqués puis testés pour finalement les comparer aux résonateurs en anneaux de référence. L'une de ces améliorations est topologique, il s'agit de cascader plusieurs résonateurs pour modifier la résonance finale. Cette modification topologique implique des modifications de l'architecture qui n'est pas forcément adaptée.

Une réflexion sur les architectures WDM basées sur des simples et doubles anneaux est alors présentée. Pour limiter les diaphonies thermiques, des commutations groupées par longueur d'onde sont proposées tout en garantissant une table de vérité simple d'usage. La manière de piloter chaque anneau est très importante dans les switches et nous avons démontré un moyen transparent et non invasif de parvenir à faire la détection lumineuse nécessaire à une boucle de rétroaction.

Enfin, nous proposons une réponse à la question de la taille maximale d'un switch avec des anneaux. A partir d'hypothèses maîtrisées, nous estimons le cout final d'une architecture WDM en fonction du débit, du nombre de ports et de liens WDM. Ces résultats viennent ensuite confirmer ou contredire les hypothèses prises en compte pour l'élaboration de l'architecture du switch.



## Remerciements

Aux membres du jury pour leur intérêt porté à cette thèse, et en particulier à Pascal Baldi et Christophe Peucheret pour leurs retours dans l'évaluation de ce travail,

A mon directeur de thèse et tuteurs entreprise, pour leur bienveillance, et plus précisément :

A celui qui m'a encadré d'une main de Maître, Patrick, pour sa disponibilité, pour avoir su très vite cerner le personnage, pour avoir compris qu'il ne fallait pas vraiment paniquer si la réponse à la question « *Ça va ?* » était « *Non : plus rien ne marche* », en bref pour le THESE\_COMMON dans lequel j'ai pu tirer tous les outils nécessaires pour réussir,

A Benoit Charbonnier pour sa faculté à toujours trouver du temps pour m'aider malgré l'état effarant du champ de bataille de son agenda Outlook, et pour ses questions les plus pertinemment embarrassantes qui ont beaucoup fait progresser cette étude,

A Régis Orobitchouk pour avoir accepté de diriger cette thèse et pour ses éclairages précis sur la modélisation optique,

A Frédéric Bœuf pour avoir repris le flambeau de l'encadrement à ST pour la dernière ligne droite, pour les discussions techniques que l'on a pu avoir et pour l'accueil dans l'équipe Photonique à la mi- thèse.

A Philippe Grosse au labo de caractérisation du LIPS, celui qui sait s'attaquer avec tant d'ardeur à tout problème, pour son aide précieuse,

A Jean François, Audrey et Jean Baptiste pour les discussions sans fin (et donc à très haut coefficient de qualité) que l'on a pu avoir tournant autour de l'Anneau,

A l'équipe du LIPS au LETI dirigée par Bertrand Szelag pour la bonne ambiance de travail, la variété de compétences que l'on peut y trouver et la facilité de discuter.

A Bertrand Borot et son équipe pour le chaleureux accueil au jeune stagiaire puis thésard que j'étais alors, et à l'équipe Photonique à ST avec qui j'ai continué ensuite l'aventure,

Aux poses météo de Marie Pierre que je raillais en été et provoquais en hiver,

Aux questions de Frédéric et Sébastien en weekly et aux discussions intéressantes qui en ont découlé,

A une certaine moussaka en Grèce avec le grand Charles Baudot,

A Sonia pour m'avoir replongé dans les maths de prépa (bon courage à toi !),

A l'investissement de Nathalie pour faire avancer mes plaques pour qu'elles sortent vite,

A toutes les personnes qui ont contribué à rendre le procédé de fabrication aussi performant qu'il a pu l'être pour le masque AGLAE par exemple, pour leur énorme boulot.

Aux (ex-)thésards de ST ou du LIPS, pour les jeudis midi à ST « *jeunes & dynamiques* » et les soirées passées : Myriam, Audrey, Maurin, Alexis, Alexandre, Thomas, Sandrine, Michele, Marouan, Valentin, Le Duc, Raouia...

A Jo pour tous les moments passés à refaire le monde,

A Cyrille pour ses anecdotes où il ne fait pas bon y être protagoniste,

Aux soirées chez le taulier Sylvain, celui qui sait tout faire avec classe à part peut-être gagner au Perudo,

A Ismael « *le meilleur partenaire que j'ai jamais eu* »,

A Alexis et Alice pour cette longue amitié sereine,

A ma fratrie pour les jeux, la complicité et les débats enflammés,

A mes Parents pour tout ce qu'ils ont donné, puissent ces mots témoigner de la gratitude que je leur dois,

A Katarzynka pour l'immensité de ce que je reçois :

## MERCI à vous d'être là, tout simplement...



*« S'il te faut des trains pour fuir vers l'aventure  
Et de blancs navires qui puissent t'emmener  
Chercher le soleil à mettre dans tes yeux  
Chercher des chansons que tu puisses chanter*

*S'il te faut l'aurore pour croire au lendemain  
Et des lendemains pour pouvoir espérer  
Retrouver l'espoir qui t'a glissé des mains  
Retrouver la main que ta main a quittée*

*S'il te faut des mots prononcés par des vieux  
Pour te justifier tous tes renoncements  
Si la poésie pour toi n'est plus qu'un jeu  
Si toute ta vie n'est qu'un vieillissement*

*S'il te faut l'ennui pour te sembler profond  
Et le bruit des villes pour saouler tes remords  
Et puis, des faiblesses pour te paraître bon  
Et puis, des colères pour te paraître fort*

*Alors, tu n'as rien compris »*

Jacques Brel

# Sommaire

Thesis summary in English.....	4
Résumé de la thèse en français.....	5
Remerciements .....	7
Sommaire .....	9
<b>I. Contexte et état de l'art .....</b>	<b>11</b>
1.1 Introduction générale.....	11
1.1.1 « <i>Brave Numeric World</i> » .....	11
1.1.2 <i>Contexte de la photonique en général</i> .....	12
1.1.3 <i>Commutateur photonique intra-puce</i> .....	15
1.1.4 <i>Application spécifique : les communications inter-GPU</i> .....	17
1.2 Faisabilité industrielle.....	19
1.2.1 <i>La plateforme CMOS industrielle de ST &amp; CEA</i> .....	20
1.2.2 <i>Etat de l'art de l'anneau résonant</i> .....	27
1.2.3 <i>Etat de l'art des switches photoniques</i> .....	34
1.3 Plan et objectif de thèse.....	36
<b>II. Modèle du résonateur en anneau.....</b>	<b>38</b>
2.1 Simulation de la propagation guidée .....	38
2.1.1 <i>Modélisation analytique de l'anneau résonant</i> .....	40
2.1.2 <i>Modélisation analytique des effets non linéaires</i> .....	44
2.1.3 <i>Auto échauffement de l'anneau résonant</i> .....	49
2.1.4 <i>Problématique des doubles résonances</i> .....	52
2.2 Vérifications expérimentales.....	55
2.2.1 <i>Pertes dans un guide d'onde silicium</i> .....	56
2.2.2 <i>Décalage de la résonance</i> .....	58
2.3 Exploitation du modèle .....	59
2.3.1 <i>Conclusion sur les paramètres constitutifs</i> .....	59
2.3.2 <i>Importance de l'auto échauffement</i> .....	61
2.4 Conclusion du chapitre.....	62
<b>III. Composants élémentaires.....</b>	<b>64</b>
3.1 Introduction au design des composants .....	64
3.2 Résonateurs élémentaires : Investigation.....	66
3.2.1 <i>Changements de paramètres géométriques</i> .....	67

3.2.2	<i>Conservation de la densité spectrale</i> .....	68
3.2.3	<i>Réduction de la sensibilité aux procédés de fabrication</i> .....	73
3.2.4	<i>Utilisation de la couche de nitrure de silicium</i> .....	74
3.4	Conclusion du chapitre.....	79
<b>IV.</b>	<b>Architecture système du switch</b> .....	<b>82</b>
4.1	Architecture WDM non bloquante.....	83
4.1.1	<i>Switch élémentaire 4x4</i> .....	83
4.1.2	<i>Switch 4x4 WDM</i> .....	84
4.1.3	<i>Conception et tests expérimentaux</i> .....	91
4.2	Monitoring non invasif.....	92
4.2.1	<i>Monitoring d'un anneau</i> .....	92
4.2.2	<i>Utilisation du photo-courant</i> .....	93
4.3	Conclusion du chapitre.....	95
<b>V.</b>	<b>Taille maximale du switch</b> .....	<b>96</b>
5.1	Taille maximale acceptable : méthodologie.....	96
5.1.1	<i>Hypothèses préalables</i> .....	96
5.1.2	<i>Méthodologie appliquée</i> .....	98
5.2	Résultats du modèle proposé.....	102
5.2.1	<i>Pénalité d'un anneau</i> .....	102
5.2.2	<i>Pénalité d'une architecture</i> .....	103
5.3	Conclusion du chapitre.....	106
	<b>Conclusion générale et perspectives</b> .....	<b>109</b>
	<b>Annexe : Explicitation de la formulation matricielle d'un anneau résonant</b> .....	<b>113</b>
	<b>Bibliographie</b> .....	<b>119</b>
	<b>Publications &amp; Brevets</b> .....	<b>127</b>

# I. Contexte et état de l'art

« Ayez le courage de ne pas connaître un grand nombre de choses afin d'éviter la certitude de ne rien savoir »

*Sydney Smith*

## 1.1 Introduction générale

### 1.1.1 « Brave Numeric World »

Il y a un siècle, en 1925, Lilienfeld déposa un brevet sur le premier transistor à effet de champ mais sa découverte, un peu précocée, ne fut jamais publiée. L'idée a cependant fait son chemin en créant les bases de l'électronique pour donner lieu de nos jours à un monde numérique où nous consommons plus de 7 Zetta octets de données par an [1]. Ce chiffre est en constante augmentation à cause de nos modes de vie de plus en plus intriqués au numérique. Le trafic est dominé par les services vidéos et les services de machine Learning. Près de 80% du trafic d'adresse IP (*Internet Protocol*) est de la vidéo, soit chaque seconde, un million de minutes de vidéo qui sont échangées dans le réseau. 75% des données échangées au niveau mondial sont à l'intérieur de centres de données (*data center*) utilisées notamment pour construire les pages internet et indices de recherche[1]. Parallèlement, l'extrême complexité des problèmes technologiques à résoudre développe également le recours aux calculateurs hautes performances *High Performance Computing* (HPC) pour développer de nouvelles solutions (Figure 1).

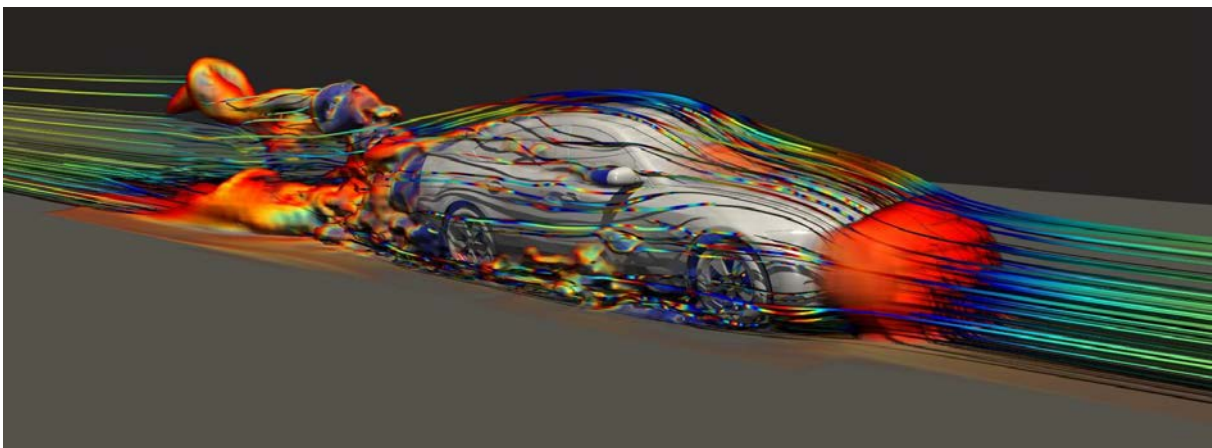


Figure 1. Exemple d'utilisation du calcul intensif en mécanique des fluides pour optimiser l'aérodynamisme d'une voiture. (Source intel.com)

Les architectures développées dans les data centers ou les HPC pour répondre à leurs besoins croissants reposent sur une intégration et une densité de plus en plus poussée avec un regroupement des architectures dans des superstructures pour bénéficier des effets d'échelle. Cependant plus le

débit d'information augmente et plus les réseaux sont denses, plus les pertes électriques engendrées dans les interconnexions sont fortes, dégradant le rendement énergétique et les performances.

La consommation dans les centres de données devient un problème majeur, ne serait-ce que pour acheminer la puissance électrique qu'il leur faut pour fonctionner et pour refroidir l'ensemble des serveurs. L'enjeu environnemental commence aussi à rentrer dans les mœurs et la pression de l'opinion publique relayée par les médias se fait ressentir. Actuellement, plus de 2% des rejets mondiaux de CO<sub>2</sub> sont imputés au fonctionnement des data centers, soit l'équivalent du trafic aérien mondial [2]. Cela représente plus de 10% de la consommation mondiale d'électricité qui part dans le numérique, soit nos ordinateurs, serveurs et centres de données [2]. Ce chiffre est régulièrement revu à la hausse et ne laisse pas présager d'un plafond pour l'instant.

### 1.1.2 Contexte de la photonique en général

La photonique dans son utilisation en communications numériques, se présente en tant que successeur de l'électronique pour diminuer la consommation énergétique des centres de données tout en promettant des débits très élevés pour des applications hautes performances. La communication à base d'optique n'est pas nouvelle, les fibres optiques sont déjà présentes pour relier deux émetteurs/récepteurs sur des milliers de kilomètres voire des centaines de mètres dans les data centers. L'ambition à terme pour la photonique, est de remplacer les communications inter puces et intra-puces à l'intérieur des serveurs (voire des ordinateurs eux même) afin notamment d'adresser des marchés de plus en plus importants (Figure 2).

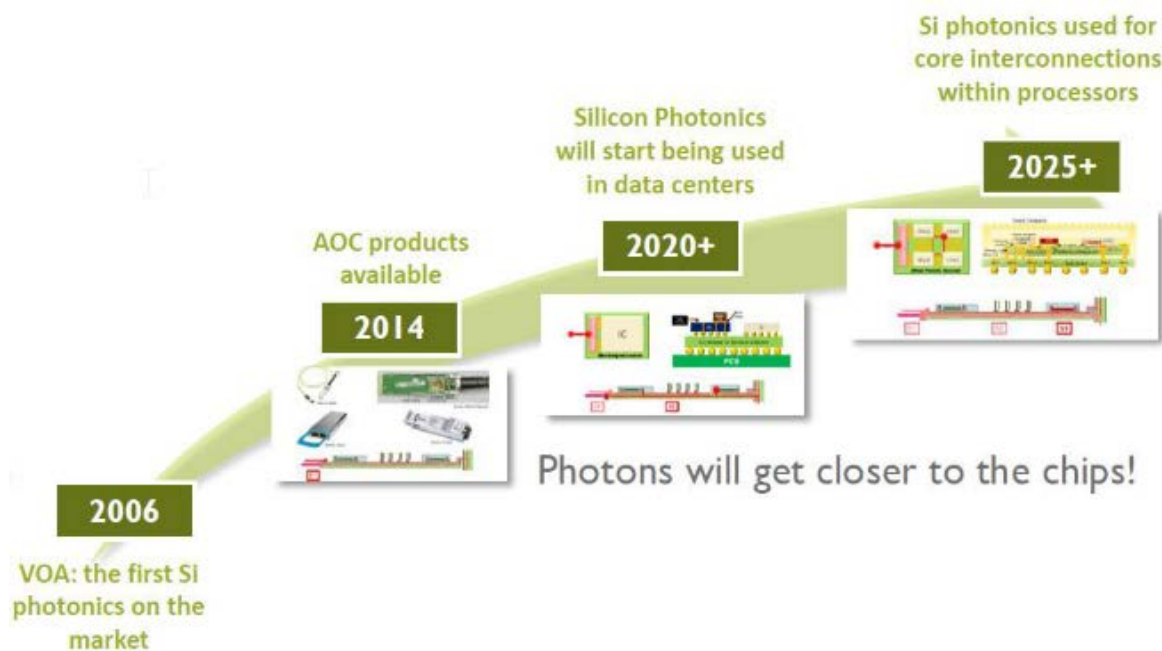


Figure 2. Evolution de la tendance globale du marché photonique : aller jusqu'à s'intégrer au cœur même des processeurs [3].

De nos jours, il est beaucoup question de connecter les racks entre eux avec des modules haut débit, et à l'intérieur du rack, on commence également à amener l'optique jusqu'à la carte mère. Enfin l'intégration à l'intérieur des puces de l'optique pour augmenter encore les performances est un sujet qui prend de l'ampleur. A l'échelle inter/intra-puce, les interconnexions électriques que l'on souhaite le plus dense possible chauffent beaucoup, limitant le débit maximal possible. Avec des interconnexions optiques, les pertes sont réduites et le débit peut être drastiquement augmenté en bénéficiant de l'énorme bande passante disponible.

Il est à noter que ce but est identifié depuis des dizaines d'années, mais les différents challenges technologiques rencontrés retardent toujours l'utilisation industrielle de la photonique, qui reste à ce jour principalement dans le domaine de la recherche. Ainsi, pour prendre juste un exemple, les prédictions de 2005 ciblent un marché global de 1000 milliards de dollars pour 2015 pour la photonique, chiffre qui correspond aux attentes des prédictions enthousiastes faites en 2015 pour...2025 ! On peut remarquer aussi sur la Figure 3, que les domaines d'application prévus en 2005 pour la période 2010-2015 ont changé 10 ans plus tard. Les communications, le photovoltaïque ou encore les technologies médicales n'ont clairement pas eu l'explosion prévue et le marché total est inférieur de moitié par rapport aux prédictions.

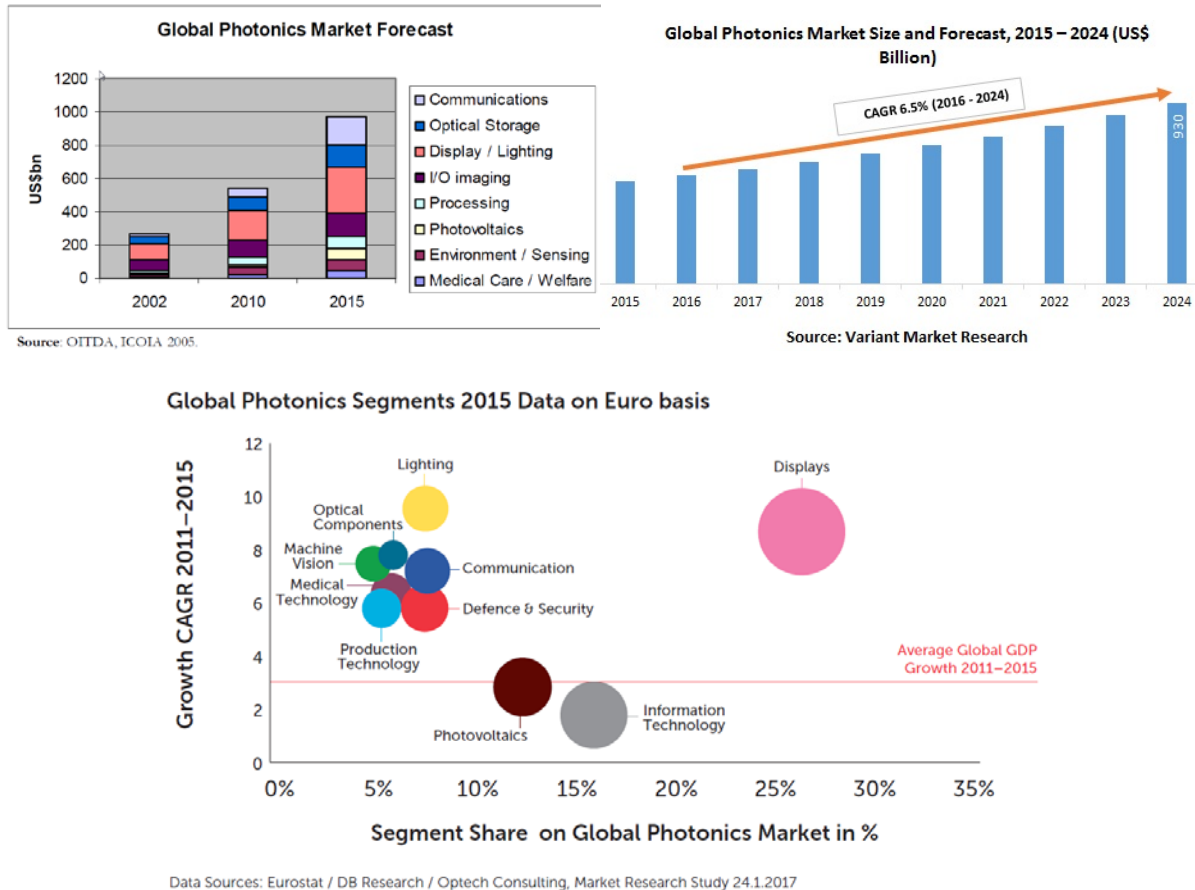


Figure 3. Différences entre prévisions (en haut) et réalité (en bas) de la photonique pour l'année 2015. Même si les catégories ne sont pas exactement identiques, il est clair que certains secteurs comme les technologies médicales ou le photovoltaïque ne se sont pas développés comme attendu.

Aujourd'hui comme en 2005, la photonique semble avoir le vent en poupe, de grands groupes investissent massivement et ont pour objectif d'atteindre des marchés conséquents. *Intel* a sorti en 2019 un module transceiver de 400G (l'unité du gigabit par seconde sera notée « G » dans ce manuscrit), améliorant les solutions 100G qu'ils proposaient déjà. A l'occasion de la sortie de ce module, ils projetaient que « les data centers dépensent actuellement 60% de leur budget en solutions optiques », chiffre qui selon eux n'est pas près de s'arrêter d'augmenter.

Pour aider au développement de la photonique, il semble intéressant d'utiliser au maximum les capacités optimisées des procédés CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*) de l'industrie micro-électronique. C'est le but de la photonique sur silicium, qui vise à diviser les coûts de développement autant que de production en vue de favoriser la commercialisation (technologie utilisée par *Intel* pour les transceivers cités plus haut). Elle promeut une intégration sur un interposeur, qui regroupe toutes les fonctionnalités élémentaires (laser, modulation, réception) dans une perspective de bas coût et basse consommation à très haut débit. C'est cette branche de la photonique

sur laquelle l'étude qui va suivre porte : dorénavant tout ce qui est dit est à prendre comme s'appliquant au cas particulier de la photonique sur silicium.

En clair, l'intégration progressive jusqu'au cœur des processeurs de la photonique sur silicium doit permettre de répondre aux demandes de puissance de calcul des super calculateurs motivées principalement par l'intelligence artificielle et les réalisations de calculs intensifs. Dans les data centers, la photonique est sensée augmenter le débit d'information et diminuer leur consommation pour résoudre les problèmes de surconsommation évoqués précédemment (surtout en baissant drastiquement la consommation liée au refroidissement des infrastructures).



Figure 4. Vue schématique des applications futures qui pourront utiliser la puissance de calcul des HPC (Source Richard Watson).

Il est à noter cependant que les problèmes de surconsommation du numérique sont complexes et ne peuvent en aucun cas être résolus par l'introduction d'une seule nouvelle technologie. Plusieurs niveaux d'architectures physiques et logicielles sont présents, mêlés à du surdimensionnement volontaire pour faire face aux pics de consommation et être sûr de satisfaire les consommateurs du monde entier. La couche logicielle souffre aussi de développements non optimisés dus à l'abondance des ressources disponibles pour traiter les applications. Et finalement, et peut être est-ce le point le plus important, même si la commercialisation de systèmes photoniques permettait d'augmenter vraiment le rendement énergétique des data centers, rien ne dit que cela se traduirait par une diminution de la consommation énergétique globale. Un rendement supérieur sur un produit populaire peut en retour stimuler sa demande et donc augmenter la consommation globale : cet effet est connu sous le nom de paradoxe de Jevons ou bien effet rebond.

Pour ces raisons, ce travail se place dans la promotion de la photonique sur silicium au travers de ses applications hautes performances (plutôt que pour son côté baisse de consommation, difficile à justifier) pour soutenir le développement futur des applications HPC ou bien l'augmentation du débit d'information dans les data centers. La Figure 4 propose un panel d'applications HPC, qui permettent, selon leur auteur, de régler une part des enjeux sociétaux qui nous font face. Ainsi en développant la puissance de calcul, la photonique pourrait jouer un rôle dans la résolution des enjeux sociétaux qui nous font et nous feront face, et peut être par la même assez ironiquement, des problèmes de surconsommation énergétiques.

Nous allons à présent restreindre le cadre d'étude de cette thèse à l'intégration de la photonique au sein des communications intra puce dans les data centers ou HPC dans le but d'augmenter le débit de données échangées. Plus précisément, nous nous concentrons sur des problématiques liées à la commutation ou *switching* optique des informations au sein des puces.

### 1.1.3 Commutateur photonique intra-puce

De nos jours, les interconnexions électriques à l'échelle de la carte mère pour relier les CPU (*Central Processing Units*), GPU (*Graphic Processing Units*) et mémoires entre eux peuvent monter jusqu'à plusieurs gigabits par seconde dans les bus PCI-express (*Peripheral Component Interconnect*) par exemple. A notre connaissance se sont les liens *NVlink* qui permettent la meilleure connectivité entre CPU/GPU avec un débit de 25G par lien dans une architecture en *mesh* permettant d'atteindre un débit total jusqu'à 300G. Pour augmenter le débit dans un lien, plusieurs options sont possibles : utiliser des formats de modulation plus complexes (non investigué dans ces travaux), utiliser du multiplexage pour multiplier les canaux de communication et enfin augmenter le débit de symboles par canal. En guise d'exemple les technologies développées par la plateforme photonique à ST se sont concentrées sur des liens utilisant un débit maximal par canal de 25G puis plus récemment 50G. Cette valeur est limitée notamment par la vitesse de modulation des données par des modulateurs intégrés [4]. La bande passante peut être encore augmentée grâce à des multiplexages spatiaux pour arriver à paralléliser le plus d'information possible sur des canaux distincts. Dans ces travaux, c'est la solution de multiplexage en longueur d'onde (*Wavelength Division Multiplexing WDM*) illustrée Figure 5 qui a été envisagée.

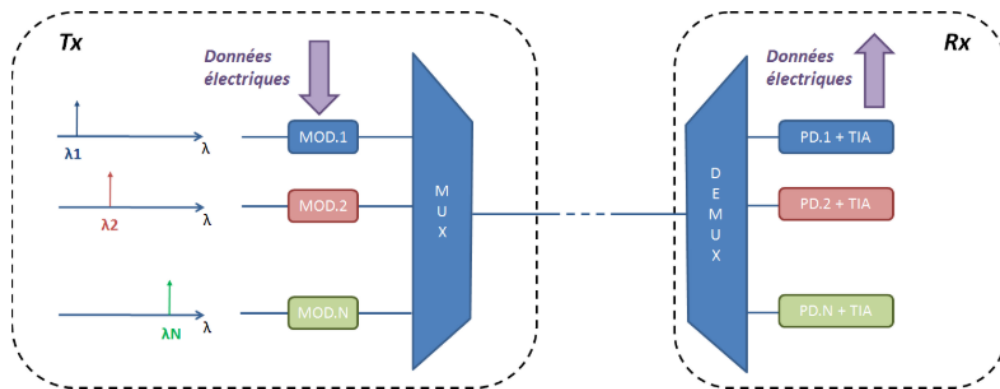


Figure 5. Schéma d'un lien WDM avec multiplexage (MUX) et démultiplexage (DEMUX) des canaux [5].

Il s'agit de faire passer dans un même guide d'onde plusieurs longueurs d'onde et de les moduler différemment chacune. En réception, chaque longueur d'onde est séparée des autres et l'information peut être récupérée. Ce procédé permet d'obtenir des débits par lien optique à 100G et 400G pour les modules photoniques par exemple [6].

Pour accompagner l'augmentation des débits par lien, la désagrégation des ressources est intéressante et améliore les performances promises par la photonique. Cette solution distribue sur un interposeur photonique des groupes compacts de composants (mémoire, calcul, RAM *Random Access Memory*) reliés par un switch plutôt que de relier ensemble des unités possédant chacune leurs propres composants. La désagrégation permet de regrouper les différents modules (mémoires, CPU, GPU) pour qu'elles soient indépendantes les unes des autres.

Considérant la petite empreinte des modules (quelques centimètres typiquement pour un GPU actuel [7]) les commutateurs ou « switches » optiques sont de très bons candidats pour réajuster les ressources à allouer, pour leur petite taille et leur haut débit.



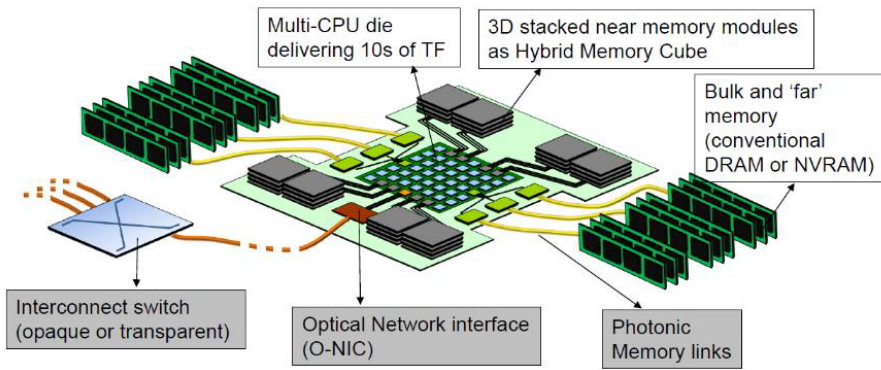


Figure 6. Exemple de désagrégation des ressources dans une architecture multi-CPU (source Columbia University).

Une intégration de ce type de solution incluant le WDM (Figure 6) est prévue commercialement vers 2025 [8]. De ces approches émerge la nécessité de penser un switch photonique adapté au WDM qui peut adresser des débits suffisamment importants pour interconnecter tous les composants présents sur un interposeur (Figure 7).

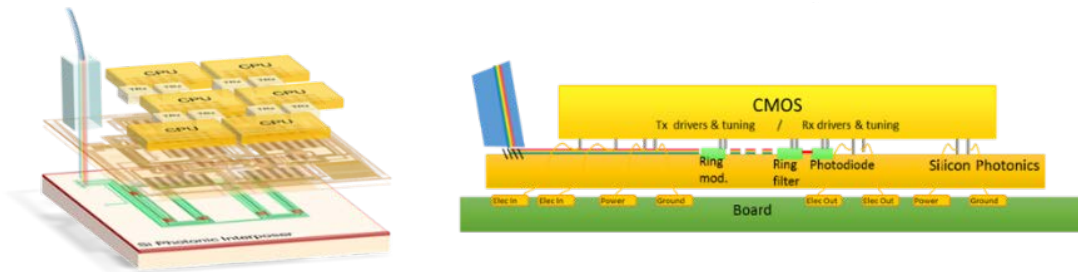


Figure 7. Proposition d'intégration sur un interposeur optique d'un switch photonique et d'une puce électronique [9].

Plusieurs éléments sont à prendre en compte pour comparer et élaborer de tels switches. Les critères que nous avons retenus sont tout simplement le nombre de ports adressés et le débit total qui peut être transmis. Ce sont des métriques simples qui suffiront pour les études systèmes que nous considérerons. Cependant pour une étude système plus aboutie, d'autres critères plus poussés entrent en ligne de compte.

La latence, soit le temps d'attente entre l'émission et la réception d'une donnée, est un élément important avec des temps très faibles demandés, de l'ordre de quelques nanosecondes [10]. Mais l'absence de buffer optique commercialisable rend très compliquée la réalisation d'une architecture toute optique qui possède une latence aussi basse. Il est alors possible de passer par des buffers électriques mais ils introduisent des conversions électriques/optiques qui sont coûteuses en énergie notamment.

Un autre élément à prendre en compte lors d'une optimisation complète d'un switch, c'est la forme du trafic des données qui peut changer drastiquement les performances. C'est-à-dire la manière d'utiliser les cœurs de calculs et les interconnexions qu'ils ont entre eux. Souvent cependant, ces informations ne sont pas communiquées par les exploitants.

De ces éléments, nous retiendrons qu'un switch optique ayant vocation à être intégré au plus proche des cœurs de calcul se doit d'avoir un temps de commutation minimal (condition nécessaire mais non suffisante pour diminuer la latence) ainsi qu'une flexibilité importante pour s'adapter aux différents trafics de données.

Nous considérons ici trois grandes classes de commutateurs optiques : les Interféromètres de Mach Zehnder (MZI), les anneaux résonants et les micro-actuateurs (MEMS *Micro-Electro-Mechanical System*).

Les MZI et les anneaux sont compatibles avec les procédés CMOS de fabrication industrielle qui garantissent des faibles coûts de revient. Les MEMS sont aussi une technologie très intéressante, qui possède les pertes les plus faibles et la plus grande connectivité, mais le coût par port est impacté par une plus grande complexité de fabrication et d'installation et des temps de commutation encore élevés (microsecondes au mieux) [11],[12].

Dans notre cas, et pour des raisons de compatibilité avec le procédé de fabrication, le choix a dû se porter sur les MZI ou anneaux résonants.

Les MZI sont des structures très stables qui sont utilisées classiquement pour les switches optiques. Ses principaux défauts proviennent de ses pertes et de l'encombrement qu'il impose. Les pertes optiques importantes rendent nécessaires d'amplifier les signaux optiques à l'aide d'amplificateurs SOA *Semiconductor Optical Amplifier*. Or ces amplificateurs sont faits avec des milieux à gain, typiquement III/V, qui ont une compatibilité CMOS limitée, outre une densité d'intégration difficile à maîtriser et un bruit optique non négligeable.

Les anneaux résonants sont une solution possible et largement décrite par la littérature qui présente moins de complexité que les MEMS et plus d'intérêt que les MZI avec des pertes moindres et une empreinte plus petite.

Pour plus de flexibilité, la granularité des longueurs d'onde (soit le fait de pouvoir distribuer indépendamment chaque longueur d'onde) associée à un switch nous semble être importante pour rentabiliser au maximum la bande passante.

De par la forme de leurs résonances, les anneaux garantissent cette granularité, et leurs faibles pertes les dispensent d'utiliser les SOA : pour ces raisons, ces structures ont été choisies pour mener cette étude.

#### 1.1.4 Application spécifique : les communications inter-GPU

Parmi les systèmes désagrégés, les architectures multi-GPU sont très développées en ce moment. Avec l'explosion des applications d'intelligence artificielle pour le référencement, le traçage de rayon en temps réel pour le rendu vidéo, les spéculations boursières et la réalité virtuelle (Figure 8), la demande d'architectures dédiées a augmenté.



Figure 8. Exemples d'application demandant du calcul multi-GPU (crédits photos www.nvidia.com)

Il s'avère que les GPU sont plus performants que les CPU lorsque mis en parallèle pour ce genre d'applications. La nouvelle génération de carte graphiques *Nvidia* embarque jusqu'à 16 GPU interconnectés pour des applications très axées apprentissage machine « *deep learning* ». Chaque GPU (d'une empreinte d'environ  $9\text{cm}^2$ ) est connecté aux autres au moyen de liens totalisant 300G de données (Figure 9).

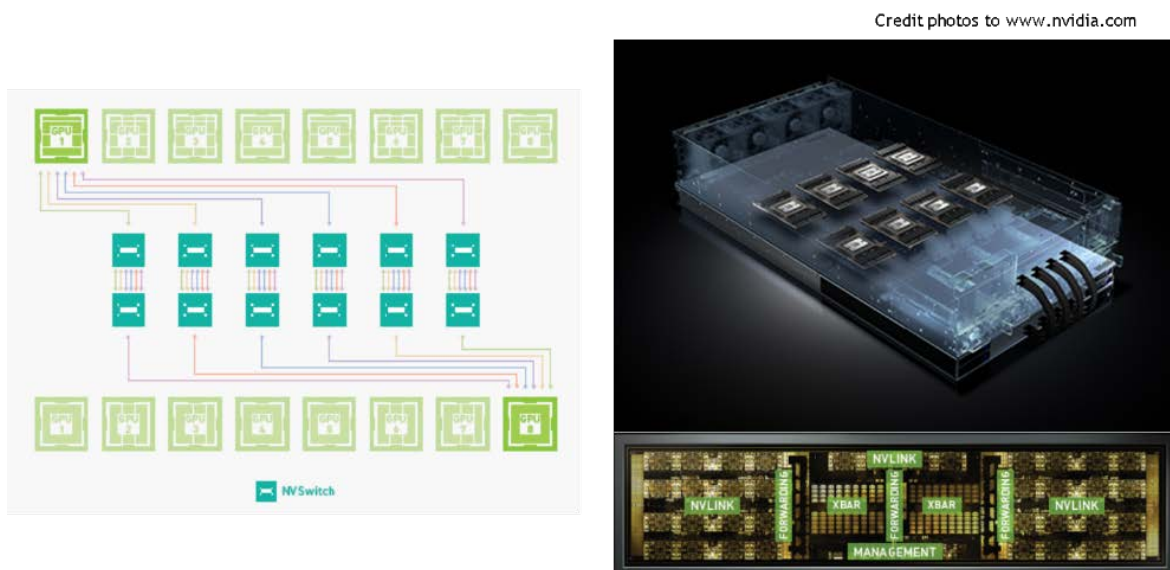


Figure 9. L'architecture à 16 GPU de Nvidia avec au centre le réseau d'interconnexion basé du lien NVlink de 300G de bande passante

Ce type d'architecture est performant mais pourrait sans doute être amélioré grâce à un interposeur photonique pour notamment fournir un switch plus complexe qui aboutisse à une connectivité plus importante. Une structure de switch comme un tore peut interconnecter les unités de calcul sur une couche différente du niveau GPU comme proposé par IBM illustré ci-dessous Figure 10. De nombreux challenges se dressent avant d'arriver à cette solution : la gestion thermique des points chauds, l'intégration d'un grand nombre de laser et le switch optique. Nous proposerons ici une réflexion allant dans le sens de cette intégration d'un switch optique pour des interconnexions denses avec un point de focus sur le switch optique à mettre en place.

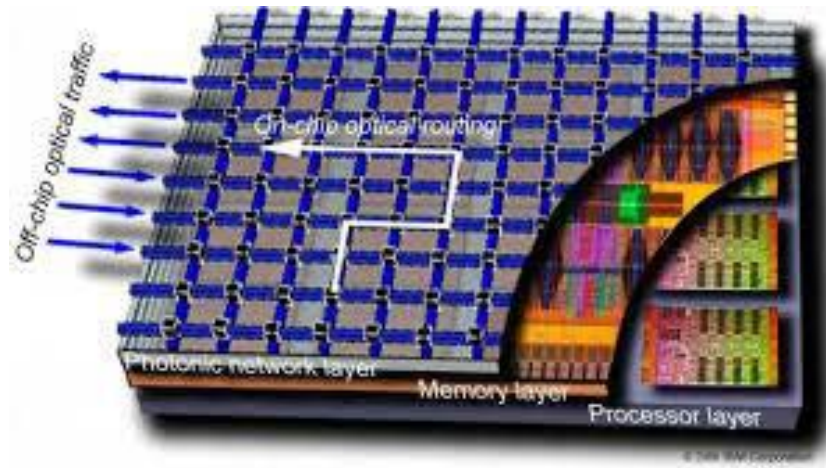


Figure 10. Intégration d'un interposer photonique sur des couches de mémoires et processeurs (IBM).

Le contexte d'application étant posé, il paraît important à présent de préciser la longueur d'onde de travail. En communication optique, les deux principales longueurs d'ondes utilisées sont 1310nm et 1550nm, suivant l'application visée. En effet les fibres optiques monomodes traditionnelles présentent un minimum d'absorption à 1550nm, et un minimum de dispersion à 1310nm. On privilégie donc 1550nm pour des communications sur des longues distances, et 1310nm pour des applications courtes distances et avec haut débit d'information comme par exemple les centres de données. STMicroelectronics s'étant positionné sur le marché des centres de données pour la photonique, la plateforme et les bibliothèques de composants utilisées durant ces travaux sont optimisées pour des dispositifs fonctionnant à 1310nm.

## 1.2 Faisabilité industrielle

L'environnement de cette thèse est composé de l'entreprise **STMicroelectronics** et des centres de recherche du **CEA LETI** (Commissariat aux Énergies Atomique et Alternatives et Laboratoire d'Électronique et de Technologie de l'Information) et de l'**INL** (Institut des Nanotechnologies de Lyon).

Avec plus de 4000 salariés, le site STMicroelectronics de Crolles, en Isère, est le principal site français de l'entreprise. Il compte deux salles blanches de production, sur des plaques de 200 et 300 mm, permettant la capacité de production d'environ 11000 plaques par semaines. Parmi les différents marchés des semi-conducteurs, STMicroelectronics est notamment présent sur le marché des MEMS, imageurs, microcontrôleurs et des technologies pour l'automobile. Parmi les différentes activités de recherche de l'entreprise, la photonique sur silicium est un domaine de recherche qui a débuté avec un partenariat avec *Luxtera* (2012-2018), aujourd'hui leader mondial dans le domaine de la photonique sur silicium. Les travaux de cette thèse ont été menés sur la plateforme technologique commune avec le CEA LETI, PIC50G, qui développait principalement des solutions haut débit sur interposeur silicium (>100G) pour les connections dans les data centers. Depuis fin 2018, la photonique à ST s'est reconcentrée entièrement sur d'autres applications non data communication comme des LIDAR photoniques. Quand cela sera possible, nous ferons donc le lien avec ces applications qui sont le nouveau cœur de la recherche photonique à ST.

La partie caractérisation et l'étude système a été réalisée au laboratoire du LIPS (Laboratoire d'Intégration de Photonique sur Silicium) au LETI. Le LETI est un institut du CEA de 1900 chercheurs travaillant avec 330 partenaires industriels qui possède sa propre salle blanche en 200mm et 300mm. Les pôles d'intérêts sont tournés autour de l'électronique embarquée, de l'optique et des technologies pour la santé. Parmi eux, le LIPS est un expert mondial de la photonique sur Silicium pour les communications très haut débit notamment. Un panel large de sujets sont traités comme la délicate

intégration de laser III/V sur silicium, ou des composants critiques de la plateforme silicium : modulateur, multiplexeurs et réseaux de diffraction. Plusieurs bancs de test au LETI permettant des mesures électro-optiques ont pu être utilisés au cours de ces travaux et ont permis d'obtenir tous les résultats présentés.

La disponibilité de ces bancs de caractérisation et la visibilité des travaux ont été facilitées par l'intégration de cette thèse dans le programme d'investissement d'avenir **IRT Nanoelec** dans la rubrique dédiée aux « *Network on Chip* ».

### 1.2.1 La plateforme CMOS industrielle de ST & CEA

Dans cette section, nous présentons le contexte industriel de cette thèse avec la plateforme technologique utilisée. DAPHNE (Datacom Advanced PHotonics Nanoscale Environment) est la plateforme R&D commune entre ST et CEA qui s'est transformée durant la thèse en une nouvelle plateforme commune PIC50G. C'est une plateforme SOI (*Silicon On Insulator*), basée sur un socle de silicium sur lequel est placée une couche d'isolant  $\text{SiO}_2$  (en gris Figure 11). Les niveaux de guidage optiques Silicium (en bleu) ou Nitrure de Silicium (en vert) sont encapsulés dans l'isolation en  $\text{SiO}_2$ . Au-dessus, 4 niveaux de métallisation permettent d'amener les tensions électriques depuis les contacts sur les diodes de modulation HSPM (*High Speed PhotoModulation*) ou bien photodiodes de réception HSPD (*High Speed Silicon PhotoDetector*) jusqu'aux connexions électriques posées sur des plots métalliques (les *pads*) qui sont en surface de la puce photonique.

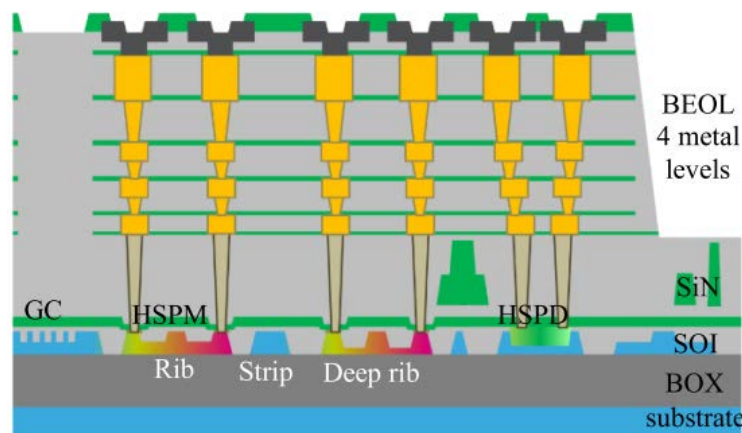


Figure 11. Vue schématique en coupe du wafer silicium avec les niveaux silicium et métallisation.

Cette plateforme a pour but de créer tous les composants nécessaires à la réalisation d'un interposeur photonique qui pourrait être intégré au sein même d'un ASIC (*Application Specific Integrated Circuit*). Le dimensionnement de la plateforme a été fixé petit à petit avec certaines dimensions qu'il est impossible à retoucher et d'autres plus flexibles qui donnent la possibilité d'améliorer les composants. Tout ce qui concerne les épaisseurs des différentes couches est obtenu grâce à des lithographies précises et il n'est pas concevable de retoucher ces dimensions sans demander un important effort de calibration de technologie. De même les épaisseurs des substrats silicium ou d'oxyde sont critiques et ne peuvent être changées facilement. Les dimensions dans le plan horizontal sont quant à elles plus flexibles tant qu'elles respectent les règles de conception, notamment les cotes minimales. Il semble important ici de préciser l'historique pour comprendre d'où viennent les dimensions fixées de cette technologie. L'acquisition de la technologie de Luxtera en 2012 a fixé beaucoup de dimensions pour la plateforme PIC25G puis PIC50G. Ensuite, des discussions avec des clients ont poussé à penser une nouvelle façon de coupler la lumière dans le silicium avec la fibre collée horizontalement et le mode

optique couplé de manière adiabatique jusqu'au niveau silicium. Cette technique requiert l'addition d'un niveau de nitrure de silicium pour réaliser une transition d'indice effectif plus douce entre la fibre optique et le silicium. Les épaisseurs d'oxyde et de nitrure de silicium ont été optimisées pour cette application mais les dimensions planaires peuvent être ajustées pour se servir du nitrure de silicium comme d'un autre niveau de guidage optique, ce qui est détaillé plus loin.

La vision de développement de la technologie en 2016, détaillée Figure 12, s'attachait à intégrer la photonique au plus près de l'ASIC sur un interposeur de manière à réduire les pertes et augmenter le débit possible. Cette thèse s'inscrit dans cette lignée en proposant un travail sur les interconnexions entre de multiples éléments ou ASIC à l'aide d'un switch photonique intégré.

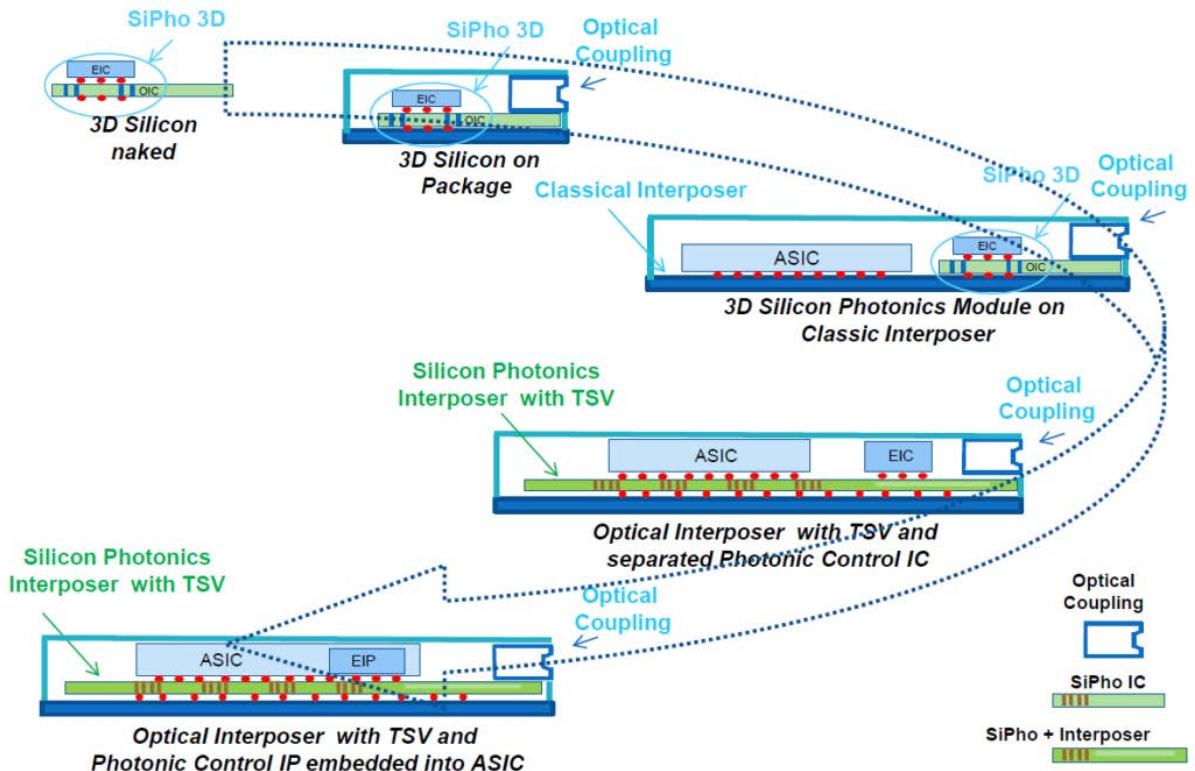


Figure 12. Développement et vision future de STMicroelectronics en 2016 : le couplage optique est intégré à l'interposeur photonique dans une première étape pour ensuite connecter l'ASIC à l'interposeur au moyen de vias en cuivre (TSV) pour une intégration et une compacité maximale.

Pour avoir un interposeur photonique complet, un problème majeur est sans doute l'intégration du laser sur l'interposeur. Sur ce sujet, beaucoup de travaux sont réalisés, avec différentes approches, qui témoignent de la difficulté de la tâche. Il faut réussir à reporter un matériau à gain comme les III/V sur le silicium, puis coupler la lumière du laser intégré aux guides silicium.

Une problématique similaire est rencontrée avec l'intégration d'éléments III/V à gain pour les amplificateurs de signal SOA (Semiconductor Optical Amplifier) qui nécessite des développements de procédés importants qui ne sont pas envisagés à STMicroelectronics. Dans ce travail, le laser provient d'une source externe par l'intermédiaire d'une fibre optique couplée au silicium et les SOAs ne sont pas utilisés. La problématique de réception du signal est habituellement résolue avec un second couplage vers une fibre optique qui est connectée à un appareil de mesure. Nous nous intéressons ici aux éléments constituant la chaîne de transmission amputée de l'émission et de la réception.

Les éléments qui sont décrits dans cette partie font partie du PDK (Photonic Design Kit) développé dans PIC50G et sont optimisés pour fonctionner autour de 1310nm, la longueur d'onde choisie pour les communications dans les data centers et HPC. Ce sont des éléments matures, qui ont été utilisés comme tels en tant que boîtes noires sans recherche de performances supérieures. Dans les lignes qui suivent, nous décrivons succinctement les différentes briques utilisées provenant du PDK en vue de constituer un lien WDM.

Premièrement, le couplage de la lumière provenant de la fibre optique vers le guide silicium se fait grâce à un **coupleur à réseau de diffraction**. Cette structure (Figure 13) est dépendante de la longueur d'onde et est dessinée pour être à son pic de performances à 1310nm. Toutes les structures testées optiquement passent par deux coupleurs à réseau de diffraction (en entrée puis en sortie de la puce photonique). Ce réseau de diffraction a une efficacité maximale pour une longueur d'onde donnée : plus le laser s'éloigne de cette longueur d'onde optimale plus les pertes optiques d'insertion augmentent.

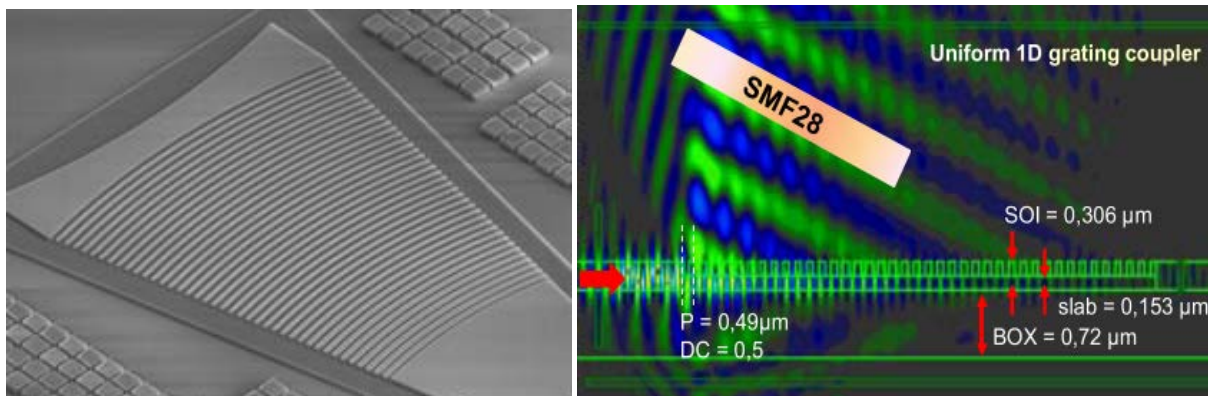
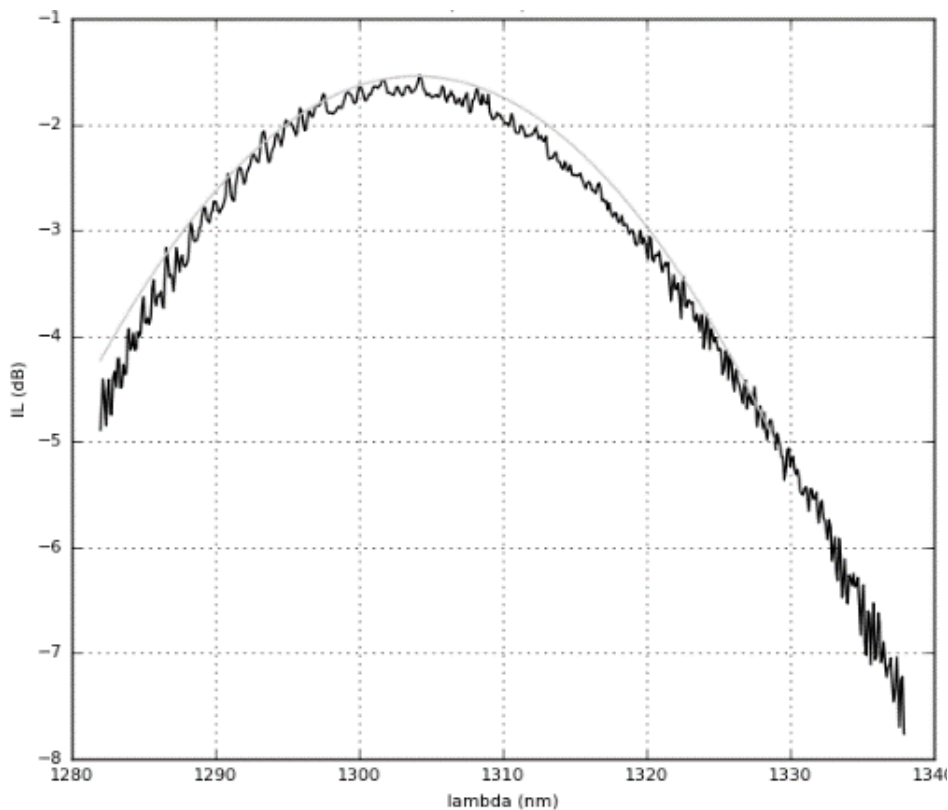


Figure 13. Pertes d'insertion en fonction de la longueur d'onde (en haut), vue du dessus d'un coupleur à réseau de diffraction du LETI (en bas à gauche) et simulation optique issue de [13] (en bas à droite).

Le **guide d'onde** est l'élément de base de la photonique sur silicium, permettant la propagation de la lumière assurée par le confinement de la lumière obtenu grâce à la différence d'indice de réfraction entre le cœur en silicium ( $n=3.5$ ) et son enveloppe (oxyde  $\text{SiO}_2$  ( $n=1.45$ )). Dans notre cas, il est utilisé dans une configuration assurant une propagation monomode. Associé à la technologie silicium sur isolant (*Silicon On Insulator – SOI*), le fort confinement vertical et latéral qu'il impose permet une propagation de la lumière. Les niveaux de pertes associées à cette propagation dans des guides en silicium sont typiquement de l'ordre de quelques dB/cm variant essentiellement avec la géométrie et la rugosité des flancs [14]. Pour guider la lumière dans la couche de silicium, plusieurs guides d'onde sont utilisés en arête (RIB), en arête plus fines (DRIB), ruban (STRIP) comme illustré Figure 14.

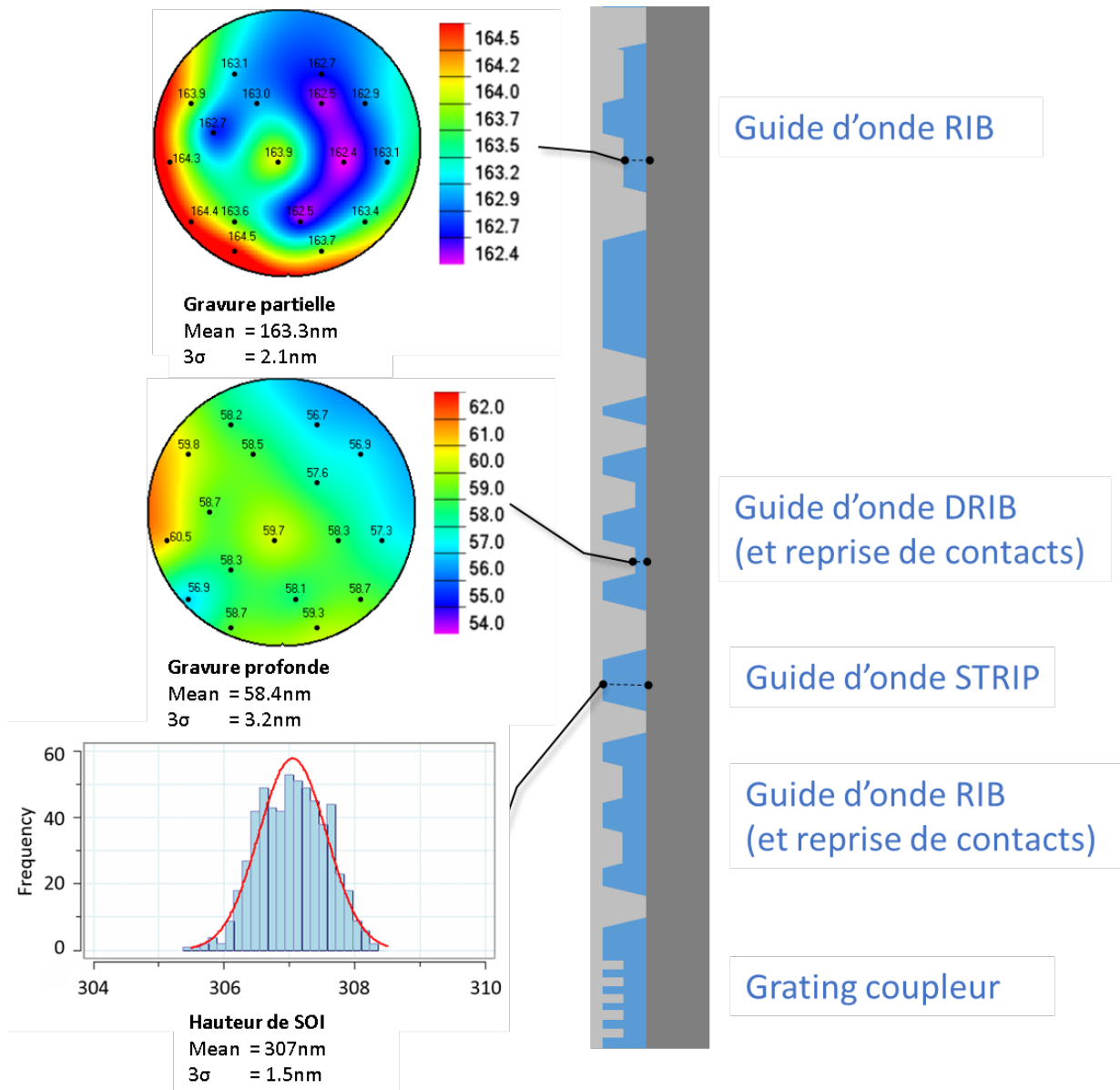


Figure 14. Vues schématiques en coupe des guides d'onde et la variabilité de leurs paramètres géométriques (C. Baudot).

La section perpendiculaire d'un STRIP est un rectangle, c'est la structure qui garantit le moins de pertes mais ne permet pas de reprendre des contacts (c'est-à-dire posséder une surface suffisamment loin du mode optique pour être connectée à un métal) et possède un faible rayon de courbure « acceptable », de l'ordre de  $3 \mu\text{m}$ . Le RIB est un guide à arête qui possède un fort évasement du guide à mi-hauteur (150 nm) qui déconfiné le mode optique et augmente le rayon de courbure. Le DRIB,



possède aussi un élargissement du guide mais plus fin (seulement 50 nm de hauteur) qui le fait davantage ressembler à un STRIP avec un rayon de courbure de moins de 5  $\mu\text{m}$ .

Le **niveau de nitrure de silicium** possède aussi des guides d'ondes, plus gros que ceux du silicium à cause du contraste d'indice de réfraction plus faible. Le nitrure de silicium ne permettant pas d'être dopé pour intégrer des fonctionnalités utilisant l'effet electro-réfractif, la reprise de contacts permise par les guides RIB est alors inutile. Nous utiliserons uniquement le STRIP SiN qui est représenté en photographie plus loin.

Les pertes optiques dans un guide parfait ont deux origines principales : le couplage des modes radiatifs ainsi que l'absorption. Les modes radiatifs apparaissant lorsque le guide est courbé (une des principales limitations sur le rayon de l'anneau) tandis que l'absorption est principalement liée à l'état de la surface ainsi qu'aux défauts de la structure cristalline (dont l'éventuel dopage si le guide est actif). Pour limiter ces pertes dans les courbures, des courbes adiabatiques avec des courbes de Bézier sont utilisées afin d'assurer la continuité et maximiser le recouvrement de mode (Figure 15). Un récent papier évoque cependant que la courbe de Bézier n'est en fait pas exactement la meilleure solution [15].

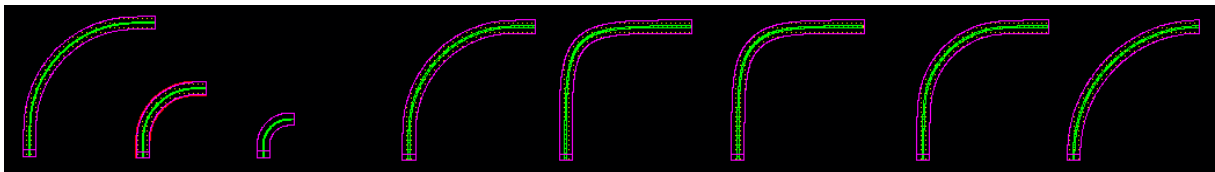


Figure 15. Différents exemples de coudes, en arc de cercle ou bien adiabatiques, pour différents rayons de courbure.

Pour passer d'un guide à l'autre, un **coupleur directionnel** est utilisé si les guides sont sur le même niveau, sinon c'est un **coupleur vertical**. Les coupleurs utilisent le couplage de la lumière d'un guide à l'autre obtenu par évanescente lorsque les guides sont suffisamment proches. Le couplage s'effectue par recouvrement des deux super-modes (un symétrique et un antisymétrique) de la structure composée des deux guides côte à côte ou superposés (Figure 16).

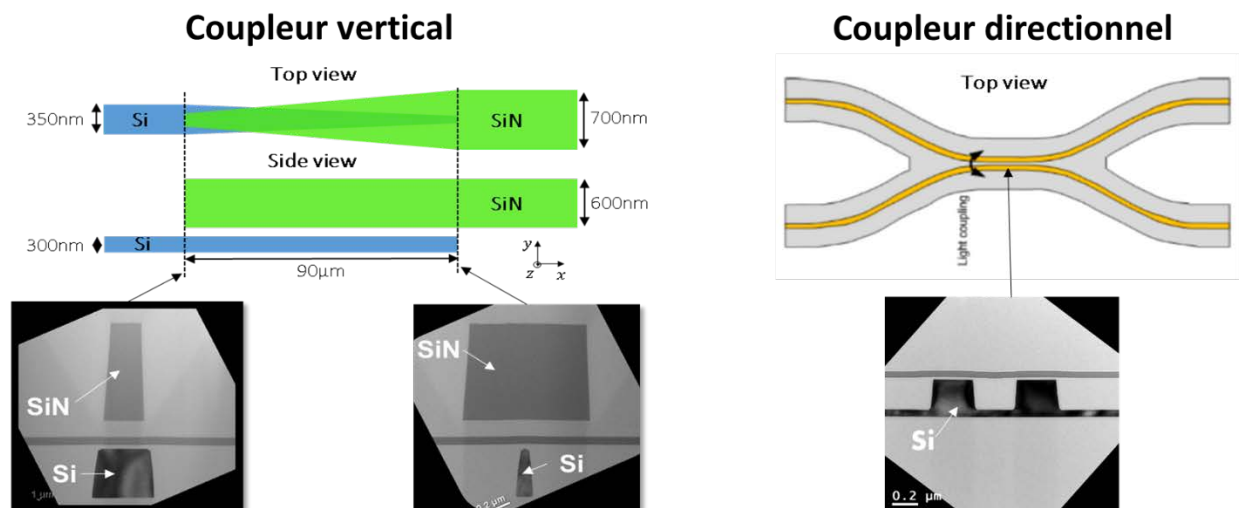


Figure 16. Schémas des deux sortes de coupleurs utilisés issus de la technologie PIC50G au-dessus et images prises au microscope électronique à balayage d'une section des 2 coupleurs au-dessous : coupleur vertical en STRIP (à gauche) et coupleur directionnel en DRIB silicium (à droite).

Ce recouvrement est périodique : il dépend de la différence de vitesse de propagation entre ces deux super-modes. Ainsi selon la longueur de couplage, il est possible de régler la répartition du champ en sortie des deux guides d'onde.

L'influence de l'espacement entre les guides est illustrée sur la Figure 17 où les courbes superposées proviennent de toutes les structures sur les puces du wafer.

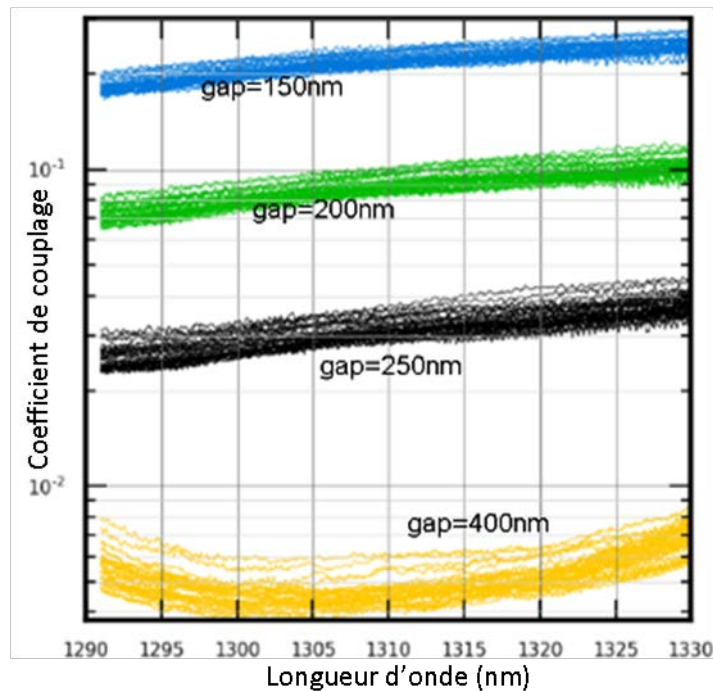


Figure 17. Valeur du couplage du coupleur directionnel en silicium en fonction du gap pour toutes les dies de la plaque. Le couplage est ici exprimé en comparant les puissances optiques entre les deux guides. P. Le Maître.

La difficulté dans le couplage vertical est qu'il faut arriver à progressivement diminuer la différence entre les indices effectifs des modes dans les deux guides Si et SiN. Avoir un bon coupleur Si/SiN est important car les deux niveaux sont complémentaires (c'est tout l'intérêt d'avoir deux niveaux) : le Silicium permet d'utiliser des fonctions actives tandis que le nitrure de silicium est uniquement passif mais diminue fortement les pertes de propagation.

Une fois la lumière couplée dans le silicium puis propagée, l'information doit être codée par une **modulation**. Il est possible de moduler avec un MZI (Mach Zehnder Interferometer) ou bien un anneau en incorporant des jonctions PN ou PIN sur les guides d'onde. L'idée, qui est reprise dans l'introduction aux anneaux, est d'utiliser une structure interférométrique puis de faire changer l'indice effectif du milieu de propagation. Typiquement avec du silicium, l'indice effectif est sensible à la température et à la densité de porteurs libres. Pour utiliser la deuxième solution, plus rapide que la variation thermique, il est possible de former des jonctions PN et PIN dans les guides optiques (Figure 18). En appliquant une tension sur cette jonction (à l'aide de contacts et de lignes de métallisation), il est possible de modifier la répartition des porteurs libres et ainsi l'indice effectif, qui change la figure d'interférence.

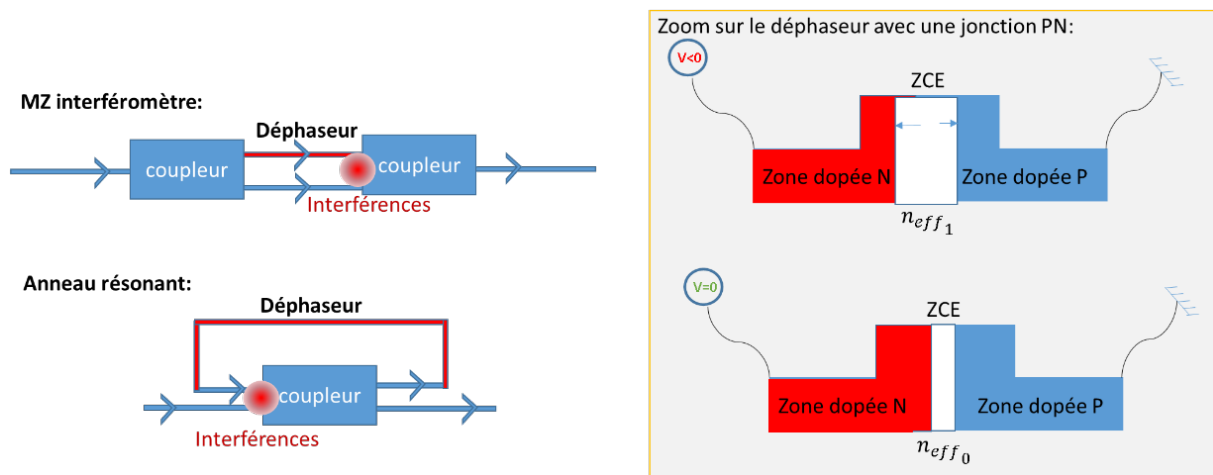


Figure 18. Schéma de modulateurs en anneaux ou MZI avec des déphaseurs à base de jonction PN.

Finalement, cela se traduit par une variation d'amplitude du signal optique qui nous donne une modulation pouvant facilement atteindre les dizaines de Gb/s avec une jonction PN. Dans un lien WDM, il faut moduler sur chaque canal, typiquement en utilisant autant de modulateurs en anneau qu'il y a de canaux. Dans nos jonctions PN, le décalage de la résonance obtenu avec la polarisation inverse de 1V est d'environ 15pm/V (Figure 19).

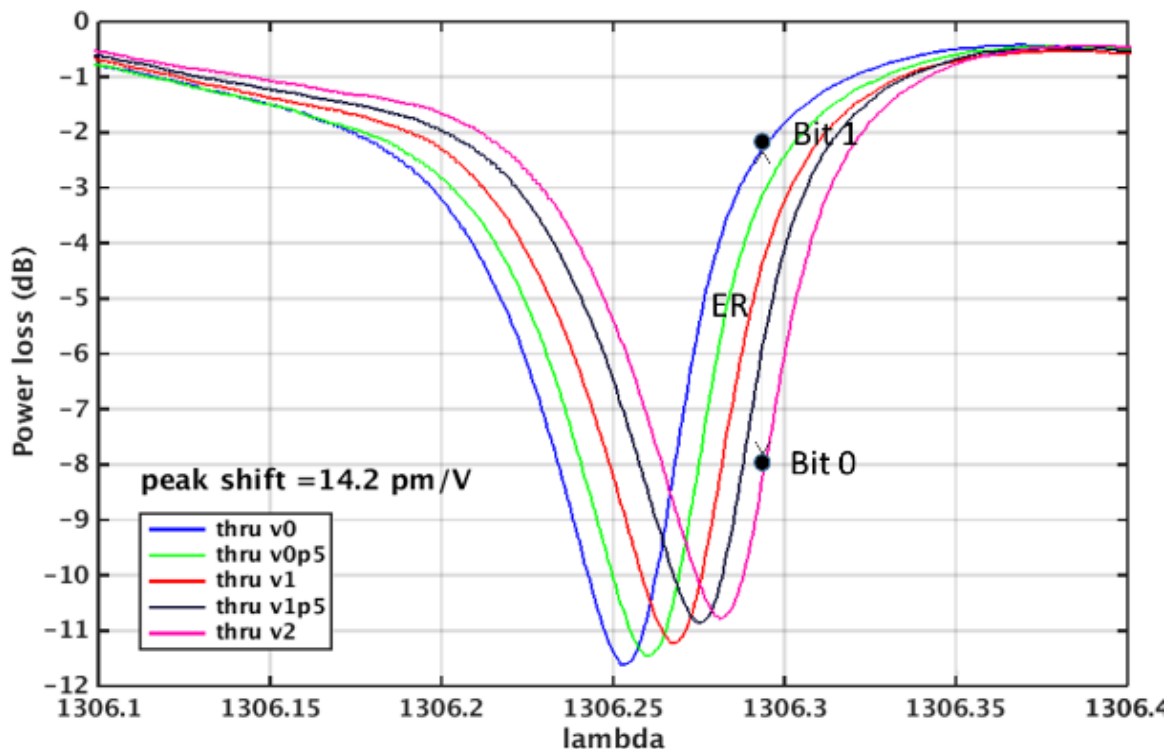


Figure 19. Exemple d'un anneau résonant utilisé comme modulateur : les deux états sont créés à partir des courbes 0V (bleu) et 2V (rose) [3].

Enfin, la lumière modulée se propage dans l'interposeur, y subit des transformations, et est récupérée à l'aide d'un deuxième coupleur à réseau de diffraction qui transfère la lumière vers une fibre optique. Cette solution présente comme avantage de pouvoir récupérer le signal lumineux sans avoir à réaliser des photodiodes qui nécessitent du germanium et demande ainsi moins d'étapes de fabrication. Notons que dans le cas d'une modulation WDM, chaque canal doit être séparé des autres par un

démultiplexeur (typiquement un anneau) qui ensuite envoie la lumière vers le coupleur à réseau de diffraction.

A l'aide de toutes ces briques il est possible de réaliser un **lien WDM point par point** qui soit fonctionnel. Nous allons utiliser cet environnement pour réaliser les fonctions de switch optique dans le cas d'une interconnexion multipoints. La problématique du switch optique apporte (au moins) deux éléments supplémentaires : le croisement optique et le commutateur qui est ici un anneau.

### 1.2.2 Etat de l'art de l'anneau résonant

La désignation « anneau résonant » regroupe tous les résonateurs constitués d'un guide refermé sur lui-même, qu'ils soient de forme circulaire ou bien de type « stade » avec des parties rectilignes. Ils sont donc constitués d'un guide courbé, couplé à un ou plusieurs guides d'onde. Des variantes existent avec un seul guide d'accès (*all-pass*) comme représenté sur la Figure 20, deux guides d'accès (*add-drop*) ou bien avec plusieurs anneaux couplés entre eux à la place d'un seul résonateur (*CROW Coupled Resonator Optical Waveguide*). Un anneau *all-pass* sert à la modulation tandis que l'*add-drop* permet la commutation du signal, car il possède deux guides d'onde.

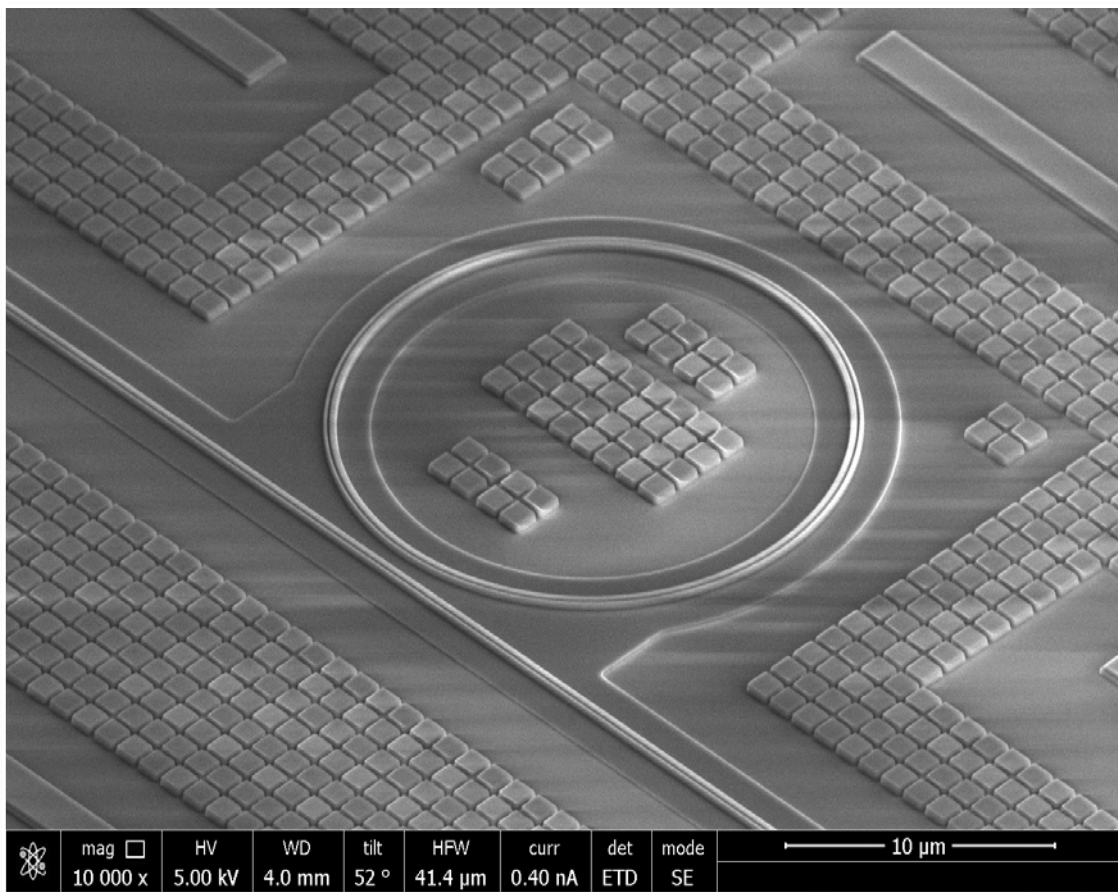


Figure 20. Image d'un anneau résonant en configuration *all-pass* avec uniquement le niveau de propagation optique (LETI).

La lumière arrivant d'un guide d'onde adjacent va tourner dans la cavité jusqu'à ressortir grâce au couplage évanescent ou bien être dissipée sous forme de pertes. Pour certaines longueurs d'onde, la lumière interagit de manière constructive à chaque tour effectué : l'énergie alors stockée dans l'anneau devient très élevée, c'est un phénomène de résonance. Toutes les ondes « prennent le même

chemin » dans l'anneau (seulement 300 nm de largeur de guide pour plus de 50  $\mu\text{m}$  de longueur) donc ce phénomène est très sélectif en longueur d'onde. L'écart entre les résonances est l'intervalle spectral libre (FSR *Free Spectral Range*) et est considéré constant sur tout le spectre autour de 1310nm. L'effet de la dispersion est négligé car les largeurs spectrales considérées ne dépassent guère 50nm. Il permet de multiplexer le signal en longueur d'onde, en utilisant plusieurs canaux de communication (séparé par un espace inter-canal fixé) à l'intérieur de ce FSR. Le rayon de l'anneau joue un grand rôle dans le FSR : plus le rayon est petit, plus le FSR est grand et donc plus il est possible d'ajouter des canaux WDM. Le but étant ici d'isoler un canal WDM dans le lien au moyen de la résonance très sélective de l'anneau résonant. Sur la Figure 21, le FSR est d'environ 7 nm, pour un anneau de rayon 8  $\mu\text{m}$ . En prenant une norme Dense-WDM (DWDM) d'espacement inter-canal de 300 GHz (resp. 100 GHz) il est possible d'obtenir au plus 2 canaux WDM (resp. 6 canaux) avec ce rayon.

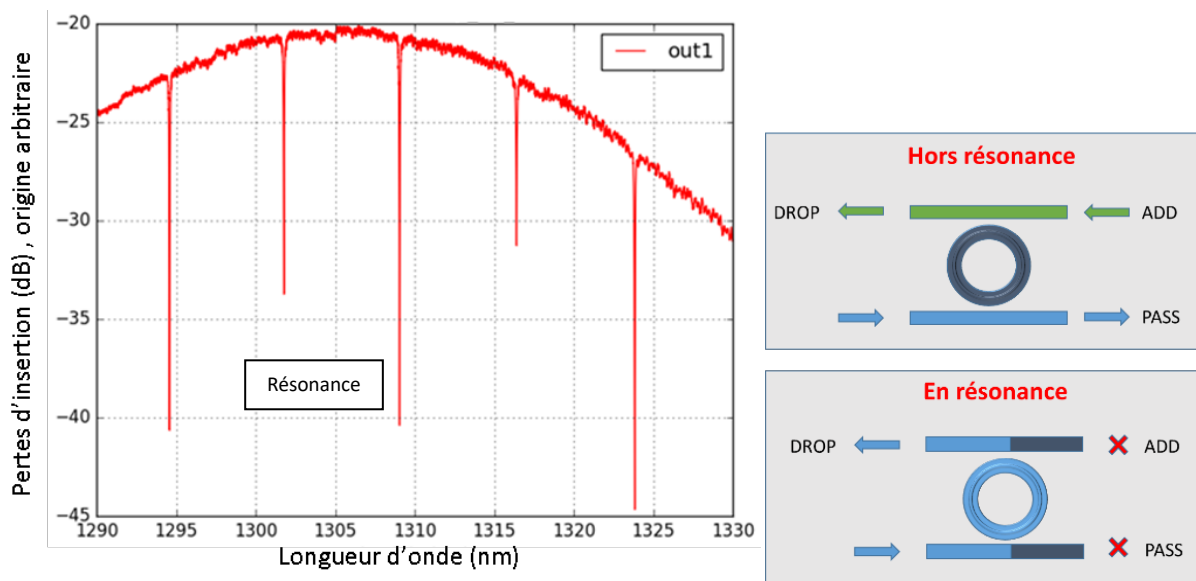


Figure 21 Réponse en transmission (pass) d'un anneau en fonction de la longueur d'onde du laser et schéma de fonctionnement de l'anneau.

Un anneau est composé de **deux états** schématiques : un **état passant** ou la lumière ne se couple pas dedans et continue dans le ou les guides d'entrée ; et un **état résonant** ou toute la lumière est transférée dans le « drop ». Dans ce dernier état, rien ne traverse jusqu'au « pass » et rien ne doit se trouver dans le deuxième guide d'entrée « add » sous peine d'une diaphonie importante. Dans le cas où il n'y a pas de second guide, toute la lumière est couplée dans l'anneau et est dissipée sous forme de chaleur essentiellement, il est alors possible de faire de la modulation sur le guide d'entrée.

Ce sont des composants dont les performances sont rendues très instables par toutes sortes de perturbations parasites qui viennent modifier la longueur d'onde de résonance. Ainsi sur une même plaque, selon la situation géographique de l'anneau, ses caractéristiques changent : la géométrie ou le dopage n'étant jamais parfaitement maîtrisés par le procédé de fabrication.

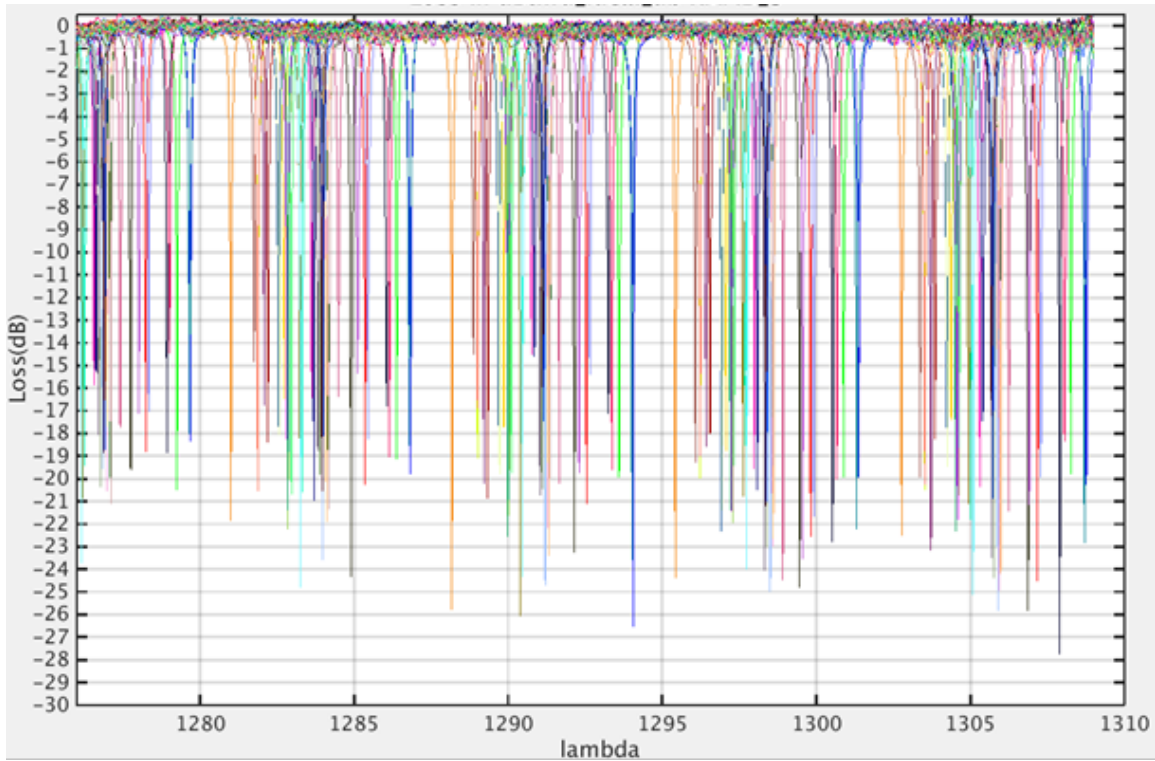


Figure 22 Spectres de résonances d'un anneau add-drop de rayon  $8 \mu\text{m}$  sur tout le wafer (STMicroelectronics). A cause des variations géométriques de fabrication, les résonances des différents résonateurs ne sont pas superposées.

Les résonances se décalent avec les variations géométriques de la plaque comme montré ci-dessus Figure 22, mais aussi avec la température ou la tension de la jonction PN via la manipulation de l'indice effectif. Les changements de longueur d'onde avec la tension ou la température s'élèvent autour de  $20 \text{ pm/V}$  pour la tension et  $60 \text{ pm/K}$  en température. En considérant la finesse des résonances que nous utilisons, tous ces décalages sont importants et doivent être pris en compte.

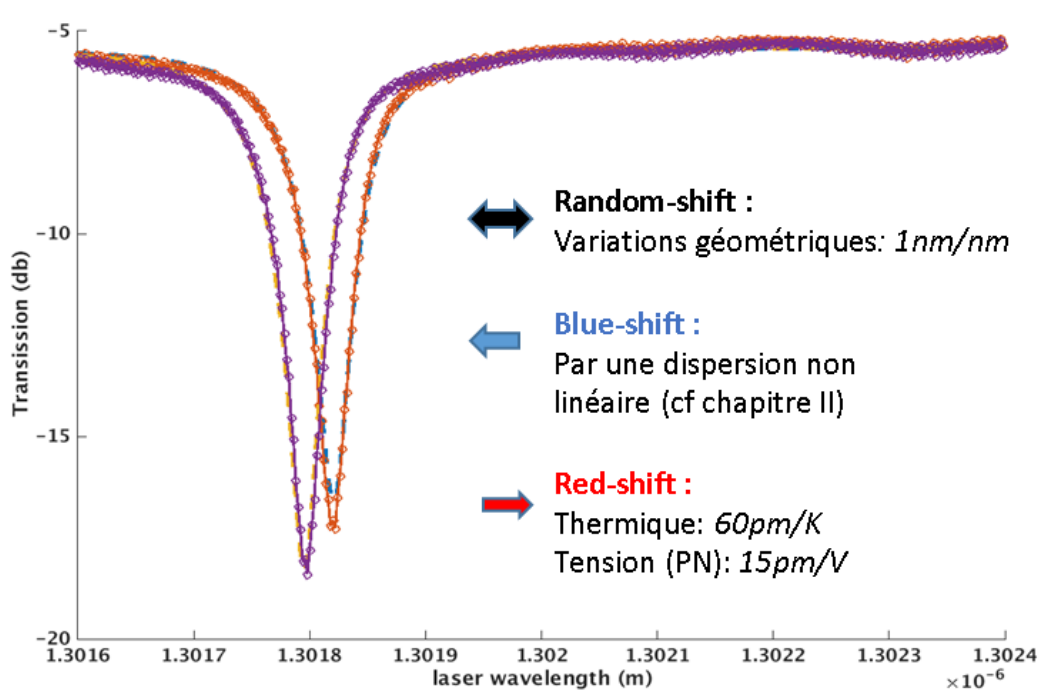


Figure 23. Différents décalages d'une résonance de l'anneau : pour l'exemple, la jonction PN de l'anneau est soumise à une tension inverse de  $0 \text{ v}$  (violet) puis  $2 \text{ v}$  (orange).

Nous nous intéressons ici au **pilotage fin** et à l'asservissement des résonances qu'il est nécessaire de mettre en place. D'un côté, les résonances de ces anneaux doivent pouvoir être déplacées pour piloter les longueurs d'onde passant dans le réseau de commutation. D'un autre côté, ces anneaux sont sujets aux imperfections de procédé de fabrication (géométrie, dopage) ainsi qu'aux variations de l'environnement (température, contraintes). Il faut donc pouvoir compenser tout déplacement non voulu de la longueur d'onde de résonance (Figure 23). Grâce au bon coefficient thermo-optique du silicium, il est possible de chauffer les anneaux pour asservir leurs résonances à l'endroit voulu. Cependant, l'échauffement possède des constantes de temps assez longues (en dessous du mégahertz) qui peuvent ne pas être compatibles avec les besoins de reconfiguration rapide des switches. C'est pourquoi, la thermique est utilisée pour l'alignement des résonances, car il est possible de couvrir tout le FSR à l'aide de quelques milliwatts de puissance électrique. Quand cela est nécessaire d'avoir des temps de transition entre état passant et résonant de l'ordre de la nano seconde, le pilotage fin des résonances se fait quant à lui avec des diodes PN ou PIN, plus rapide mais avec une portée d'action moindre.

Nous détaillons à présent la solution par **chauffage thermique** pour stabiliser les résonances. Elle permet de faire varier grandement la place des résonances, c'est-à-dire de couvrir plusieurs espacements inter-canal. Pour comparer toutes les technologies entre elles, il faut trouver un facteur de mérite commune. Nous devons comparer l'efficacité, soit le décalage de la résonance en fonction de la puissance électrique fournie, ce qui donne des pm/mW. Cependant dans le cadre des résonateurs en anneau, ce qui importe c'est plutôt le FSR qui fixe ensuite le nombre de canaux de communication possibles dans un lien WDM en fonction de l'espacement inter-canal choisi. Nous avons donc tout ramené à des mW/FSR pour considérer la puissance à fournir pour décaler une résonance de tout l'intervalle spectral libre. Cela implique de posséder des informations suffisantes pour retrouver le FSR qui n'est pas forcément indiqué dans les publications. Dans notre cas, nous nous restreignons aux résonateurs en anneau d'un rayon inférieur à plusieurs dizaines de microns, pour garder un FSR compatible avec du DWDM. En effet, ce raisonnement est valide tant que les rayons des résonateurs en anneau ne sont pas trop différents pour considérer que l'espacement inter canal est identique sur toutes les solutions.

Deux approches sont employées : un chauffage latéral souvent en Silicium dopé ou bien vertical avec une couche de métal conducteur au-dessus du guide optique. A STMicroelectronics, la solution utilisée dans les résonateurs en anneau est une résistance de Silicium dopée accolée à un guide pour une efficacité mesurée à 49 pm/mW, soit plus de 150 mW/FSR (avec un FSR de plus de 7nm Figure 24). C'est la meilleure solution accessible sans faire de développement particulier, en effet, les premiers niveaux de métaux sont en cuivre et ne garantissent qu'une efficacité bien inférieure.

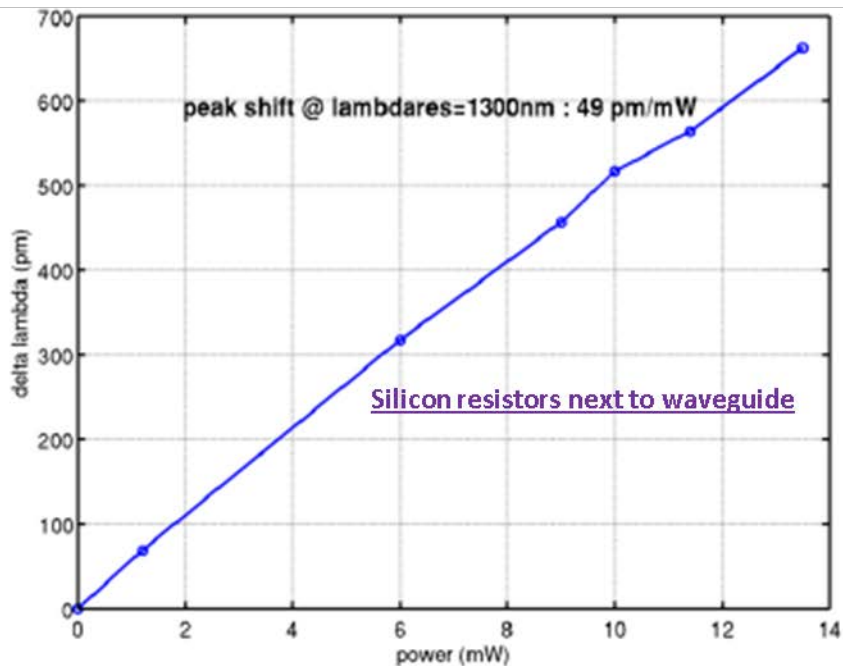
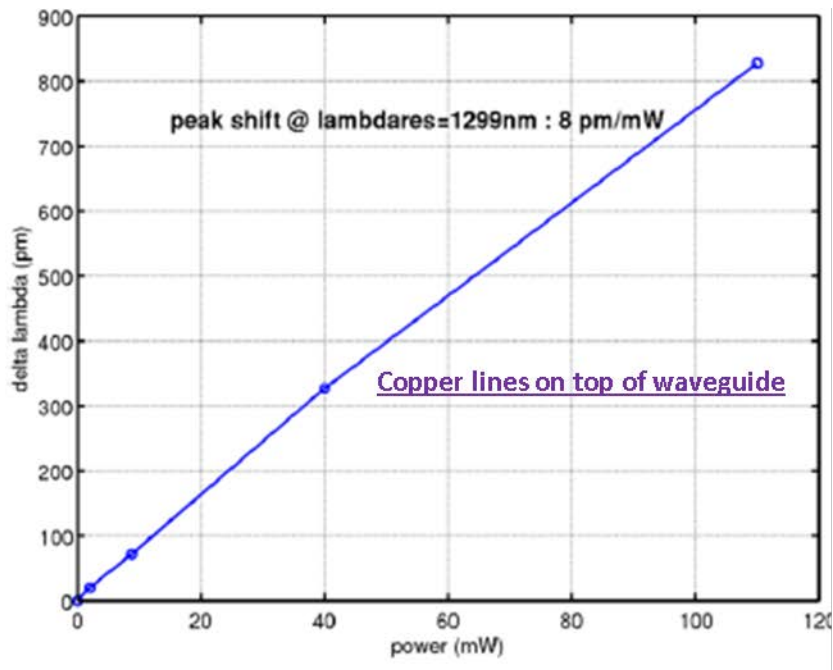


Figure 24. Mesures d'efficacité des solutions thermiques disponibles à STMicroelectronics sans changer les procédés de fabrication : la résistance en silicium est plus efficace que les lignes de métaux au-dessus des guides (P. Le Maitre).

Ci-après, un état de l'art indicatif sur les solutions de chauffage des résonateurs en anneau qui permet de se rendre compte des améliorations possibles obtenues. Un arceau de Titane (Ti) au-dessus de l'anneau [16] permet d'atteindre une efficacité de 29 mW/FSR (Oracle). L'IMEC propose du tungstène (W) [17] pour 43 mW/FSR ainsi que [18] pour 35 mW/FSR. Des solutions plus complexes à mettre en œuvre, même si elles assurent une compatibilité CMOS, utilisent des revêtements de graphène autour de l'anneau pour une efficacité de 22 mW/FSR [19].



Le chauffage latéral consiste très souvent en une zone dopée de silicium jouant le rôle de résistance chauffante. Dans [20], la résistance circulaire est placée à l'extérieur de l'anneau à  $1.2 \mu\text{m}$  pour une efficacité de  $76 \text{ mW/FSR}$  tandis que le MIT la met à l'intérieur [21]. Une autre version est aussi proposée par ce même consortium avec un anneau comprenant 67 % de diode PN pour le décalage de la résonance et 25 % dopé pour chauffer l'anneau avec  $66 \text{ mW/FSR}$  [22]. La publication [23] propose une zone dopée autour du couplage pour permettre le chauffage et un capteur de température intégré au-dessus de l'anneau pour une rétroaction sur le chauffage et ainsi permettre la stabilisation de la résonance avec cependant une efficacité non précisée.

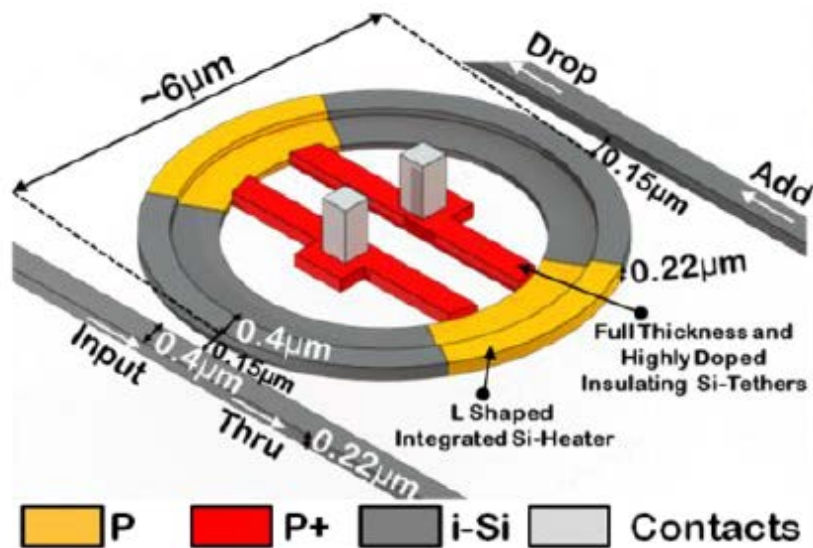


Figure 25 Anneaux résonants en L [24] pour une efficacité maximale, permettant des accès aux contacts en même temps que des performances optiques proches des STRIP.

Enfin, tout un travail mené par Watts et Trotters se base autour de solutions intégrant la zone intérieure de l'anneau fortement dopée pour constituer une résistance non traversée par le champ électromagnétique du mode optique pour ne pas le perturber. Les contacts sont donc au centre de l'anneau et les chaufferettes gagnent donc en compacité et efficacité. Ainsi, un résonateur en anneau « *L-shaped* » atteint les  $25 \text{ mW/FSR}$  [24] tandis que c'est le résonateur en anneau asymétrique de [25] qui détient les records d'efficacité avec  $16 \text{ mW/FSR}$  (Figure 25). Récemment, des travaux font état d'une chaufferette dopée dans le guide, qui prend de la place sur la modulation mais qui permet d'atteindre  $19.5 \text{ mW}$  par variation de  $\pi$ , soit  $39 \text{ mW/FSR}$  [26]. Enfin des tranchées d'air [27] ou encore l'amincissement du substrat silicium comme proposé par Oracle [28] permettent de gagner de l'efficacité, au prix d'une plus grande fragilité et des étapes technologiques supplémentaires.

La Table 1 résume les performances des anneaux ayant un rayon inférieur à  $30 \mu\text{m}$  de la littérature. L'état de l'art à STMicroelectronics est un peu loin de ces résultats mais ce n'est vraiment pas gênant pour faire des prototypes.

technologies	Sensibilité mW/FSR	publication
Titane	29	[16]
Tungstène	35	[18]

Table 1.  
sur les  
performances  
de chauffage.

Graphène	22	[19]
Silicium dopé en L	25	[24]
Silicium dopé anneau asymétrique	16	[25]

Récapitulatif  
meilleures  
des solutions

Un autre point que nous devons aborder dans cette partie est la **diaphonie thermique** : un dispositif chauffé peut décaler la résonance d'un autre résonateur situé juste à côté. C'est un problème auquel deux solutions peuvent être apportées : soit savoir à quelle distance deux anneaux doivent être espacés l'un de l'autre pour négliger cet effet, soit résoudre à chaque réajustement dans les boucles de rétroaction un système d'équation prenant en compte l'influence d'une correction thermique sur les autres.

La deuxième solution étant complexe et introduisant des latences à chaque réorganisation, nous avons choisi la première, en testant le décalage des résonances des anneaux en fonction du chauffage d'un premier anneau.

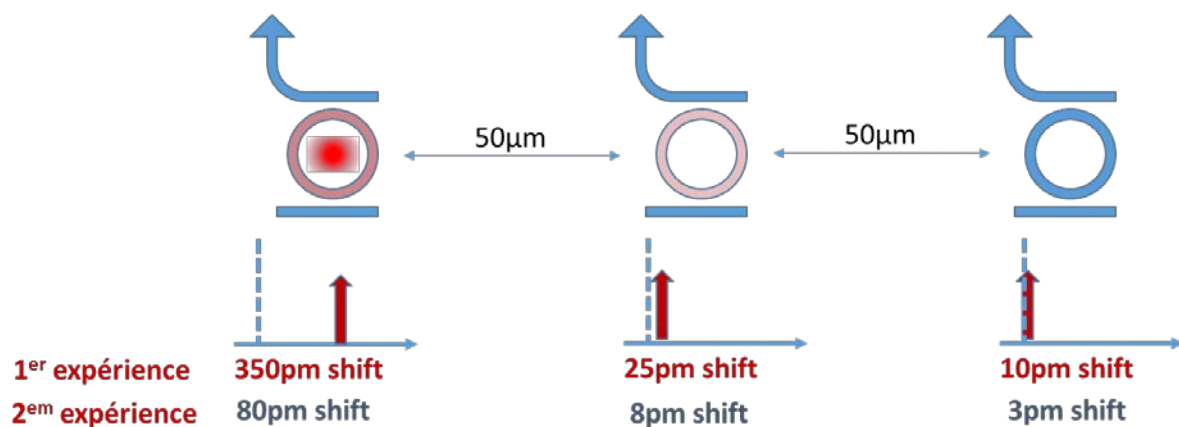


Figure 26. Diaphonie thermique entre des anneaux espacés de 50μm en deux expériences dont la température sur l'anneau initial fait décaler la résonance de 350 pm et 80 pm.

Sur la Figure 26 sont décrites différentes expériences en comparant les décalages des résonances pour des résonateurs de plus en plus éloignés. Dans la première expérience un décalage de 350pm de la résonance est observé sur l'anneau chauffé, à 50μm plus loin ce décalage ne vaut plus que 25pm et 100μm plus loin il est réduit à 10pm. Une deuxième expérience avec un anneau moins chauffé (seulement 80pm de décalage initial) montre une diminution similaire de l'impact thermique avec la distance.

Ainsi à 50  $\mu\text{m}$  de distance de l'élément chauffant, la diaphonie (perçue par le décalage de la résonance) s'élève à moins de 10 % de la valeur initiale. Comme règle de sécurité nous avons choisi de rester à au moins 50  $\mu\text{m}$  de distance, pour rester dans la plage d'écart à la longueur d'onde optimale qui ne soit pas pénalisante. Dans l'idéal, il faudrait pouvoir rester à plus de 100  $\mu\text{m}$  du plus proche anneau, mais nous avons aussi à considérer l'empreinte totale et les pertes de propagation induites par cette distance de sécurité d'où le besoin de diminuer cette longueur. Dans un switch WDM, il faut à la fois minimiser la longueur de guide parcourue et écarter les anneaux les uns des autres car ils sont accordés à des longueurs d'ondes différentes. La solution que nous prônons est une nouvelle architecture qui rassemble par groupe les anneaux accordés sur la même longueur d'onde pour pouvoir les rapprocher au maximum et ainsi gagner de la place (cf. Chapitre IV).

### 1.2.3 *Etat de l'art des switches photoniques*

L'avenir de la photonique sur silicium se trouve au plus proche des composants électroniques [29], jusqu'à aller réaliser les interconnexions au sein même d'une puce afin de pallier les limitations liées aux pertes électriques dans les réseaux denses.

Lorsque se pose la question de créer un réseau sur puce connectant  $Y$  blocs entre eux, plusieurs approches sont possibles. Une première méthode consiste à connecter tous les blocs entre eux directement, mais le nombre de connections augmente très rapidement en  $Y$  au carré. L'idée vient donc de rassembler les blocs en des sous-groupes pour hiérarchiser les connections. On distingue les switches directs, qui lient les éléments entre eux des switches indirects qui relient les entrées de tous les éléments aux sorties de ces derniers. L'étape d'extraction de toutes les entrées (resp. sorties) est donc rajoutée pour ce deuxième groupe, d'où sa dénomination comme étant indirect.

On peut classer ces architectures en plusieurs catégories quand on s'intéresse aux communications entre CPUs et accès mémoires. Une première catégorie regroupe les réseaux en U utilisés pour relier un CPU à plusieurs accès mémoires en série par exemple [30], [31]. Les boucles dérivées des réseaux en U permettent à chaque nœud d'avoir accès à tout le réseau et sont ainsi plus utiles dans des applications « *core to core* » [32]–[35]. Il est possible d'utiliser le WDM pour augmenter le débit [36], [37], comme réalisé par le projet HUBEO [38] qui est basé sur 6 guides parallèles reliant 6 cœurs de calcul. Le principal inconvénient de ces architectures, c'est la longueur du chemin optique dans les cas désavantageux puisque le réseau consiste en une boucle passant par tous les nœuds.

Une autre catégorie regroupe les réseaux *mesh*, qui minimisent la distance à parcourir en introduisant cependant plus de croisements. On retrouve dans cette catégorie des architectures classiques telles que Benes [39], Omega [40] et Clos [41]. Ces architectures sont utilisées pour un plutôt petit nombre de nœuds à interconnecter.

Pour connecter plus de nœuds, les réseaux dits hiérarchiques créent des sous réseaux pour augmenter la taille du réseau final. Nous pouvons citer les architectures de type tore [42], Olympic [43], Firefly, Dragonfly [44]. Ces architectures sont souvent simulées, leur grande taille ne leur permettant pas d'être réalisées expérimentalement en entier.

Une des figures de mérite pour un switch est son débit total d'information qu'il peut gérer simultanément. Le débit par lien multiplié par le nombre de lien (éléments à connecter) donne le débit total maximal du switch. En pratique, certaines configurations du switch bloquent d'autres chemins d'accès et le débit réel d'information est réduit. Pour limiter ces effets, il est important de choisir des architectures non bloquantes, qui laissent passer n'importe quelle configuration de chemins d'accès.

La latence détermine le temps qu'il faut à l'information pour aller de l'élément A à l'élément B. Elle est déterminée par le temps de propagation de la lumière dans le switch, mais surtout par les temps de recombinaison du switch et la présence éventuelle de *buffers*, des espaces de stockage pour ne pas perdre les données en conflit avec le flux établi de données. La meilleure architecture est donc non bloquante avec des éléments qui se reconfigurent très rapidement (utilisant l'effet électro-optique).

L'objectif de la Table 2 est de donner un aperçu des switch effectivement réalisés en photonique sur silicium en se concentrant sur la taille et le temps de reconfiguration (résistance thermique & diode PN ou PIN) pour les départager.

Table 2. Liste des architectures de switches réalisés en fonction du nombre de port connectés et de la technologie de commutation

architecture	Taille	commutation	Publication
<b>Mach Zhennder Interféromètres</b>			
Benes	4x4	Diode	[45]
Switch et select	8x8	Résistance	[46]
Custom blocking	8x8	Diode	[47]
Benes	32x32	Diode	[48]
PILOSS	32x32	Résistance	[49]
BENES	64x64	Résistance	[50]
Benes	64x64	Diode	[51]
<b>Anneau résonant</b>			
Hitless	4x4	Résistance	[52]
Crossbar	48x8	Résistance	[53]
Switch & select	8x8	Résistance	[54]
Nstage planar	8x8	-	[55]
Crossbar DR	8x8	Résistance	[56]
Benes DR	4x4	Résistance	[57]
Crossbar DR	8x4	Résistance	[58]
Omega	8x8	Résistance	[59]
<b>MEMS</b>			
crossbar	50x50	/	[11]
crossbar	128x128	/	[12]

Ce qui ressort de ces réalisations, c'est que les MEMS sont ceux qui démontrent la plus grande connectivité. Néanmoins, ils comportent de nombreux écueils comme leur intégration incertaine dans un procédé de fabrication CMOS industriel notamment dus à leurs dimensions critiques et tenue mécanique. Les MZI peuvent comporter aussi une bonne connectivité mais ils comportent des longues portions de guide dopé (par rapport à un anneau) qui augmentent les pertes totales. Enfin les anneaux résonants présentent le moins de réalisations, car leur développement est aussi plus récent que pour les MZIs. Comme les réalisations avec des anneaux montrent peu d'exemples commercialisables, la littérature regorge de travaux plus théoriques sur les avantages des futurs switches commercialisés à bases d'anneaux résonants.

Ces types de travaux sont plus prospectifs et s'intéressent aux Network on Chip, aux architectures hyper-scale qui profitent des atouts de la photonique avec l'utilisation du WDM et des anneaux résonants. Ces travaux sont très largement issus de simulations avec des prototypes incluant au maximum des switch 2x2 ou 4x4 pour démontrer la faisabilité physique, souvent sous réserve d'une fabrication de meilleure qualité.

Une des premières applications envisagée est l'interconnexion des blocs mémoire vers un cœur de calcul à travers des architectures en forme de U [31]. Les architectures de liens WDM en boucle permettraient quant à elles d'interconnecter des centaines voire millier de cœurs avec des anneaux résonants en commutateurs élémentaires [33], [35].

Pour interconnecter des cœurs entre eux avec des switches indirects, le nombre de canaux WDM, le nombre d'anneaux et de ports interconnectés est simulé pour des architectures variées : Omega [40], Switch and Select [41], Crossbar [60], Clos [34], Lambda-router [61], Benes [62]. Il en ressort des chiffres impressionnant avec des centaines de canaux WDM, des débits totaux de plusieurs dizaines de Tb/s et des pertes relativement peu élevées. Nous discuterons de ces aspects dans le Chapitre V.

Nous avons repris dans ces travaux une démarche similaire à celle que l'on trouve dans la littérature : nous nous sommes concentrés sur un switch élémentaire 4x4 qui peut ensuite être utilisé pour simuler une architecture plus complexe. Dans la suite, nous porterons donc notre attention en particulier sur les switches élémentaires 4x4 basés sur des anneaux résonants comme un moyen d'aborder le vaste sujet des switches photoniques avant de revenir à des considérations de facteur d'échelle ou scalabilité du switch photonique.

## 1.3 Plan et objectif de thèse

Cette thèse s'inscrit dans la continuité logique de la thèse effectuée à STMicroelectronics par Jean Baptiste Quéléne sur les interconnexions optiques WDM point par point [5]. Dans cette étude, nous nous concentrons sur des interconnexions multiples basées sur les liens WDM à la longueur d'onde 1310 nm. La taille de ces liens peut s'élever jusqu'à quelques centimètres pour viser des applications multi-GPU sur un interposeur photonique. L'intégration de la source laser, la modulation ainsi que la réception de l'information n'ont pas fait l'objet de développement pour se concentrer uniquement sur la partie commutation optique.

Dans le **chapitre I**, le choix d'utiliser des liens à base d'anneaux a été justifié notamment en termes de compacité, de flexibilité du réseau qu'ils apportent et de faibles pertes optiques. Ces structures résonantes sont cependant très sensibles et il est important de bien comprendre les phénomènes physiques en jeu.

Nous décrivons dans le **chapitre II** plusieurs modèles de résonance de l'anneau, pour ensuite créer un modèle à la fois solvable analytiquement et suffisamment précis pour rendre compte des phénomènes mis en jeu. La validation de ce modèle est réalisée à l'aide de plusieurs tests faisant intervenir l'optique et l'électrique. Ce travail a permis de mieux appréhender l'anneau résonant et ses paramètres constitutifs pour parvenir à minimiser son impact sur un lien WDM.

Dans le **chapitre III**, nous avons soumis des idées d'améliorations possibles de ces résonateurs pour pallier à leurs défauts. Ces pistes d'amélioration ont été simulées, dessinées, fabriquées puis testées pour finalement les comparer aux résonateurs en anneaux de référence. L'une de ces améliorations est topologique. Il s'agit de cascader plusieurs résonateurs pour modifier la résonance finale. Cette

modification topologique implique des modifications de l'architecture qui n'est pas forcément adaptée.

Dans le **chapitre IV** est présentée une réflexion sur les architectures WDM basées sur des simples et doubles anneaux. Pour limiter les diaphonies thermiques, des commutations groupées par longueur d'onde sont proposées tout en garantissant une table de vérité simple d'usage. La manière de piloter chaque anneau est très importante dans les switches et nous démontrons en fin de chapitre un moyen transparent et non invasif de parvenir à faire la détection lumineuse nécessaire à une boucle de rétroaction.

Enfin dans le **chapitre V**, nous proposons une réponse à la question épineuse de la taille maximale d'un switch basé sur des anneaux résonants. A partir d'hypothèses maîtrisées, nous estimons le coût final d'une architecture WDM en fonction du débit, du nombre de ports et de liens WDM. Ces résultats viennent ensuite affirmer ou contredire les hypothèses prises en compte pour l'élaboration de l'architecture du switch dans le chapitre précédent. Nous clôturons cette étude par des conclusions et perspectives.

Ce travail est à prendre comme une investigation autour des anneaux résonants et leur application en grande densité dans des Network on Chip (NoC). C'est une vision plutôt physique des switches optiques qui masque la partie purement architecture et logicielle qui, à elle seule concentre beaucoup d'efforts de recherche. Pour aller plus loin sur ces aspects, la thèse de Marouan Kouissi est menée au LIPS en utilisant des switches à base de MZI.

## II. Modèle du résonateur en anneau

*« Le danger ce n'est pas ce que l'on ignore,  
c'est ce que l'on tient pour certain et qui ne  
l'est pas »*

**Mark Twain**

Les anneaux résonants sont des éléments très performants pour sélectionner une longueur d'onde précise mais en contrepartie, la place et la forme de leurs résonances sont aussi très sensibles à une variété de paramètres différents.

Partant d'une puissance laser en entrée et d'une sensibilité du récepteur à l'arrivée, le switch optique (composé d'anneaux résonants) possède un budget optique contraint (détaillé chapitre V). La minimisation des pertes optiques induites par l'anneau résonant conduit alors à une taille maximale du switch optique final. Une bonne prédiction de la forme de la résonance qu'aura physiquement l'anneau résonant dessiné, permet d'optimiser précisément cette dernière aux exigences du lien WDM (minimisation des pertes optiques et des diaphonies) et ainsi d'augmenter la taille du switch (cf. Chapitre V).

Plusieurs facteurs sont à prendre en compte pour modéliser correctement une résonance d'anneau avec des influences sur sa forme et sa position. La position est une information par ailleurs cruciale car les résonances étant fines, le moindre décalage peut compromettre la transmission de données. Parmi les sources de décalage de cette résonance, nous pouvons citer les variations de la géométrie et de la rugosité des guides d'onde, de la température, du dopage, ainsi que de la puissance optique traversant le circuit. Certaines perturbations sont statiques (géométrie, dopage, température ambiante) et d'autres varient dynamiquement (température locale et puissance optique).

Concrètement, nous cherchons dans ce chapitre à extraire les paramètres physiques d'un anneau résonant et à anticiper ses réactions lorsque soumis à une puissance, une température ou une tension donnée. Ce modèle comportemental est ensuite destiné à être intégré dans des simulations intégrant le comportement de tous les composants du système étudié. Il est important qu'il soit dit « compact », c'est-à-dire que la complexité mathématique et le temps de résolution soient faibles. C'est pourquoi, l'analyse ci-dessous utilise des hypothèses simplificatrices pour permettre une modélisation analytique, plutôt que de résoudre des équations différentielles couplées de Maxwell.

### 2.1 Simulation de la propagation guidée

Dans le cas d'un guide parfait, l'invariance de la géométrie du guide suivant la direction de propagation  $z$  permet d'exprimer le champ électrique  $\vec{E}$  et l'induction magnétique  $\vec{H}$  sous la forme :

$$\vec{A}(x,y,z) = \vec{A}(x,y).e^{i\beta z} \quad (1)$$

où  $\beta$  désigne la constante de propagation du mode guidé et  $\vec{A}$  représente le champ  $\vec{E}$  ou  $\vec{H}$ .

La composante du vecteur de Poynting  $P_z = \iint (E_x(x,y).H_y^*(x,y) - E_y(x,y).H_x^*(x,y)) dx dy$  donne la puissance transportée par le mode guidé. Les composantes du champ électrique et de l'induction magnétique sont normalisées par rapport à cette quantité, ce qui permet de décrire la propagation du mode dans une portion invariante par une amplitude constante et un terme de déphasage  $e^{i\beta z}$ .

Pour déterminer, les constantes de propagation des modes guidés, on utilise un outil de simulation appelé solveur de mode dont la méthode de calcul varie en fonction de la topologie du guide d'onde considéré. Dans le cas de guides d'onde planaire 1D appelé slab infini, la solution est analytique et pour un système multicouche, l'algorithme matriciel couplé à une recherche de valeurs propres permet d'obtenir la solution [64].

Dans le cas des guides 2D, la résolution des équations de Maxwell conduit à un système de 2 équations aux dérivées partielles [65] pour lequel, il n'y a pas de solution analytique. Les premières méthodes qui ont été développées comme la méthode de Marcatili [66] ou la méthode de l'indice effectif [67], effectuent un calcul approché par séparation des variables qui permet d'utiliser le formalisme du cas 1D. Ces méthodes sont applicables pour des guides d'ondes à faible contraste d'indices de réfraction et le profil du mode obtenu est scalaire.

La discrétisation par des schémas aux différences finies [68], éléments finis [69] ou spectrales [70] du système d'équations couplées permet d'effectuer le calcul dans le cas de guides d'onde à fort contraste d'indices de réfraction et d'obtenir le profil des différentes composantes du champ électrique et de l'induction magnétique des modes guidés.

Les paramètres utilisés pour la simulation sont les indices de réfraction des matériaux utilisés (Si, SiO<sub>2</sub> et Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) et les dimensions des guides d'onde (fixées par le Photonic Design Kit (PDK) qui comprend toutes les règles de dessin). La dépendance de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde ainsi qu'à la température que nous utilisons dans les simulations proviennent de [71].

Le calcul des modes guidés dans les courbures nécessite de discrétiser le système des 2 équations aux dérivées partielles couplées dans un système de coordonnées cylindrique [72] ou d'une anisotropie uniquement sur le tenseur de permittivité [73].

Le phénomène de pertes de radiation dans les guides courbes s'explique en utilisant une transformation conforme des systèmes de coordonnées pour se ramener au système de coordonnées cartésiennes. En négligeant les termes supérieurs à l'ordre 2, on peut montrer que le système d'équations aux dérivées partielles couplées décrivant la propagation du mode guidé est identique à celui du guide droit pour lequel l'indice de réfraction et la largeur du guide est une fonction variable du rayon [74], [75].

On peut constater sur la Figure 27 que le profil d'indice de réfraction augmente avec le rayon et devient supérieur à celui du cœur du guide d'onde. On est donc en présence de modes à fuites, ce qui veut dire qu'un guide courbe ne supporte pas de vrais modes guidés, mais uniquement des modes à fuites ou modes radiés.



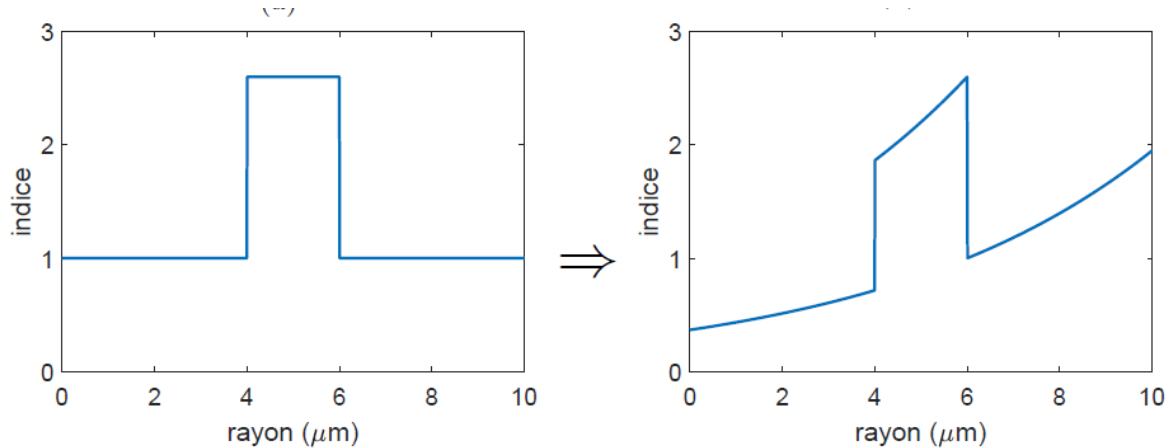


Figure 27. Profil d'indice de réfraction dans un guide courbe résultant de la transformation conforme (R. Orobitchouk).

Dans notre cas les rayons sont choisis suffisamment grands pour que la perte radiative induite soit peu importante. La variation d'indice effectif dans le guide courbé peut être compensée par une largeur modifiée pour que l'indice effectif du guide d'entrée soit égal à celui de l'anneau. Dans tout ce qui suit, le profil d'indice d'un guide courbe est assimilé à celui d'un guide droit, la différence se traduit par un léger décalage de la position absolue de la résonance. Ce n'est pas gênant dans notre cas car le procédé de fabrication influe beaucoup plus sur la position absolue de la résonance : ce modèle est utilisé pour les décalages de la résonance par rapport à la position initiale qui est quasiment imprévisible.

### 2.1.1 Modélisation analytique de l'anneau résonant

Le modèle comportemental de l'anneau résonant est destiné à être **utilisé intensivement dans les simulations système** du dernier chapitre. Dans ce cas, il n'est pas possible d'utiliser des résolutions complexes et coûteuses en temps : il devient nécessaire d'utiliser **des approximations pour rendre la résolution plus rapide**.

En considérant un coupleur directionnel comme un élément ponctuel transférant un certain taux de puissance d'un guide d'onde à un autre, l'équation constitutive d'un anneau résonant peut se dériver avec un formalisme matriciel (voir Annexe I). Dans ce paragraphe, les équations présentées sont dérivées de cette formulation matricielle et proviennent de la publication de référence de l'IMEC [76] sur les anneaux résonants. Ces considérations aboutissent à caractériser un anneau résonant par **plusieurs paramètres constitutifs** représentés dans la Table 3:

Table 3. Paramètres utilisés pour décrire le fonctionnement d'un anneau

Paramètre	Description	Valeur classique dans le Silicium 1310nm
$Q$	Coefficient de qualité	$\sim 10000$
$K$	Coefficient de couplage de puissance optique	1% - 10%
$l$	Coefficient de pertes optiques	$\sim 3000\text{dB/m}$ (résonance)
$ER_p$	Extinction ratio de la résonance sur le guide passant	$\sim 20\text{dB}$

Plus précisément, la cavité résonante peut être en fait caractérisée par uniquement **deux paramètres indépendants ( $K, l$ ) ou bien ( $Q, ER$ )**. Si un autre couple est choisi, il n'est pas garanti que tous les

couples de ce type existent. Par exemple, pour un  $K$  donné, seule une plage de valeur de  $Q$  est valide peu importe la valeur des pertes.

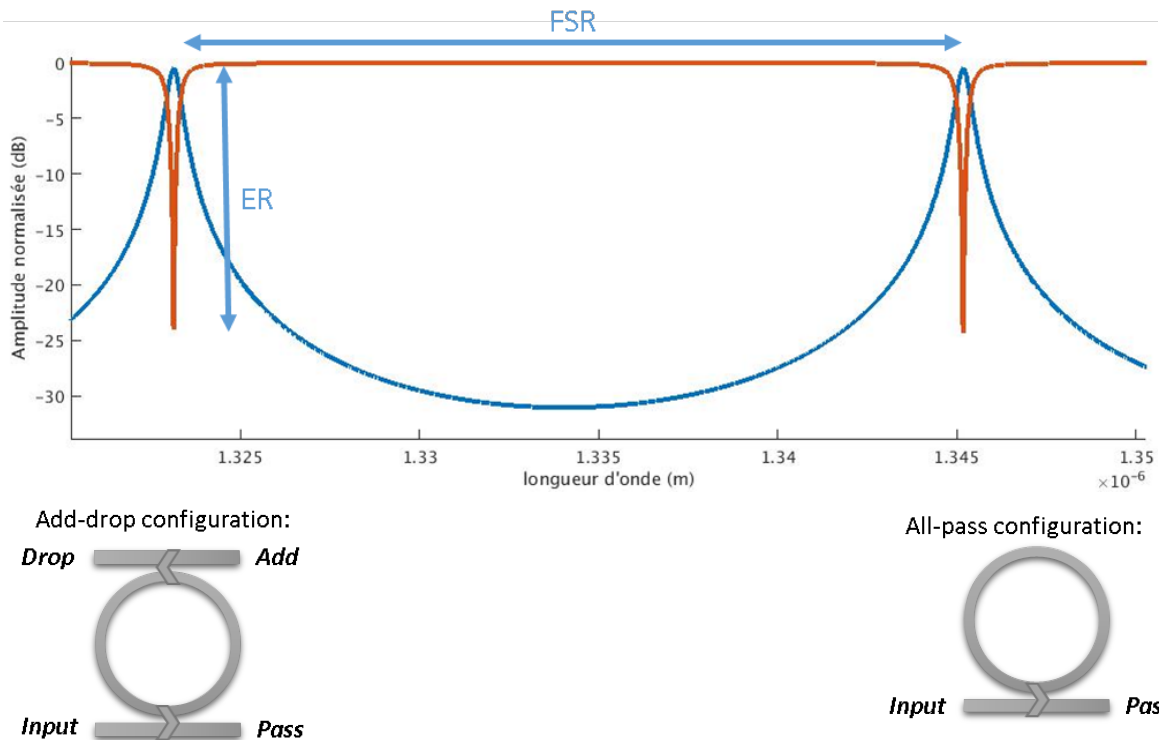


Figure 28. Evolution de la puissance lumineuse des sorties Pass et Drop normalisée à la puissance incidente d'un résonateur en anneau add-drop en fonction de la longueur d'onde, avec la partie Drop en bleu et la partie Pass en orange. Le FWHM (Full Width Half Maximum) est calculé en prenant l'écart entre les points de la résonance qui se trouvent à la moitié du maximum de la courbe de résonance (possible pour les deux configurations d'anneau résonant).

En pratique nous voulons utiliser un modèle prédictif pour prévoir des résonances qui aient bien la forme voulue une fois la fabrication terminée. Sauf qu'il est très compliqué d'anticiper les pertes dans l'anneau résonant ainsi que ses couplages optiques qui dépendent beaucoup de la technologie de fabrication. La meilleure solution consiste à utiliser le dernier masque fabriqué et espérer que le procédé n'ait pas trop changé. Sur chaque masque photonique produit, des structures de test de couplage permet de remonter aux valeurs de couplage en fonction de l'écartement des guides d'onde. Pour connaître les pertes totales dans l'anneau résonant (qui sont différentes de celles d'un guide courbé de même rayon de courbure parce qu'elles intègrent également les fractions d'énergie découplées par les guides d'accès Input ou Drop), il faut extraire des résonances optiques le couple ( $Q$ ,  $ER$ ) et en connaissant  $K$ , en déduire les pertes  $\alpha$ . De la connaissance de ces pertes, nous en déduisons ensuite quel couplage utiliser sur le nouveau masque pour avoir les performances voulues, en supposant une fabrication identique.

Pour extraire le couple ( $Q$ ,  $ER$ ) nous nous servons d'un scan en longueur d'onde de la résonance, avec un pas typique de 1-2 pm. La mesure de  $ER$  est directe il suffit de lire le taux d'extinction maximal du signal. Pour connaître le coefficient de qualité  $Q$  il faut diviser la longueur d'onde par la largeur à -3dB de la résonance du *pass* couramment appelée *Full Width at Half Maximum* (FWHM).

$$Q = \frac{\lambda_{res}}{FWHM} \quad (2)$$

Le coefficient de qualité  $Q$  est le **nombre d'oscillations des champs dans la cavité avant une atténuation de  $1/e$** . C'est une mesure pratique qui décrit la forme de la résonance : plus  $Q$  est grand et plus la sélectivité de la résonance est importante.

Sur les spectres en longueur d'onde des résonances, nous disposons de toutes les informations pour relever le couple  $(Q, ER)$  et ensuite connaître les pertes en connaissant le couplage.

Cependant, si à chaque couple  $(K, \alpha)$  correspond un seul comportement de résonance, soit un couple  $(Q, ER)$ , la réciprocity n'est pas vraie : pour un couple  $(Q, ER)$ , il existe deux couples  $(K, \alpha)$ , soit deux anneaux résonants différents. Le vrai couple se détermine en sachant si l'anneau résonant est sur-couplé ou sous-couplé: c'est-à-dire que les pertes sont inférieures au couplage optique ( $a > r$ ) ou bien supérieures ( $a < r$ ) dans les équations suivantes [76]

$$K = 1 - r^2 \quad : \text{coefficient de couplage de la puissance optique} \quad (3)$$

$$a^2 = \exp(-\alpha L) \quad : \text{coefficient de pertes optiques} \quad (4)$$

$L$  est la longueur efficace de l'anneau (sa circonférence) et  $a$  et  $r$  (ou  $r_1$  et  $r_2$ ) sont respectivement les pertes et les transmissions optiques dans l'anneau résonant *all-pass* (ou *add-drop*) dont la valeur est proche mais inférieure à 1. Les équations suivantes sont tirées de la publication [76] et expriment le coefficient de qualité de la résonance  $Q$  ainsi que les profondeurs de résonances du guide *pass*  $ER_p$  et du guide *drop*  $ER_d$  en fonction des pertes optiques  $a$  et des coefficients de couplage des champs électromagnétiques ( $r_1$  et  $r_2$  pour la configuration *add-drop* et  $r$  pour la configuration *all-pass*).

#### **Add-drop configuration:**

$$Q = \frac{\pi L n_g}{\lambda_{res}} * \frac{\sqrt{r_1 r_2 a}}{1 - r_1 r_2 a} \quad (5)$$

$$ER_d = \frac{(1 - r_1^2)(1 - r_2^2)a}{(1 - r_1 r_2 a)^2} \quad (6)$$

$$ER_p = \frac{(r_2 a - r_1)^2}{(1 - r_1 r_2 a)^2} \quad (7)$$

#### **All-pass configuration:**

$$Q = \frac{\pi L n_g}{\lambda_{res}} * \frac{\sqrt{ra}}{1 - ra} \quad (8)$$

$$ER_p = \frac{(a - r)^2}{(1 - ra)^2} \quad (9)$$

$$n_g = n_{eff} - \lambda * \frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda} \quad (10)$$

Avec  $n_g$  l'indice de groupe de l'anneau résonant et  $n_{eff}$  son indice effectif.

Ces équations découlent d'un calcul approché (dispersion négligée grâce à la sélectivité de la résonance) où le résonateur en anneau est décrit par le facteur de couplage entre le guide d'onde d'entrée et l'anneau et le déphasage introduit par la propagation du mode guidé dans l'anneau, que nous détaillons en Annexe I. Pour les résoudre, il nous faut trouver l'indice effectif  $n_{eff}$  des guides utilisés et sa dépendance avec la tension et la température.

Nous nous plaçons dans le cas où l'anneau résonant peut être composé d'une jonction PN. Sous l'influence d'une tension  $V$ , la concentration de porteurs libres dans le silicium change. Schématiquement, la concentration des électrons  $\Delta N$  et des trous  $\Delta P$  dans la jonction PN varie à cause de la zone de déplétion qui s'élargie sous l'effet d'une tension inverse. En 1D, nous retrouvons l'expression sur les changements des concentrations de porteurs libres :

$$\Delta N = \Delta P = \sqrt{\frac{2\epsilon N_p N_n}{q(N_p + N_n)}} (V_{bi} - V) \quad (11)$$

Avec  $N_p$  la concentration de dopants dans la zone P et  $N_n$  la concentration de dopants dans la zone N.

Le changement d'indice de réfraction et de pertes optiques avec la variation du nombre de porteurs libres  $\Delta N$  et  $\Delta P$  autour de 1310nm est obtenu de manière classique avec la loi de Soref-Benett [77] :

$$\Delta n(\lambda) = -3,64e^{-10}\lambda^2 \Delta N - 3,51e^{-6}\lambda^2 \Delta P^{0,8} \quad (12)$$

$$\Delta \alpha(\lambda) = 3,52e^{-6}\lambda^2 \Delta N + 2,4e^{-6}\lambda^2 \Delta P \quad (13)$$

La dépendance de l'indice avec la température est développée un peu plus loin dans ce chapitre, nous nous contenterons ici de la relation classique du silicium volumique reportée par exemple dans [71]:

$$\Delta n(T) = 1,87e^{-4} * \Delta T \quad (14)$$

Lorsque combiné à la géométrie du guide d'onde, l'indice effectif est calculé avec sa dépendance à la tension de pilotage et la température. Le calcul peut être effectué avec des résultats similaires de manière analytique avec une approximation 2D ou 1D du guide d'onde [78] ou bien avec un logiciel commercial comme la suite Lumerical. Le modèle ainsi décrit (avec un indice effectif donné) appliqué à l'anneau résonant donne lieu à une résonance symétrique que nous avons déjà présenté Figure 27, dite lorentzienne, qui modélise le comportement général. En introduisant la dépendance de l'indice avec la température et la tension de pilotage, il est possible de rendre compte des efficacités de ces deux manières de décaler la résonance. Comme ordre de grandeur, nous pouvons citer une efficacité de 15 pm/V pour une diode PN et 60 pm/K pour la résistance thermique pour un FWHM typique de 100 pm. Des équations sur ER et Q, on note l'existence d'un point dit critique, où les pertes sont égales au couplage dans le cas all-pass ou bien  $r_2 a - r_1 = 0$  dans le cas *add-drop*. Dans cette configuration bien précise, il n'y a exactement aucune lumière qui continue dans le guide d'accès à la résonance, l'extinction de la résonance est maximale. C'est un point de fonctionnement très intéressant, à priori, car il permet d'avoir les contrastes de résonance les plus marqués.

Avec ce modèle, le couple  $(K, \alpha)$  est obtenu grâce aux structures de test pour les couplages et les pertes sont extraites avec les résonances des anneaux sur la plaque testée.

Une fois le couple  $(K, \alpha)$  déterminé, il est possible de concevoir les futurs résonateurs ayant le couple  $(Q, ER)$  voulu pour optimiser la forme de résonance lorentzienne pour un lien WDM donné, comme étant la résonance qui limite au plus les sources de diaphonies tout en veillant à ne pas avoir de pertes trop élevées.

Cependant, l'utilisation de ce modèle pose quelques problèmes en pratique : nous allons les introduire rapidement ici avant de les détailler plus loin. Nous remarquons par exemple que la forme de la résonance dépend de la puissance optique qui se couple dans l'anneau : cette dernière change de manière significative si l'anneau résonant voit en entrée 1  $\mu$ W ou 1 mW de puissance optique.

Nous verrons que la prise en compte des effets non linéaires agissant dans le silicium permet d'expliquer ces nouveaux éléments et notamment d'utiliser des pertes optiques plus réalistes dans les bilans de puissance du chapitre V.

### 2.1.2 Modélisation analytique des effets non linéaires

La modélisation des effets non linéaires dans des anneaux résonants formés de guides silicium a été étudiée depuis le début des années 90 et récemment résumé dans ce récent ouvrage [79]. Pour obtenir un formalisme compact et analytique, la solution complète du problème non linéaire, disponible dans ce dernier, est simplifiée. Nous avons développé un formalisme matriciel de la résolution fréquentielle linéaire [80] en incluant des termes de correction calculés à l'aide de la théorie des modes couplés *Coupled Mode Theory* (CMT) [81], [82]. Cela permet d'avoir une résolution analytique simplifiée, tout en gardant un modèle décrivant précisément les résonances sur une large bande spectrale. Les différentes composantes de la modélisation sont présentées ci-dessous :

#### ❖ Théorie des Modes Couplés CMT

Dans cette théorie, tout est basé sur des considérations temporelles en considérant l'énergie dans la cavité optique. L'intérêt de passer par cette variable est que la méthode est très générale et peut s'adapter à toute géométrie de cavité et de configuration. Cette approche est une forme approchée de la méthode matricielle [80] lorsqu'on réalise un développement de Taylor au premier ordre autour d'une résonance, dans le cas de faibles couplages optiques du guide d'onde vers la cavité.

Prenons l'expression du champ électrique dans le guide d'onde, en supposant que seule l'amplitude varie au cours du temps et non la répartition spatiale du champ :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = A(t) * \vec{E}_0(\vec{r}) * e^{-i\omega t} \quad (15)$$

Avec  $|A(t)|^2$  qui est l'énergie stockée dans tout le volume de l'anneau :

$$|A(t)|^2 = \iiint \frac{1}{2} \varepsilon(\vec{r}) \|\vec{E}(\vec{r}, t)\|^2 d\vec{r}^3 \quad (16)$$

Les équations qui suivent sont valables pour une cavité couplée à plusieurs guides potentiellement mais avec un seul qui couple de la lumière dans la cavité. L'amplitude d'un mode guidé dans un résonateur en anneau s'écrit dans le système temporel [81], [82]:

$$\frac{dA}{dt} = i(\omega - \omega_0)A - \frac{1}{\tau}A + \sqrt{\frac{2P_{in}}{\tau_1}} \quad (17)$$

où la pulsation  $\omega_0$  est la pulsation de résonance de la cavité et  $\omega$  est la pulsation du laser de puissance d'entrée  $P_{in}$ . Le temps caractéristique de la cavité  $\tau$  sert à exprimer l'inertie optique du système et  $\tau_1$  exprime lui le taux de couplage du guide vers l'anneau.

La mise en équation fait apparaître  $\tau$  qui prend en compte les temps caractéristiques de couplages  $\tau_i$  ainsi que de pertes linéaires  $\tau_{lin}$  et qui peut se relier au coefficient de qualité de la cavité :

$$\frac{1}{\tau} = \sum \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_{lin}} = \frac{\omega_0}{2Q} \quad (18)$$

Les puissances de sorties sont décrites par :

$$P_i = \frac{2 * |A|^2}{\tau_i} \quad (19)$$

Nous en venons finalement à résoudre en régime établi l'équation suivante :

$$0 = i(\omega - \omega_0)A - \frac{1}{\tau}A + \sqrt{\frac{2P_{in}}{\tau_1}} \quad (20)$$

La partie imaginaire de l'équation permet de gérer le décalage en fréquence et, par construction, elle s'annule quand l'énergie au sein de l'anneau est maximale. Pour une même valeur de coefficient de couplages et de pertes optiques, la valeur du coefficient de qualité varie par rapport à la méthode fréquentielle précédente, notamment à cause des déformations de la résonance à cause du développement de Taylor au sein de la CMT.

La valeur de A maximale peut ainsi être calculée :

$$|A|_{max} = \sqrt{\frac{2P_{in}}{\tau_1}} * \tau \quad (21)$$

#### ❖ CMT avec effets non linéaires

Les effets non linéaires observés dans les guides silicium en télécommunications proviennent des ordres supérieurs dans le développement de Taylor de la susceptibilité  $\chi$ . Les termes du second ordre ne sont pas présents dans le silicium car sa structure atomique cristalline est centro-symétrique. Les termes du troisième ordre sont séparés en deux types : un lié aux électrons et l'autre aux phonons optiques. Ce dernier type peut se voir comme des vibrations mécaniques du cristal et induit un gain de Raman mais ce dernier est négligeable dans les applications classiques en télécom (à la longueur d'onde de travail 1310nm). Finalement, les termes du troisième ordre provenant des électrons considérés dans ces travaux sont l'absorption à deux photons TPA (*Two Photons Absorption*) et l'effet *Kerr*. Ce dernier représente la dépendance de l'indice effectif avec l'intensité optique en ajoutant un terme du second ordre  $n_2$ .

Le TPA force des électrons à gagner assez d'énergie pour sauter de la bande de valence à celle de conduction. Ils retournent alors à leur état initial grâce à l'absorption des porteurs libres (Free Carrier Absorption FCA) en utilisant principalement les états de surface des guides [83], [84], ce qui engendre des pertes supplémentaires.

$$0 = -j(\omega_0 - \omega) * A - \frac{\omega_0}{2Q} A + \sqrt{\frac{2P_{in}}{\tau_1}} + \mathbf{NonLinéaire} \quad (22)$$

La modification de cette équation via l'introduction du TPA génère deux pertes supplémentaires avec des temps caractéristiques propres, les pertes liées à l'absorption des photons  $\tau_{TPA}$  ainsi que les pertes liées à l'absorption due aux porteurs libres générés  $\tau_{FCA}$ . L'expression du coefficient de qualité final se trouve modifié par ces deux nouvelles pertes[81], [82]:

$$\frac{\omega_0}{2Q} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{FCA}} + \frac{1}{\tau_{TPA}} \quad (23)$$

Table 4. Table des paramètres utilisés dans cette modélisation

Symbole	Quantité	Valeur
$c$	Vitesse de la lumière dans le vide	$3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
$\epsilon_0$	Permittivité	$8,85419 \cdot 10^{-12} \text{ m}^{-3} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^4 \cdot \text{A}^2$
$\epsilon_r$	Permittivité relative	11.4
$\hbar$	Constante de Planck	$1,054 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
$\beta_{TPA}$	Constante TPA	$9 \cdot 10^{-12} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$ [84]
$n_2$	Indice non linéaire (Kerr)	$4,4 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ [84]
$R_{eff}$	Ratio de volume effectif	0,7-0,9
$\sigma_i$	constante FCD	Dépend de $N_e$ [83]
$\sigma_r$	constante FCA	Dépend de $N_e$ [83]
$\tau_{FC}$	Temps de demi-vie des porteurs de charge	$\sim 1 \cdot 10^{-9} \text{ s}$ (depend de V)
$n$	Indice effectif	$\sim 2.7$
$K$	Coefficient de couplage de puissance optique	1%-20%
$V_{TPA}$	volume TPA	$\sim$ volume anneau
$v_{FCA}$	Ratio de volume FCA	$\sim 1$
$\omega$	Pulsation	$\sim 1^{\circ}15 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$
$N_e$	Nombre de porteurs de charges libres	Dépend de l'énergie dans l'anneau

Le système final sur A s'écrit, avec les notations de la Table 4:

$$\left[ \begin{array}{l} \frac{dA}{dt} = -i\Delta\omega A - \frac{\omega_0}{2Q} A - \frac{c*\sigma_r N_e}{n_0 2V_{FCA}} A - \frac{c^2 \beta_{TPA} |A|^2}{n_0^2 * 2V_{TPA}} A + \sqrt{\frac{2P_{in}}{\tau_1}} \end{array} \right. \quad (24)$$

$$\left[ \begin{array}{l} \Delta\omega = \omega_0 - \omega + \frac{\omega_0 * c * n_2 |A|^2}{n_0^2 * V_{TPA}} + \frac{\omega_0 * \sigma_i N_e}{n_0 V_{FCA}} \end{array} \right. \quad (25)$$

$$\left[ \begin{array}{l} \frac{dN_e}{dt} = -\frac{N_e}{\tau_{FC}} + \frac{1}{2} \frac{c^2 \beta_{TPA} |A|^4}{n_0^2 * h\omega * V_{TPA}} + \frac{c \alpha |A|^2}{n_0 * h\omega * R_{eff}} \end{array} \right. \quad (26)$$

Les équations décrivant les puissances thermiques associées aux pertes dans le résonateur sont les suivantes :

$$P_{TPA} = \frac{c^2 \beta_{TPA} |A|^4}{n_0^2 * V_{TPA}} \quad : \text{puissance thermique générée par la perte associée au TPA} \quad (27)$$

$$P_{FCA} = \frac{c * \sigma_r N_e}{n_0 V_{FCA}} |A|^2 \quad : \text{puissance thermique générée par la perte associée au FCA} \quad (28)$$

$$P_{lin} = \frac{c \alpha_{lin} |A|^2}{n_0 R_{eff}} \quad : \text{puissance thermique générée par l'absorption linéaire} \quad (29)$$

La puissance thermique globale est la somme des puissances dissipées par les effets non linéaires ainsi que linéaires :

$$P_{thermique} = P_{lin} + P_{FCA} + P_{TPA} \quad (30)$$

Nous verrons cependant par la suite que, pour les puissances optiques utilisées, c'est encore la puissance thermique due à l'absorption linéaire qui domine les autres puissances thermiques.

D'après [85], les expressions des volumes caractéristiques sont obtenus en intégrant sur tout l'espace (V) ou bien seulement sur le volume de Silicium de l'anneau (Si) :

$$R_{eff} = \frac{\iiint_V n(\vec{r})^2 \|\vec{E}(\vec{r})\|^2 dr^3}{\iiint_{Si} n_0^2 \|\vec{E}(\vec{r})\|^2 dr^3} \quad (31)$$

$$V_{FCA} = \frac{(\iiint_V n(\vec{r})^2 \|\vec{E}(\vec{r})\|^2 dr^3) (\iiint_{Si} N_e(\vec{r}) dr^3)}{\iiint_{Si} N_e(\vec{r}) n_0^2 \|\vec{E}(\vec{r})\|^2 dr^3} \quad (32)$$

$$V_{TPA} = \frac{(\iiint_V n(\vec{r})^2 \|\vec{E}(\vec{r})\|^2 dr^3)^2}{\iiint_{Si} n_0^4 \|\vec{E}(\vec{r})\|^4 dr^3} \quad (33)$$

Grace à des sommes de Riemann, les volumes sont ensuite calculés :  $V_{FCA}$  est très proche du volume de l'anneau tandis que  $V_{TPA}$  est un peu plus petit.

Les masses effectives  $m_i^*$  ainsi que les mobilités  $\mu_i$  des électrons et des trous sont calculées à partir d'équations classiques du semi-conducteur, reprises par exemple dans [15].

$\sigma_i$  et  $\sigma_r$  sont calculés avec un modèle de Drude comme suggéré par [12]. Ces valeurs servent à pondérer l'importance des effets non linéaires d'absorption ou de dispersion :

$$\sigma_i = \frac{-q^2 (1/m_e^* + 1/m_h^*)}{n_{eff} \omega_p^2 * 2\epsilon_0} < 0 \quad (34)$$



$$\sigma_r = \frac{q^3 (1/\mu_e m_e^* z + 1/\mu_h m_h^* z)}{n_{eff} \omega p^2 c^* \epsilon_0} > 0 \quad (35)$$

### ❖ Formalisme matriciel modifié

Le problème de la CMT telle que nous l'avons décrite plus haut, c'est que sa validité diminue à mesure que l'on s'éloigne de la résonance. Il en résulte que le calcul du coefficient de qualité est un peu faussé et cela perturbe les prédictions. Ce que nous proposons, c'est de passer par un formalisme linéaire (classique) matriciel valide pour toute longueur d'onde et de rajouter des termes correctifs issus de la CMT. Cela permet de garder un formalisme très simple et soluble simplement par un langage basique, tout en préservant la validité du modèle. En effet, plus on s'éloigne de la résonance, plus les termes correctifs sont faux mais plus ils se rapprochent d'une valeur nulle.

Des coupleurs parallèles  $i$ , (potentiellement à pertes) sont décrits par leur coefficient de couplage  $k_i$  et de transmission  $t_i$ . Les matrices  $M$  résolvent le champ électrique  $E$  en fonction de  $\delta, \gamma_i$  pour simplifier l'écriture.  $\delta$  représente la propagation de la lumière le long de la cavité de périphérie  $L$  et  $\gamma_i$  représente les pertes rencontrées dans la cavité  $i$ . Bien que la méthode soit générale, il est choisi de se concentrer sur 3 configurations qui nous sont utiles pour la suite () : *All-pass*, *Add-drop* et Double anneau. En configuration *All-pass*, l'anneau est couplé à un seul guide d'onde, cela permet la modulation de ce guide d'onde d'accès. L'*Add-drop* possède deux guides d'onde d'accès et l'anneau sert à orienter l'information d'un guide d'onde à l'autre. La version en double anneau présente deux cavités au lieu d'une, ce qui lui confère certaines propriétés que nous explorerons au chapitre III.

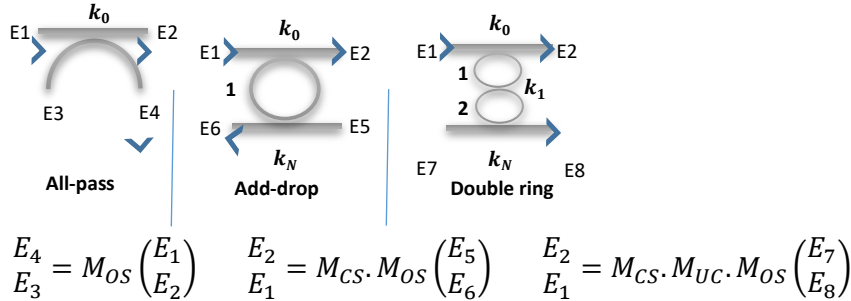


Figure 29. Les différentes configurations avec leurs matrices respectives pour calculer les champs électriques.

$$M_{OS} = \frac{1}{k_0} \begin{pmatrix} -(|k_0|^2 + |t_0|^2) \gamma_0^{1/4} e^{j\delta/4} & t_0^* \gamma_0^{1/4} e^{j\delta/4} \\ -t_0 \gamma_0^{-1/4} e^{-j\delta/4} & \gamma_0^{-1/4} e^{-j\delta/4} \end{pmatrix} \quad (36)$$

$$M_{CS} = \frac{1}{k_N} \begin{pmatrix} -(|k_N|^2 + |t_N|^2) \gamma_N^{1/4} e^{j\delta/4} & t_N^* \gamma_N^{-1/4} e^{-j\delta/4} \\ -t_N \gamma_N^{1/4} e^{j\delta/4} & \gamma_N^{-1/4} e^{-j\delta/4} \end{pmatrix} \quad (37)$$

$$M_{UC} = \frac{1}{k_1} \begin{pmatrix} -(|k_1|^2 + |t_1|^2) \gamma_1^{1/2} e^{j\delta/2} & t_1^* \\ -t_1 & \gamma_1^{-1/2} e^{-j\delta/2} \end{pmatrix} \quad (38)$$

Les équations mentionnées ci-dessus sont adaptées des travaux de [80] et font intervenir les termes de propagation de la lumière  $\gamma_i$  avec les informations sur les déphasages  $\delta$  qui créent la structure interférométrique

Le formalisme issu de la CMT est ensuite utilisé ici et les valeurs de  $(\delta, \gamma)$  sont modifiées avec toutes

les constantes qui sont exprimées dans la table Table 4.

$$\gamma = \exp\left(-n \frac{R_{eff}L}{c} \left(\frac{1}{\tau_{lin}} + \frac{1}{\tau_{FCA}} + \frac{1}{\tau_{TPA}}\right)\right) \quad (39)$$

$$\delta = \left(\omega - \frac{\omega \sigma_i N_e}{n v_{FCA}} - \frac{\omega c n_2 |A|^2}{n^2 V_{TPA}}\right) \frac{L}{c} \quad (40)$$

Avec les constants de temps ainsi que la génération des porteurs de charge  $N_e$  venant des équations suivantes [83], [84]:

$$\tau_{lin} = \frac{n_0 R_{eff}}{c \alpha} \quad (41)$$

$$\frac{1}{\tau_{FCA}} = \frac{c \sigma_r N_e}{2 n v_{FCA}} \quad (42)$$

$$\frac{1}{\tau_{TPA}} = \frac{c^2 \beta_{TPA} |A|^2}{2 n^2 V_{TPA}} \quad (43)$$

$$N_e = \tau_{FC} \left(1/2 \frac{c^2 \beta_{TPA} |A|^4}{n^2 \hbar \omega V_{TPA}} + \frac{2 c \alpha_i |A|^2}{n \hbar \omega R_{eff}}\right) \quad (44)$$

L'énergie  $|A|^2$  stockée dans l'anneau a été calculée en intégrant le champ électrique dans la cavité en supposant que le profil du mode ne varie pas avec les effets non linéaires :

$$|A|^2 = \frac{n^2 \epsilon_0}{2} \iiint \|E\|^2 \cdot dV \quad (45)$$

Tandis que le champ électrique est relié à la puissance optique par l'équation classique :

$$P = \iint (\vec{E} * \vec{H}) \cdot d\vec{S} \quad (46)$$

L'énergie optique contenue dans l'anneau résonant est à la fois un produit des équations utilisées pour les considérations d'auto échauffement en particulier et un paramètre servant à obtenir la grandeur  $N_e$ .

La résolution du problème se base sur des itérations successives (inférieur à 10 itérations) pour garantir que l'énergie obtenue comme résultat des équations est identique à celle fournie en paramètre d'entrée. Une fois l'énergie déterminée, tous les produits du système peuvent en être extraits.

Ces équations nous donnent des informations sur l'échauffement produit par le passage de la lumière dans l'anneau résonant. Pour parvenir à correctement modéliser l'impact de la puissance optique nous devons à présent étudier thermiquement le résonateur. Une fois cela réalisé nous pourrons correctement prédire la forme de la résonance en fonction de la puissance optique injectée dans les guides d'entrée du résonateur.

### 2.1.3 Auto échauffement de l'anneau résonant

Pour modéliser correctement le décalage de la résonance, il est important de prendre en compte les effets non linéaires, mais aussi l'augmentation de la température de l'anneau sous l'action de la puissance thermique que libèrent les pertes.

Soumis à une puissance volumique due aux absorptions créant des pertes optiques, l'anneau se met à chauffer. Il est difficile de mesurer l'échauffement du résonateur mais il est lié au décalage de la résonance qu'il est possible de récupérer sur avec un analyseur de réseau. Expérimentalement la plaque testée est installée sur le banc de test et est chauffée à une température donnée (340K) pour uniformiser le plus possible la température à l'intérieur de cette dernière. Nous avons modélisé cette expérience sous COMSOL en prenant en compte plusieurs éléments : un anneau, un guide d'onde, entourés de  $\text{SiO}_2$  et sur un substrat Si. La plaque réelle est composée de couches supplémentaires, principalement des lignes de métaux qui ont été négligées car elles sont à plus d'un micron de distance du résonateur. Tout comme dans les conditions expérimentales, la plaque est portée à une température initiale de 340K réglée par un thermostat.

Les épaisseurs de silicium qui nous concernent sont très fines et la conductivité thermique doit être corrigée [86]. Ainsi pour une couche infinie de silicium d'épaisseur 50 nm (épaisseur du slab de Silicium dans la configuration DRIB), la valeur de la conductivité thermique trouvée dans cet article est d'environ 35 W/m/K qui varie de manière conséquente par rapport au 148 W/m/K du silicium volumique. C'est donc cette valeur qui est rentrée dans les modèles thermiques utilisés dans ce travail.

L'élément utilisé pour chauffer l'anneau est ici la résistance chauffante du résonateur qui sert à aligner la résonance sur la longueur d'onde de fonctionnement. Nous utiliserons cet élément pour nous assurer de la pertinence du calcul numérique en comparant le décalage de la résonance obtenu en fonction de la puissance électrique fournie à la résistance expérimentalement et numériquement. La résistance thermique montrée sur la Figure 30 est constituée d'une bande de silicium fortement dopé  $n$  d'environ  $0.5 \mu\text{m}$  de large par  $1 \mu\text{m}$  de long entourée d'une zone dopée  $p$  pour assurer l'isolation. Deux contacts aux extrémités connectent la résistance et apportent un courant qui ne doit pas dépasser la dizaine de mA pour ne pas être destructif.

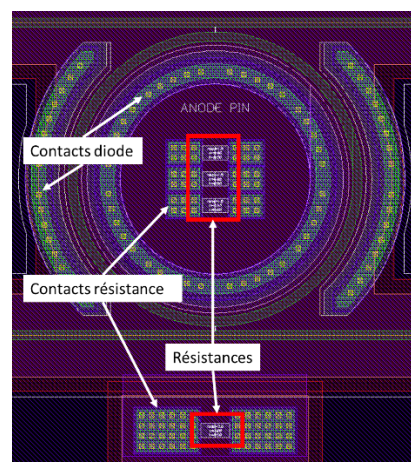


Figure 30. Vue layout explicite de l'implémentation des résistances et des contacts pour les diodes dans un anneau actif.

La modélisation prend en compte ces contacts ainsi que la bande de silicium conducteur. Toutes les surfaces externes sont isolées car entourées de  $\text{SiO}_2$  ou bien grâce à la constitution d'une diode inverse avec les différents dopages. Une étude préalable [87] permet de quantifier la conductivité  $\sigma$  d'une telle résistance en fonction des dopages et de la géométrie. La résistance est donc simplement constituée d'un nouveau matériau semblable au silicium avec une conductivité  $\sigma$  différente. Figure 31, le décalage de la résonance d'un résonateur de  $8 \mu\text{m}$  de rayon est exprimé en fonction de la puissance électrique fournie par une résistance électrique en silicium estimée à avec une résistance mesurée à 1.6 kOhm.

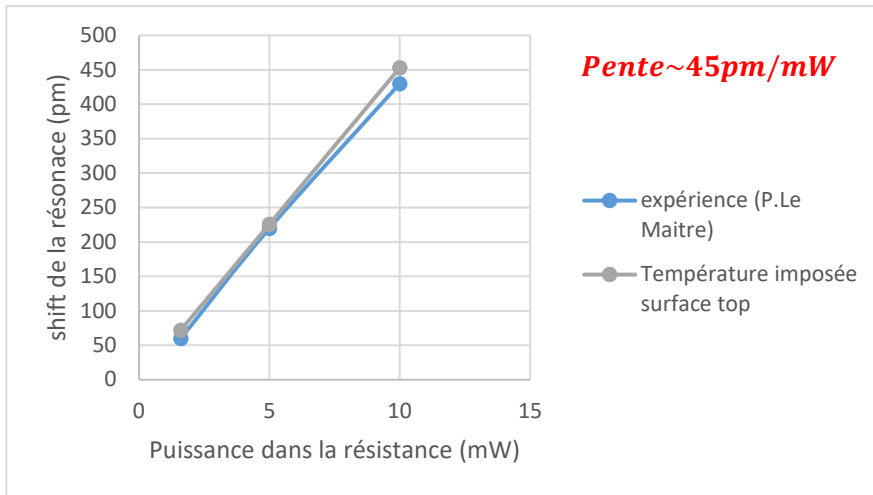


Figure 31 Evolution du décalage de la résonance d'un anneau de  $8\mu\text{m}$  de rayon en fonction de la puissance dans la résistance de  $1,6\text{ k}\Omega$  expérimentale (bleu) et obtenue par le modèle (gris).

La simulation de l'anneau résonant prend comme condition limite la surface supérieure et inférieure de la plaque comme étant imposée à  $340\text{K}$  (par l'air environnant). Nous observons expérimentalement un décalage de la résonance de l'anneau de près de  $45\text{pm}$  par milliwatt de puissance électrique injectée pour ce rayon de  $8\mu\text{m}$  (efficacité mesurée à  $49\text{ pm/mW}$ ).

Pour obtenir la valeur de décalage de la résonance numériquement nous avons utilisé l'équation (14) qui relie la température et le décalage de l'indice du silicium. Dans le guide de silicium ce décalage induit un changement de l'indice de réfraction qui en retour provoque un décalage de la résonance de  $62\text{pm/K}$  pour les anneaux utilisés ici. Cette information couplée à l'échauffement du résonateur par l'action de la chaufferette (calculé numériquement) nous donne la sensibilité de la résonance à la puissance électrique passant dans la résistance (calculé à  $45\text{pm/mW}$  ci-dessus). Outre la relation de proportionnalité entre la température et l'indice optique déjà explicitée équation (14), la publication [71] donne l'influence de la température sur la permittivité relative, au travers de la relation empirique suivante :

$$\varepsilon_r(T) = 11.4445 + 2.7739e^{-4} * T + 1.705e^{-6} * T^2 - 8.1347e^{-10} * T^3 \quad (47)$$

A ce stade, la puissance thermique fournie par la résistance est correctement modélisée en échauffement de l'anneau puis en décalage de résonance. Il reste à trouver quel est la valeur de l'auto échauffement de l'anneau résonant soumis à ses pertes optiques. Une puissance thermique est alors appliquée à l'intérieur de l'anneau pour modéliser l'absorption optique générant l'auto échauffement. Une tendance linéaire a été observée de la température en fonction de la puissance thermique dissipée dans cet anneau :

$$\Delta T[\text{K}] = 3.5 P_{th}[\text{mW}] \quad (48)$$

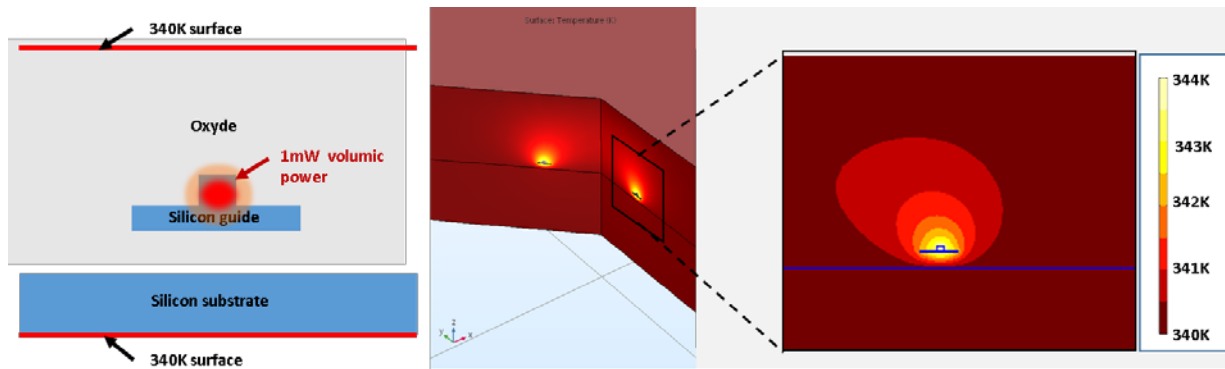


Figure 32. Simulation COMSOL d'un guide DRIB sur une plaque simplifiée comportant un substrat, un guide encapsulé dans une couche d'oxyde quasi infinie de  $10\ \mu\text{m}$  (les autres couches comme les niveaux de métallisation notamment ne sont pas simulés). Le silicium étant plus conducteur que la silice, tout le substrat silicium est littéralement imposé à 340 K par la condition limite. 1 mW de puissance thermique équivaut à 3.5 K d'échauffement thermique dans tout l'anneau résonant.

Figure 32, est représentée une vue en coupe de l'anneau encapsulé dans du  $\text{SiO}_2$  avec un substrat de silicium, soumis à une puissance thermique de 1 mW et l'augmentation de température qui en résulte, très concentrée autour du guide en silicium de l'anneau.

En intégrant ce modèle thermique dans le modèle analytique donnant l'expression des puissances thermiques générées, l'élévation de température de l'anneau est donc déduite et la résonance se déplace correctement en plus de se déformer avec les effets non linéaires, comme nous le verrons dans la partie résultat de ce chapitre. Il ne reste à présent plus qu'un effet majoritaire que nous allons traiter: il s'agit du « *backscattering* » soit la retro propagation de la lumière.

### 2.1.4 Problématique des doubles résonances

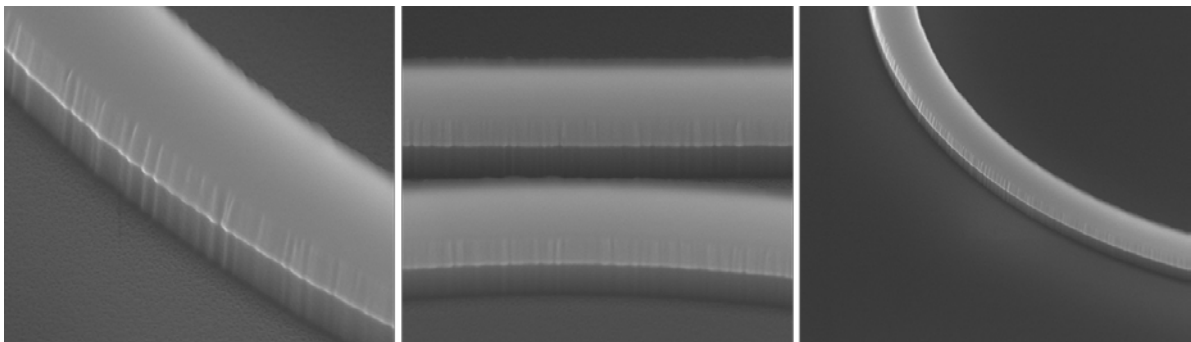


Figure 33. Rugosité sur les flancs dans un guide silicium et au niveau du couplage guide/anneau (CEA LETI). Les guides mesurent typiquement 350nm de large pour 310nm de hauteur.

La rétro propagation de la lumière, ou *backscattering*, est un phénomène présent dans les anneaux résonants et responsable notamment de dédoublement de pics. Il est dû à des conditions géométriques localisées (Figure 33) qui induisent des discontinuités d'indice effectif. Ainsi la zone de couplage avec le guide d'accès ainsi que la rugosité des flancs des guides sont des sources de *backscattering*. Cette partie du modèle a plus pour vocation d'expliquer les phénomènes liés au *backscattering* et leur impact sur la forme des résonances, que de les relier à des variations de profil géométriques précis. Afin de ne pas introduire trop de complexité et de pouvoir utiliser le modèle non

linéaire explicité précédemment, nous avons développé une approche originale qui suppose les propriétés suivantes. Toutes les contributions au backscattering sont modélisées par un simple réflecteur, selon une hypothèse classique [88]. Cette hypothèse vient de la propagation d'une onde optique dans un milieu multicouche, dans lequel chaque couche représente une portion du guide d'onde ayant une largeur uniforme. La variation de l'indice effectif localement peut ainsi être calculée et il est possible d'extraire un coefficient de transmission et de réflexion à chaque interface [89]. Comme les anneaux résonants ont une grande finesse (un coefficient de qualité élevé), nous pouvons considérer qu'une seule longueur d'onde peut se propager dans l'anneau. Le système de propagation multicouche s'en retrouve simplifié car le réflecteur peut à présent être unique pour tout l'anneau. Les coefficients de ce réflecteur équivalent sont finalement pris invariants par rapport au temps en négligeant la dispersion: le réflecteur devient un classique réflecteur avec une transmission et une réflexion constante positionné à un endroit quelconque de l'anneau. Autre hypothèse : le mode qui se retro propage est supposé garder la polarisation TE afin qu'un anneau simple n'admette qu'un seul mode horaire et un seul antihoraire qui ont le même indice effectif. Cela permet de traiter ces deux modes séparément, comme ils n'interagissent entre eux qu'à travers le réflecteur.

Il est donc possible d'imaginer un anneau que nous appellerons anneau dual, couplé à celui que nous avons physiquement et qui est le siège imaginaire du mode qui se retro propage (Figure 34). Cela permet d'utiliser le formalisme développé jusqu'ici et de considérer des effets non linéaires avec du backscattering dans un double anneau ou équivalent.

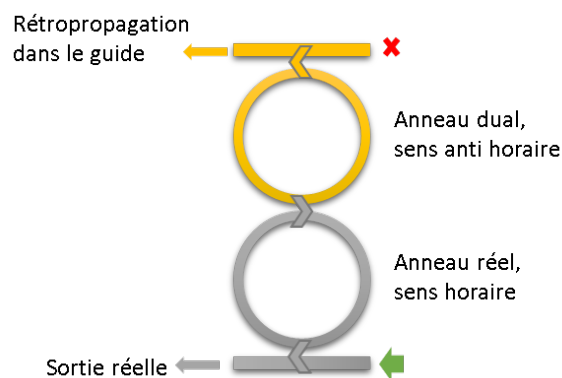


Figure 34. Schéma d'implémentation de l'anneau dual pour le backscattering.

L'anneau dual doit être pensé comme montré ci-après (Figure 35) pour le cas *add-drop* et double anneau pour conserver les mêmes déphasages entre les zones de couplage entre les deux modes considérés:

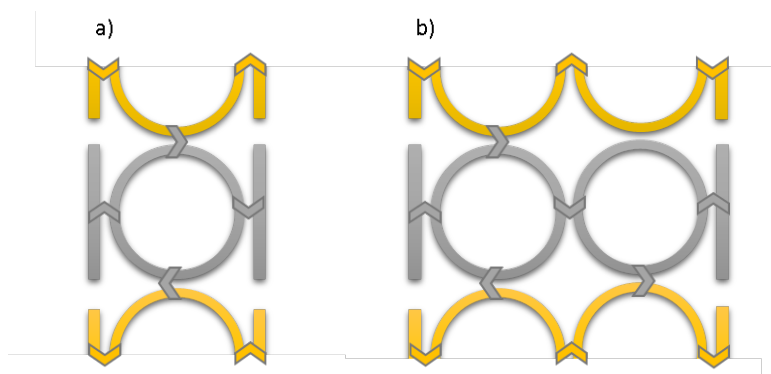


Figure 35. Implémentation de l'anneau dual pour des configurations plus complexes comme l'*add-drop* (a) et le double anneau (b).

Ce modèle permet de reproduire les doubles résonances ainsi que les différentes profondeurs de pic observées (Figure 36). Il est possible d'attribuer à un anneau testé, un coefficient de couplage backscattering qui correspond à la forme de ses résonances. Cependant, il ne nous est pas possible de vérifier l'extraction de ce paramètre (et donc la validité cette approche) étant donné que nous n'avons pas de données sur la rugosité réelle pour les anneaux testés : cela reste donc juste une manière originale que nous avons mise au point afin de comprendre les effets liés au backscattering.

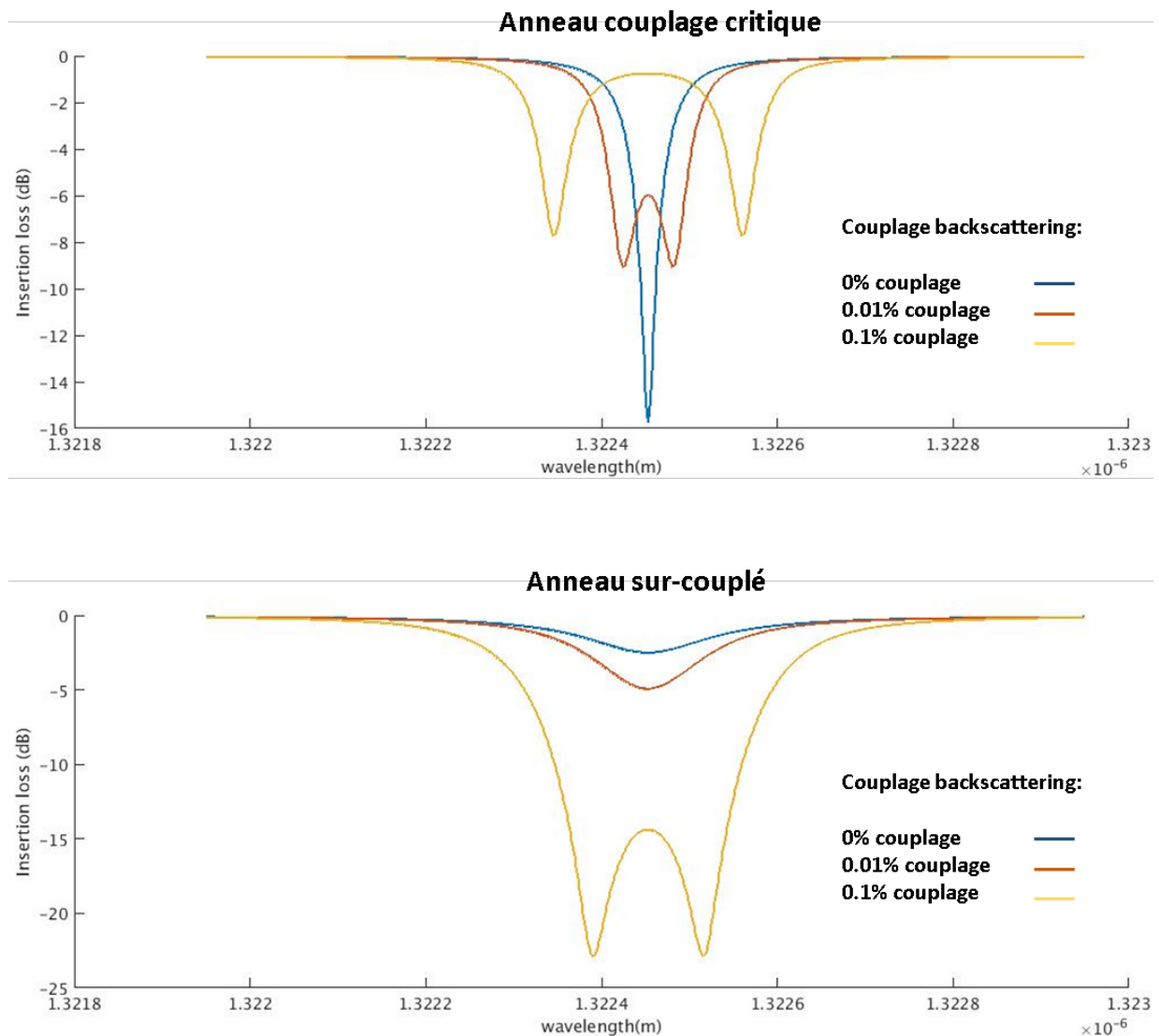


Figure 36. Evolution de la transmission en fonction de la longueur d'onde d'un résonateur en anneau au couplage critique (vue du dessus) et sur couplé (vue du dessous) pour différentes valeurs de couplage du backscattering. L'ajout de backscattering introduit des doubles résonances dans les deux cas mais pour un anneau sur couplé la résonance est plus profonde avec de la rétro-propagation (cela est dû au fait que le nouveau couplage critique de la cavité se rapproche de la valeur de couplage choisie).

Pour l'anneau résonant proche du couplage critique de la Figure 36, l'ajout de backscattering se traduit immédiatement par une apparition de doubles pics et une résonance dégradée. Par contre, si l'anneau résonant est sur-couplé, le backscattering améliore la résonance avant qu'elle ne se sépare en deux pics. En fait la rétro propagation modifie le temps de demi-vie au sein de l'anneau et la condition de couplage critique (temps caractéristique de perte égal à celui de couplage) est changée.

Potentiellement la rétro propagation peut donc décaler le couplage critique de la cavité de manière avantageuse.

Il est à noter que cette thématique était particulièrement vraie au début de la thèse, c'est pourquoi nous nous y sommes intéressés. Et puis, notamment avec la lithographie par immersion du dernier masque, ce phénomène a disparu, même pour des anneaux avec des rayons très faibles ( $3\mu\text{m}$ ). Une autre amélioration de la rugosité des guides a aussi été rendue possible en améliorant l'état de surface avec un recuit hydrogène spécifique (Figure 37 ci-dessous). C'est en soi un résultat assez important qui démontre l'utilité de développer ce genre de procédés, qui permet de négliger un effet qui complique fortement l'exploitation des résonances.

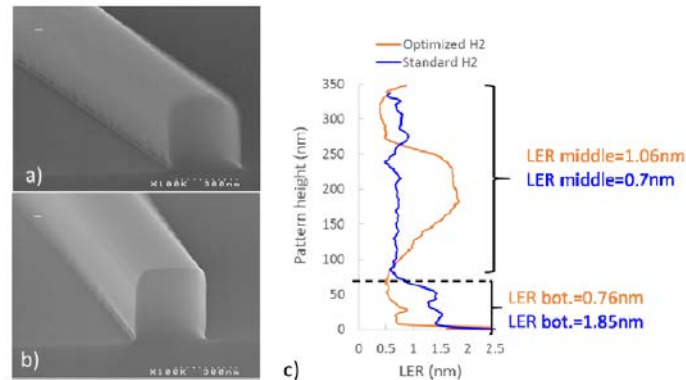


Figure 37. Diminution de la rugosité d'un guide STRIP entre le procédé standard (a) et un procédé incluant un recuit hydrogène optimisé (b) pour diminuer la rugosité calculée avec l'indice du Line Edge Roughness (LER) [90].

## 2.2 Vérifications expérimentales

Pour vérifier l'exactitude du modèle, plusieurs expériences différentes ont été menées que nous présentons ici. Les mesures ont été effectuées au CEA LETI avec un dispositif adapté aux mesures électriques et optiques, en statique. Une fibre optique amène le signal laser d'une source accordable autour de 1310 nm (Yenista Tunics T100S HP) vers un coupleur à réseau pour injecter de la lumière sur la plaque. Le testeur est un CT400 de Yenista qui fait l'acquisition du signal de sortie (après un deuxième coupleur à réseau vers une fibre optique pour le raccordement plaque/CT400) et du signal d'entrée pour la calibration. Après chargement d'une plaque sur le banc de test, un premier alignement manuel est nécessaire jusqu'à obtenir un signal de sortie. Un alignement plus fin est ensuite effectué grâce à des moteurs piézoélectriques dans les trois directions pour obtenir le maximum de lumière couplée dans le silicium. Les pointes de mesure électriques sont déportées au plus proche de la zone de test pour éviter les perturbations RF. Elles permettent d'appliquer des tensions de pilotage dans les anneaux résonants ou bien de détecter des signaux provenant des photodiodes. Pour les mesures de diagramme de l'œil, un ordinateur envoie la modulation électrique sur un modulateur MZI externe qui module le signal qui se propage ensuite via une fibre optique vers le dispositif à tester (Figure 38). Les différents appareils sont utilisables pour des puissances laser inférieures à 25 mW et un débit maximal de 50G. Les différents alignements nécessaires notamment de la fibre optique donnent une confiance relative en les valeurs absolues de pertes extraites des dispositifs. Par exemple, il n'est pas aisé d'extraire la perte d'insertion d'un anneau en configuration passante car elle est insignifiante lorsque prise sur un seul dispositif (par rapport à l'incertitude créée par le dispositif expérimental).



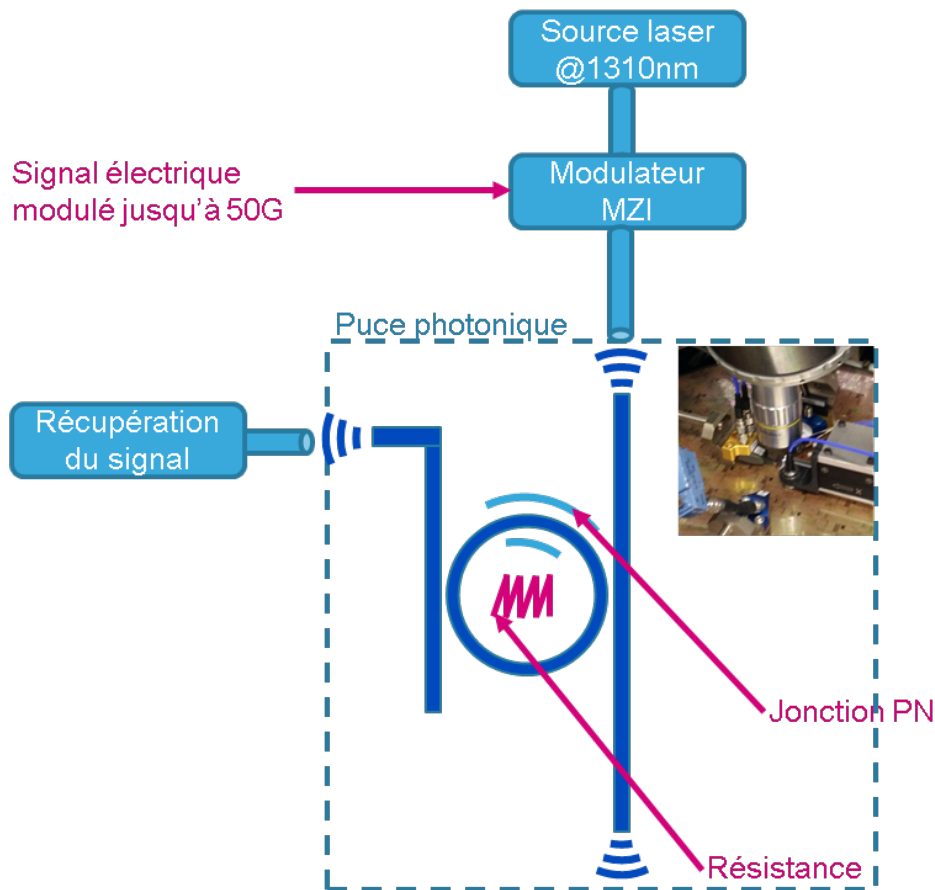


Figure 38. Schéma de l'installation du banc de test au CEA LETI (LIPS).

### 2.2.1 Pertes dans un guide d'onde silicium

Les pertes optiques non linéaires dans un guide d'onde droit sont calculées en tenant en compte du niveau de puissance optique présent dans le guide d'onde en utilisant les perturbations non linéaires considérées plus haut. Les mesures expérimentales de la figure 39 a) représentant l'évolution de la puissance en sortie de guides d'onde de différentes longueurs en fonction de la puissance injectée en entrée sont utilisées pour déterminer les valeurs des paramètres utilisés dans le modèle non-linéaire. On peut observer un phénomène de saturation de la puissance de sortie des guides d'onde RIB induit par les pertes non-linéaires. Nous voyons Figure 39 que pour des guides d'onde longs de plus d'un centimètre, la puissance obtenue en sortie ne peut dépasser les quelques milliwatts. Ces courbes sont ajustées par le modèle, en faisant varier les pertes linéaires ( $\alpha \sim 50 \text{ m}^{-1}$ ) et le temps de demi-vie des porteurs ( $\tau_{FC} \sim 9 \text{ ns}$ ) qui doivent être comparables pour toutes les longueurs de guide d'onde. Ce sont les deux seuls paramètres dont les valeurs dépendent fortement de la fabrication et sont donc durs à estimer a priori : il est nécessaire de les ajuster a posteriori. Le coefficient d'absorption à deux photons est pris constant car les longueurs d'onde considérées sont prises à quelques dizaines de nanomètres autour de 1310nm. Dans cette modélisation, nous négligeons la variation des paramètres utilisés avec les effets non linéaires, c'est pourquoi nous pouvons nous réduire à l'analyse à deux paramètres ( $\tau_{FC}, \alpha$ ). De ces courbes, est extraite la dépendance du niveau de perte réel dans le guide d'onde en fonction de la puissance optique injectée (Figure 39.b) pour retrouver les pertes finales expérimentales pour les trois longueurs testées (avec une puissance laser en continu). Ainsi à n'importe quel endroit du guide, le niveau de puissance optique atteint donne une valeur de perte optique associée. En

fractionnant le guide en de petites tranches ou la puissance optique est considérée invariante, il est possible de calculer les pertes optiques pour la longueur totale du guide.

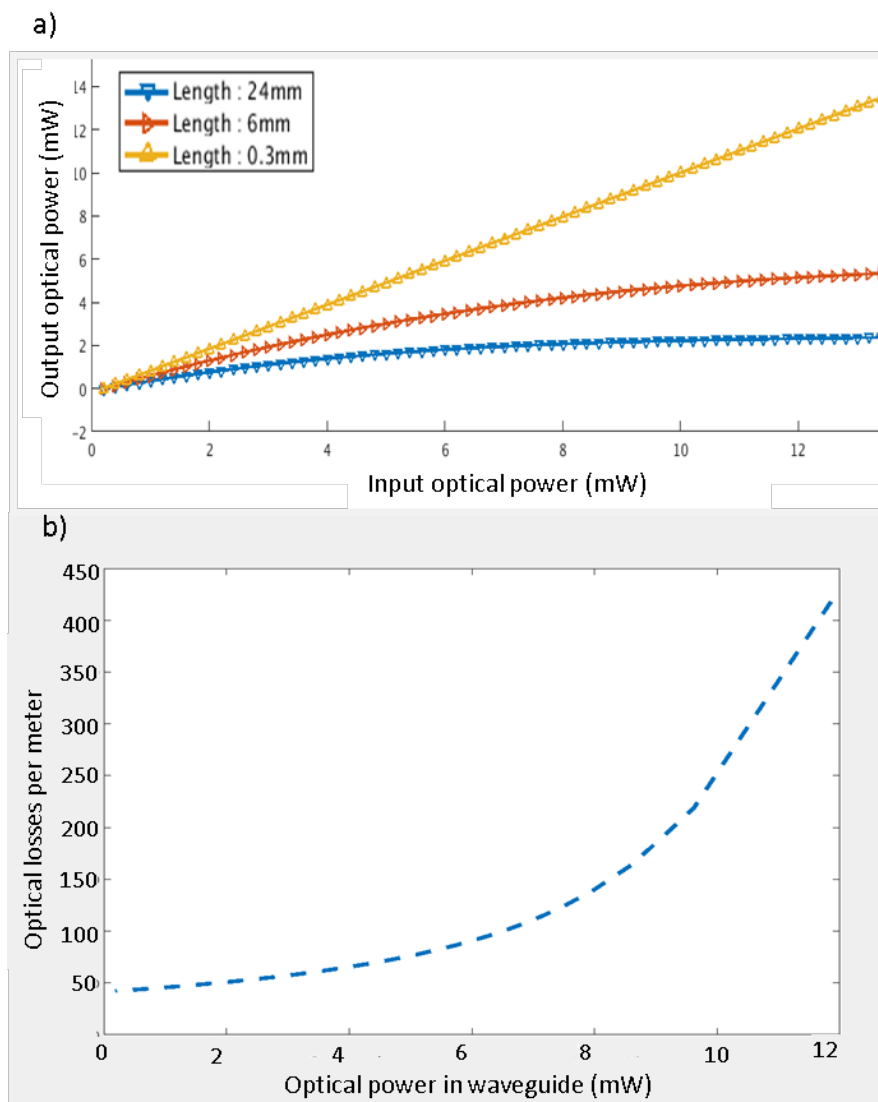


Figure 39. Puissance de sortie expérimentale dans des guides de différentes longueurs (a) en fonction de la puissance d'entrée pour 3 longueurs de guide d'onde différentes (0.3, 6 et 24 mm) et l'extraction de la valeur des pertes de propagation dans le guide d'onde en fonction de la puissance optique par comparaison du profil de puissance avec notre modèle analytique (b). Cette valeur de  $\alpha$  en  $[m^{-1}]$  est l'unité utilisée pour exprimer les pertes dans les équations de la partie 1 et est valide pour une portion infinitésimale de guide ou la puissance optique est prise invariante.

Il s'agit d'un résultat peu présenté dans la littérature et assez peu flatteur pour le guide silicium. Dans une thèse précédente [91], l'équipe a déjà montré que la forme du guide d'onde silicium avait un impact sur le niveau des pertes non linéaires (Figure 40).

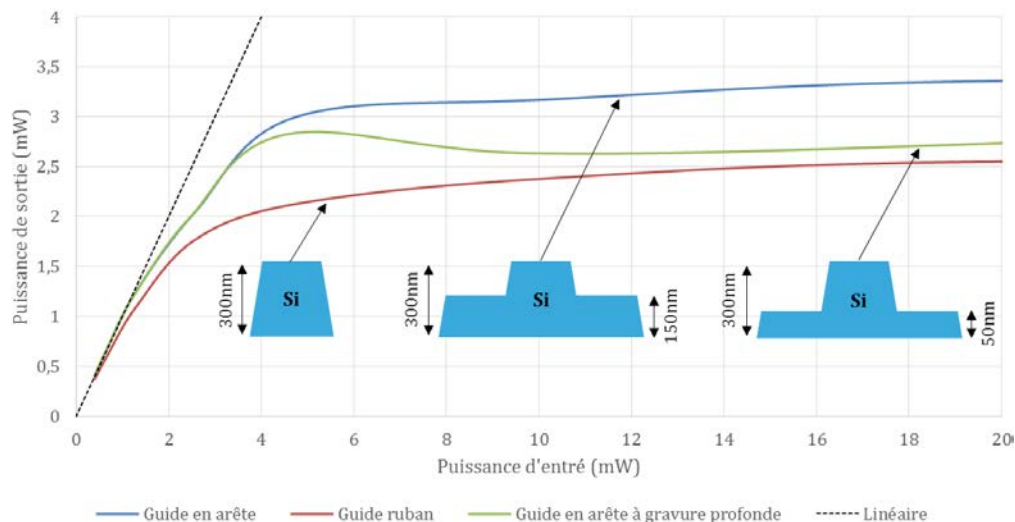


Figure 40. Impact de la forme des guide d'ondes sur le phénomène de saturation de la puissance optique en sortie [91] pour une distance identique. Nous retrouvons des plateaux de puissances différents en partie dû au fait que la pente à l'origine est différente : en effet les pertes d'un guide en arête (RIB) sont plus fortes que celles d'un guide ruban (STRIP). L'autre explication possible sur ces différents plateaux concerne les volumes effectifs des modes optiques qui diffèrent selon la géométrie et qui influent sur l'importance des effets dus aux TPA.

Un point qu'il faut mentionner ici est que l'utilisation des guides en nitrure de silicium a l'avantage de ne pas présenter de TPA et donc ces derniers peuvent être utilisés avantageusement pour guider l'information tout en conservant des pertes linéaires, indépendantes de la puissance optique.

## 2.2.2 Décalage de la résonance

Dans les parties précédentes nous avons explicité les puissances thermiques générées par les pertes optiques (linéaires ou bien provenant des effets non linéaires considérés). Nous avons aussi modélisé l'échauffement du résonateur étant soumis à une puissance thermique volumique dans le résonateur. Le décalage final de la résonance s'obtient en combinant ces calculs avec la sensibilité de l'indice optique du silicium avec la température. Ce décalage est observé expérimentalement lorsque la puissance du laser (continu) passe d'une valeur faible à une valeur plus élevée (quelques mW). Nous montrons ici que ces effets peuvent être compris comme des variations de pertes optiques dues notamment au TPA qui génèrent un échauffement conséquent du résonateur.

En prenant en compte les contributions thermiques avec les effets non linéaires, il est ainsi possible d'expliquer pour un anneau résonant donné le décalage de la résonance dû à la puissance optique, sur la Figure 41.

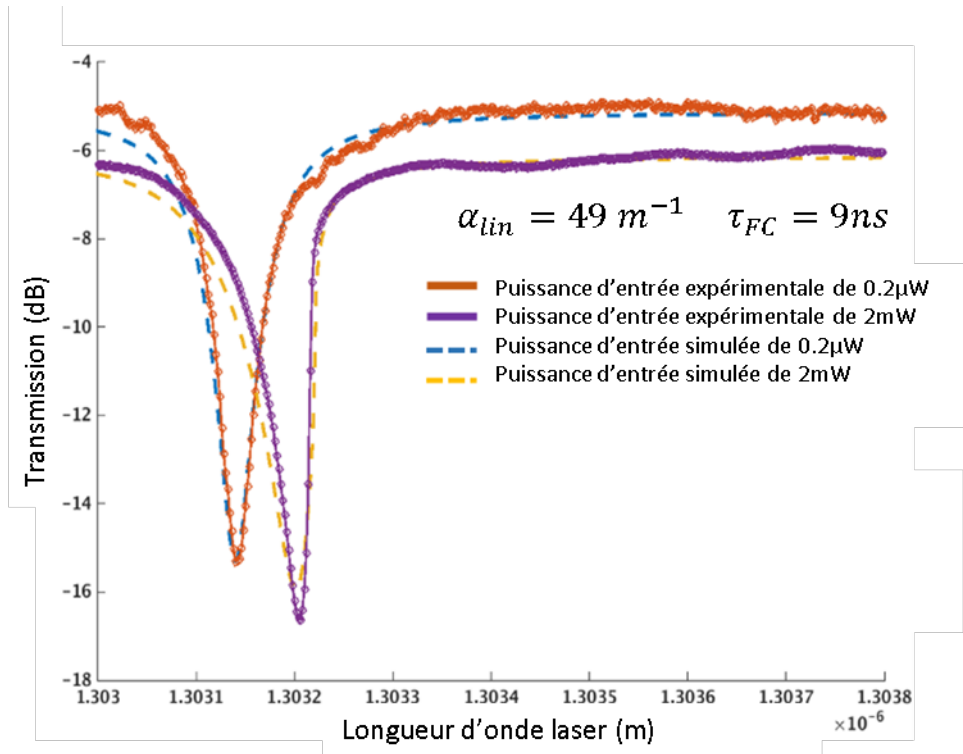


Figure 41. Décalage de la longueur de résonance avec la puissance d'entrée optique avec la modélisation des effets non linéaires et thermiques qui permettent de rendre compte de la réalité expérimentale. Les équations 36 à 40 sont utilisées avec les paramètres explicités dans la Table 4.

Les paramètres d'ajustement du modèle d'un anneau à l'autre sont les pertes de propagation linéaires ( $\alpha \sim 50 m^{-1}$  soit  $\alpha \sim 1.5 dB/cm$ ) dans l'anneau résonant et le temps de vie des porteurs de charge ( $\tau_{FC} \sim 9 ns$ ). Il est difficile d'harmoniser ces paramètres au niveau de la plaque entière car ils dépendent de la géométrie et du procédé de fabrication en général qui varie d'un anneau à l'autre. Les variations peuvent atteindre jusqu'à 10 % de la valeur de ces deux paramètres.

## 2.3 Exploitation du modèle

Les conséquences traitées ici affectent l'anneau résonant et l'optimisation de son comportement via la détermination de ses paramètres constitutifs. Les conséquences au niveau système que cela entraîne (notamment l'influence sur la taille maximale d'un switch avec anneaux résonants) sont discutées dans le Chapitre V.

### 2.3.1 Conclusion sur les paramètres constitutifs

Dans la phase de conception, en connaissant Q et ER et en ayant extrait les pertes lors de précédentes mesures, il est possible de déterminer quel coefficient de couplage est demandé pour obtenir la forme de résonance la plus intéressante. Le lien entre forme de la résonance et performances dynamiques est développé plus en détail dans le chapitre V. Nous verrons par exemple qu'il est complexe d'anticiper la forme de résonance voulue sans savoir quelle architecture de switch est choisie.

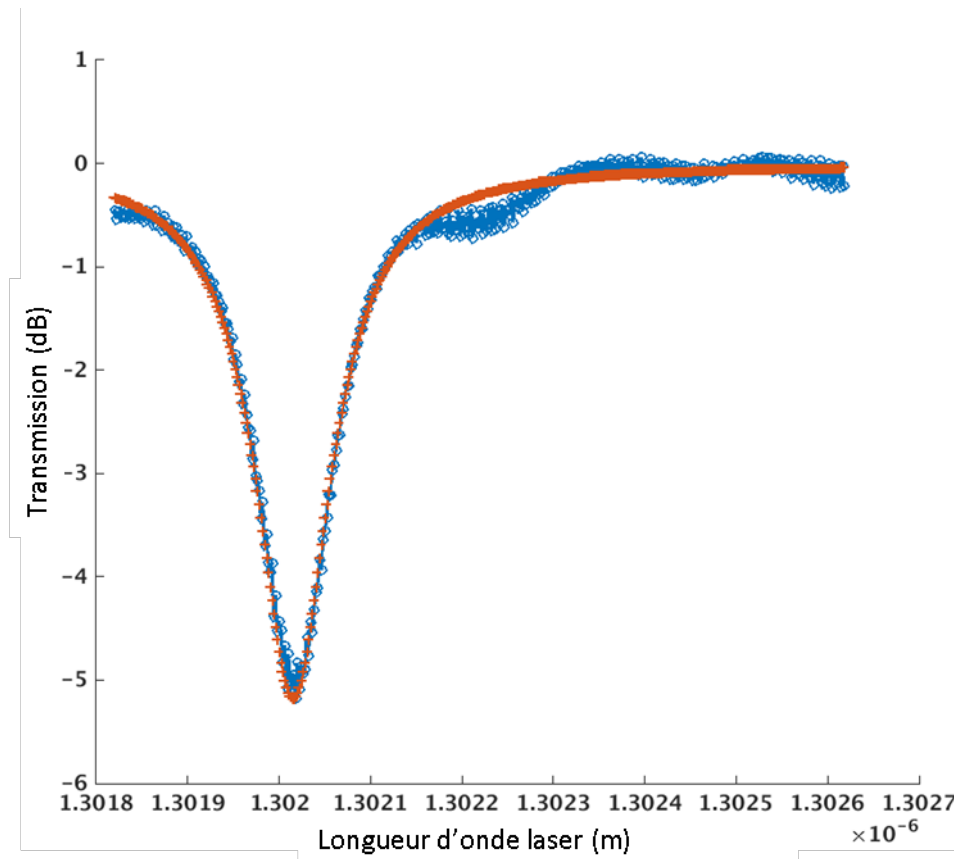


Figure 42 Ajustement des extremums de la courbe puis de son allure par la méthode des moindres carrés grâce au coefficient de qualité. La puissance en entrée est limitée à quelques microwatts pour assurer le caractère lorentzien de la courbe. Les oscillations visibles en dehors de la résonance sont des résonances parasites liées aux réflexions entre les deux coupleurs d'entrée et de sortie qui créent une cavité de Fabry-Perot. Ces interférences introduisent une incertitude sur la détermination des paramètres de la résonance (coefficient de qualité et extinction ratio)

L'extinction ratio  $ER$  est fixé grâce au minimum de la courbe puis plusieurs exécutions du script sont lancées pour des  $Q$  différents (Figure 42). Le coefficient de qualité  $Q$  qui minimise au sens des moindres carrés l'écart avec la courbe théorique, est choisi. Il est important de faire cette démarche avec une puissance la plus petite possible (quelques microwatts) pour être sûr d'être en régime linéaire, pour ne pas perturber la définition du coefficient de qualité.

Ce système nous donne deux couples ( $K, l$ ) soit deux anneaux résonants possibles. Il nous reste donc à discriminer lequel des deux anneaux résonants est celui que nous recherchons. Si nous ne possédons qu'une seule courbe (à faible puissance) de notre anneau résonant, il faut regarder les deux couples et choisir celui avec des pertes linéaires les plus proches d'un guide courbé. Par contre, si plusieurs courbes avec différentes tensions de pilotage sont disponibles, il existe un moyen facile pour distinguer les deux couples. En effet, selon que l'anneau résonant est sur-couplé ou sous-couplé, l'extinction ratio augmente ou diminue avec la tension. Il est ainsi possible de discerner à coup sur la configuration sur ou bien sous-couplé et ainsi les pertes de l'anneau résonant testé.

### 2.3.2 Importance de l'auto échauffement

L'utilisation du modèle permet de mieux appréhender les problématiques d'auto échauffement de l'anneau quand il est à la résonance. De manière générale, le coefficient de qualité de l'anneau est augmenté quand les pertes diminuent et lorsque le coefficient de couplage diminue. Comme vu dans le chapitre II, l'extinction ratio est maximal pour un certain rapport entre pertes et couplage : le couplage critique. Dans cette configuration, l'énergie est maximale dans le résonateur car il n'y a en théorie aucune lumière continuant dans le guide d'entrée. Si l'énergie est maximale, alors les effets non linéaires au couplage critique sont aussi importants : nous avons cherché dans ce paragraphe à montrer cet impact.

Lorsque nous simulons la réponse de l'anneau résonant avec ces mêmes paramètres (coefficient de couplage et de qualité) mais en prenant en compte les effets thermiques et non linéaires nous obtenons une carte dont l'allure varie peu avec la puissance optique d'entrée. En pointillés noirs ci-dessous, nous retrouvons la condition de couplage critique avec un décalage de la résonance avoisinant les 100 pm par mW de puissance injectée. Une vallée ou le décalage de la résonance est moins important est aussi identifiable peu importe la puissance injectée. Cette vallée n'existe pas lorsque nous ne considérons que des effets linéaires : dans ce cas, la différentielle de l'énergie dans l'anneau ne s'annule que dans la configuration de couplage critique. En rajoutant des termes correctifs non linéaires dans l'équation, la différentielle peut s'annuler pour d'autres rapports pertes/coefficient de couplage : d'où la présence de conditions de minimum locaux de l'énergie dans l'anneau (et du coup du décalage de la longueur d'onde).

Ci-dessous est extraite la carte de l'auto échauffement de l'anneau résonant en degré par mW de puissance optique (sur la légende en rouge) tandis que le décalage de la longueur d'onde est indiqué sur la légende en bleu. En utilisant la sensibilité de 60 pm/K due à l'approximation linéaire au sein de l'indice effectif, il est possible de retrouver le décalage thermique que la résonance est sensée avoir. Pour les configurations loin du couplage critique, ce décalage thermique est égal au décalage total précédemment simulé. Par contre, vers ce couplage critique, le décalage thermique trouvé est plus grand que le décalage total. Cela confirme la présence d'un échauffement dû aux effets non linéaires dont le décalage est contre balancé par l'apparition de la dispersion liée aux porteurs de charge (phénomène non thermique) qui est égal à la différence entre les deux décalages calculés, soit 20 pm/mW au maximum.

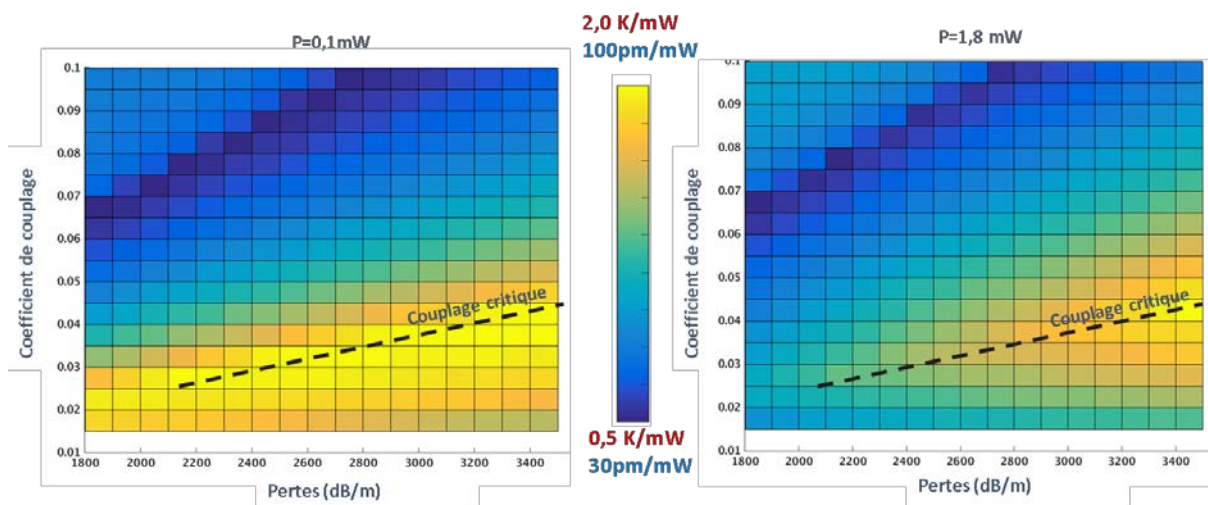


Figure 43 Indications sur l'auto-échauffement (légende en rouge) et le décalage de la résonance de l'anneau résonant (légende en bleu) pour deux puissances d'entrée 0,1 mW et 1,8 mW.

En conclusion, dans ces graphes nous observons que le couplage critique qui maximise l'énergie dans le résonateur, maximise aussi les pertes non linéaires et leur implication directe qui est l'auto échauffement de l'anneau (qui peut s'élever jusqu'à 2 K/mW). Ainsi, si les anneaux sont proches les uns des autres (distance < 50  $\mu\text{m}$ ), pour une puissance d'entrée de 10 mW il est possible de retrouver plusieurs degrés de diaphonie thermique sur les anneaux voisins de celui à la résonance.

## 2.4 Conclusion du chapitre

L'anneau résonant est une structure complexe malgré sa géométrie simple de par ses résonances à haut facteur de qualité qui entraînent en contrepartie une grande sensibilité à la géométrie, au dopage, ainsi qu'à la température. Partant de la nécessité d'extraire ses paramètres constitutifs à partir de résonances mesurées, nous en avons conclu que les effets non linéaires ne peuvent être négligés pour obtenir des pertes correctes. Après une présentation des différents modèles non linéaires, nous présentons une version cherchant à trouver un compromis entre simplicité de résolution et validité. Des considérations thermiques ont été ajoutées pour prendre en compte le décalage de la résonance avec la puissance thermique (découlant d'effets linéaires et non linéaires). Les effets liés au backscattering ont aussi été expliqués avant de se rendre compte que les améliorations de la technologie actuellement développée permettent dorénavant de ne plus considérer ces effets néfastes. L'altération du photo-courant de la jonction PN ou PIN avec la puissance optique a été étudiée et servira plus tard comme détecteur de lumière intégré.

Le modèle permet dorénavant de comprendre le décalage de la résonance avec la puissance optique ainsi que la distorsion de sa forme lorentzienne. Il a notamment permis de quantifier la quantité de chaleur générée par l'anneau à la résonance. Le couplage critique est identifié comme la configuration maximisant ces pertes non linéaires, car il maximise l'énergie dans le résonateur et ainsi les diaphonies thermiques perturbant les anneaux environnants s'en trouvent aussi maximisées.





### III. Composants élémentaires

« Notre ignorance n'est rien à côté de notre  
impuissance à mettre à profit ce que nous  
savons »

**Marion King Hubbert**

Après avoir décrit un modèle de l'anneau résonant, nous développons dans ce chapitre les composants élémentaires d'un switch photonique. La partie optique d'un switch photonique est composée de croisements, de commutateurs élémentaires (et éventuellement d'amplificateurs pour amplifier la puissance optique du signal qui ne sont pas étudiés dans ce travail). Les besoins de notre étude nous poussent à optimiser les résonateurs en anneaux pour des liens WDM pour les configurations passantes ainsi que résonantes. Outre des variations de paramètres constitutifs, d'autres types de cavités ont été explorées pour améliorer les performances de l'anneau résonant, à savoir les cavités multiples et les disques. Par ailleurs, le procédé de fabrication de STMicroelectronics permet d'inclure une couche de nitrure de silicium au-dessus des guides silicium qui est utilisée pour coupler la lumière en couplage latéral. Nous avons cherché à développer des solutions utilisant cette nouvelle possibilité de routage optique avec ces deux couches superposées de Silicium et de Nitrure de Silicium.

Ces investigations donnent lieu à des résultats intéressants pour compenser les désavantages de l'anneau résonant à savoir la distorsion de la bande spectrale et les instabilités des résonances.

#### 3.1 Introduction au design des composants

Le *layout* est la conception (ou *design*) couche par couche du démonstrateur à fabriquer : les couches étant les différents niveaux de silicium, nitrure de silicium ou de métaux déposés sur le substrat silicium. Il se compose d'éléments standardisés appelés PCELL (Figure 44). Chacun des designs est un assemblage de PCELL, soit un assemblage de boîtes noires paramétrables : des coupleurs, des guides d'onde, des anneaux résonants, des croisements, des lignes de métaux, des contacts. Pour chaque PCELL, une fenêtre graphique est créée pour pouvoir changer facilement les paramètres.

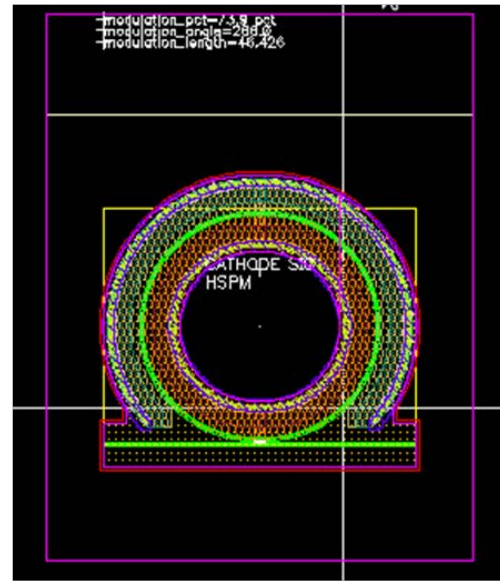
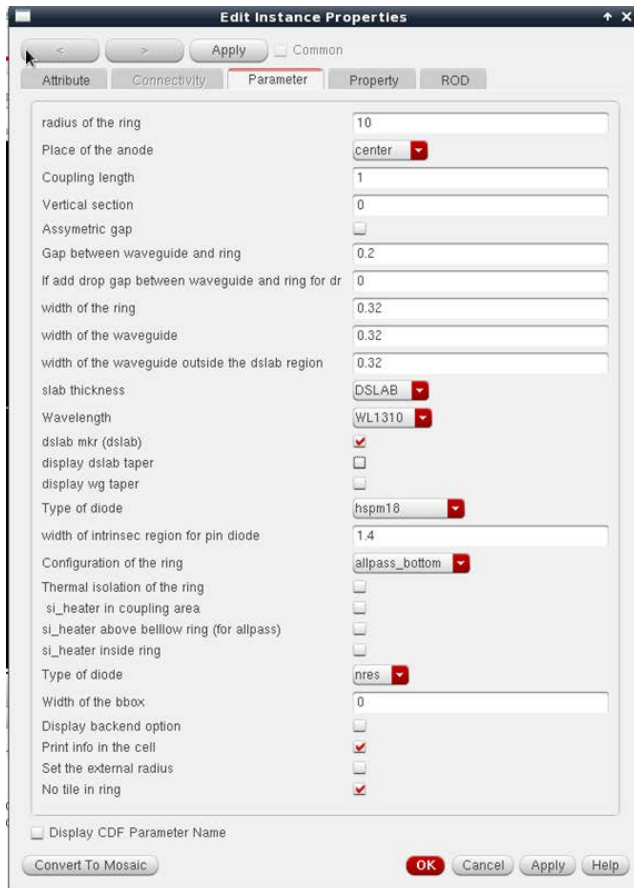


Figure 44. Exemple de PCELL pour un anneau résonant sur le masque AGLAE. Tous les paramètres sont à rentrer dans une interface graphique pour définir le type de résonateur et sa géométrie ainsi que la configuration de la diode.

Pour la PCELL de l'anneau résonant, les paramètres sont sa géométrie, ses éléments de pilotage thermique ou électrique et sa configuration (*all-pass*, *add-drop* ou *double*). Les PCELL sont agencées pour former un ensemble de cellules de test, possédant un coupleur en entrée et en sortie, destiné à être couplé avec une fibre optique une fois la plaque sur le banc de caractérisation.

Une fois le *layout* terminé il est inspecté pour vérifier sa compatibilité avec l'ensemble des règles de dessins comprise dans le DRM (*Design Rule Management*). Un design photonique étant bien moins dense qu'un design CMOS classique, il y a des écarts conséquents de densité dans chaque couche entre les zones « remplies » et les zones laissées vides. Le *tiling* est l'étape où chaque couche est remplie de petits carrés, les *dummies*, qui n'ont pour autre but que de garantir une densité homogène pour notamment une bonne tenue mécanique de la plaque de silicium. Une fois ceci effectué, la contribution est prête à être assemblée numériquement avec d'autres pour former une surface rectangulaire de quelques 400 mm<sup>2</sup>. De ces designs numériques, des masques (pour insoler/protéger certaines régions précises) sont fabriqués pour construire successivement par dépôt/gravure la puce photonique. Cette puce est ensuite photo répétée sur toute la plaque de 300 mm de diamètre en une quarantaine de puces qui sont censées être identiques, aux erreurs des procédés de fabrication près. Pour le test électrique/optique que nous effectuons dans cette thèse, la plaque entière est testée au moyen de fibres optiques et de pointes électriques, il n'y a pas de découpage à effectuer. Lorsque le prototype doit être embarqué dans une vraie application, la puce doit être découpée et encapsulée pour être fonctionnelle.

Deux contributions sur les masques R&D THETIS puis AGLAE ont été dessinés, fabriqués puis testés au cours de ces 3 ans. Le design a été exécuté sous *Virtuoso* (de la suite CADENCE) en technologie PIC50G

qui est la filière R&D commune entre le CEA LETI et ST. Le premier design sur le masque THETIS a été envoyé en fabrication au bout de 6 mois de thèse en juin 2017 et le second sur AGLAE en juin 2018. Ils totalisent 60 mm<sup>2</sup> de surface utilisant à la fois la couche de silicium et de nitrure de silicium pour le guidage et les 4 niveaux de métaux pour le pilotage actif et le contrôle en température.

La principale difficulté de la conception de l'anneau résonant est d'anticiper les coefficients de couplage qui vont être obtenus une fois la plaque réalisée. La simulation peut être utile mais au niveau de précision souhaité (au pourcentage de couplage près) ses résultats ne sont plus indicatifs. Ainsi, sur chaque masque sont dessinées des structures permettant de déterminer ces couplages guide/anneau en fonction de l'espacement entre les guides (*gap*) pour le prochain masque. Les changements de procédés de fabrication entre les masques viennent cependant perturber ces itérations, il y a donc une part de chance non négligeable de tomber plus ou moins loin du couplage espéré.

Table 5. Table des éléments désignés sur les deux contributions.

ELEMENT	THETIS 2017	AGLAE 2018
Simple anneau	8 (2 designs différents)	32 (25 designs différents)
Double anneau	12 (3 designs différents)	10 (8 designs différents)
Croisement Si	4 (1 design)	8 (8 designs différents)
Croisement Si/SiN	4 (1 design)	4 (4 designs différents)
Switch simple anneau	2 (2 types d'anneaux)	0
Switch double anneau	2 (2 types d'anneaux)	1
Switch Si/SiN simple anneau	1	0
Switch Si/SiN double anneau	1	0
Disques	0	10 (10 designs différents)
Résonateurs Si/SiN	0	20 (20 designs différents)

THETIS a été conçu dans le but de quantifier l'avantage produit par l'utilisation des doubles anneaux sur les simples anneaux dans le cadre des switches optiques. AGLAE, conçu sans les résultats du premier masque, se concentre sur les croisements et des résonateurs plus exploratoires notamment avec des disques et ceux utilisant la couche SiN. Les procédés et de fabrication sont légèrement différents entre les deux, notamment avec une lithographie par immersion sur les guides en silicium pour AGLAE qui permet une meilleure rugosité au final.

## 3.2 Résonateurs élémentaires : Investigation

Dans cette partie nous nous attachons à décrire l'exploration conduite autour des anneaux résonants. Ces résonateurs demandent une bande passante suffisante avec une bonne rejection des canaux WDM adjacents. Pour améliorer les performances de nos résonateurs, plusieurs paramètres sont explorés. Changer la topologie du résonateur en une cavité multiple ou bien en un disque amène aussi à des

résultats intéressants explorés par la suite. Enfin, l'utilisation de la couche de nitrure disponible pour créer des résonateurs hybride est discutée en fin de chapitre.

### 3.2.1 Changements de paramètres géométriques

Les paramètres géométriques considérés ici sont la présence d'un coupleur droit ou non, le rayon et la largeur des guides (la hauteur étant fixée par la fabrication). La plupart des anneaux présentés sont ronds, sans parties droites comme un stade pourrait avoir. Nous avons choisi cette approche car les couplages guide/anneau peuvent monter jusqu'à 20 % en rapprochant les guides suffisamment (> 80 nm d'écart) donc nous n'avons pas besoin d'augmenter la longueur de couplage pour obtenir les valeurs de couplage que nous voulons utiliser (inférieure à 20 %). Dans un stade il est important de bien gérer le recouvrement de mode optique entre les parties droites et courbes de l'anneau sous peine d'avoir des réflexions non voulues. Avec une structure en forme d'anneau, le mode est identique dans tout le résonateur mais il existe une différence d'indice effectif entre les parties droites et courbes qui peut être source de perturbation surtout si les rayons sont petits. Pour pallier à ces effets, la largeur de l'anneau a été adaptée pour obtenir le même indice effectif que le guide droit. Cependant nous n'avons observé aucune différence entre les résonateurs prenant en compte cet écart d'indice effectif et ceux avec des largeurs identiques entre guide et anneau, et ce même pour des rayons allant jusqu'à 3  $\mu\text{m}$ . Ces effets de perturbation dans les anneaux sont donc assez faibles et ne sont pas significatifs devant les variations dues aux procédés de fabrication.

Des anneaux ayant un rayon très faible de 3  $\mu\text{m}$  (contre 8  $\mu\text{m}$  classiquement) ont été mesurés sur AGLAE avec des résonances de bonne qualité, sans doubles pics ce qui dénote de la faible rétro-propagation du signal dans le résonateur. Ce sont majoritairement les changements technologiques (sans doute la lithographie par immersion) entre les deux contributions THETIS puis AGLAE qui ont permis d'obtenir la diminution de la rugosité et donc du rayon minimal possible pour les anneaux résonants. Avec un rayon de 3  $\mu\text{m}$  seulement, les résonances présentent désormais un FSR de plus de 20nm ce qui augmente le nombre de canaux WDM possibles (Figure 45). Ci-dessous nous voyons ainsi des anneaux à faible rayon (3  $\mu\text{m}$ ) en rouge qui ne présentent pas de dédoublement de résonance (phénomène classique pour ces faibles rayons) et avec un FSR plus grand que pour les résonateurs à rayon de 5  $\mu\text{m}$  (stade en vert et anneau en gris).

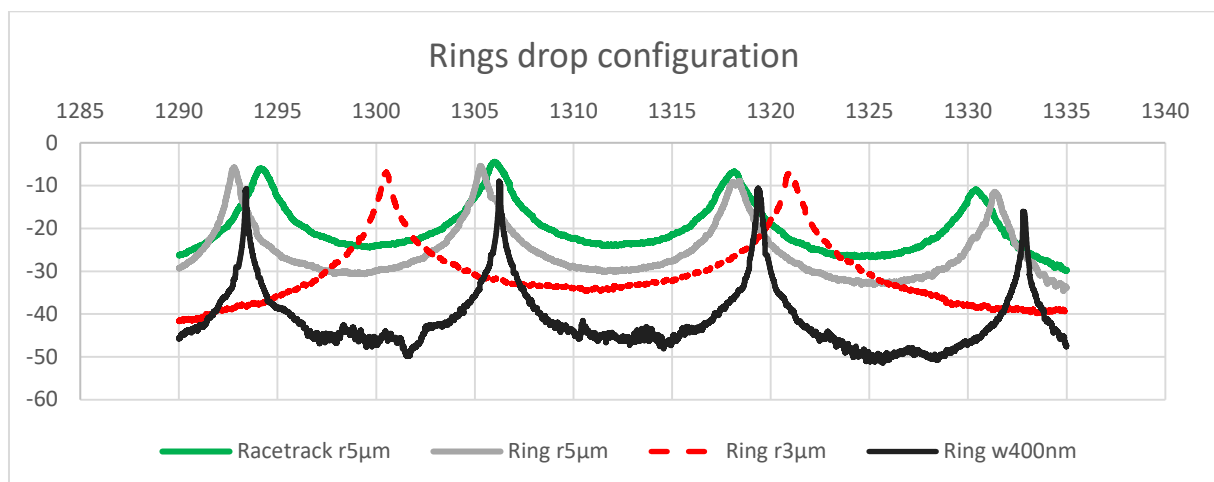


Figure 45. Différentes résonances pour des changements paramétriques : en vert un stade de 5  $\mu\text{m}$  de rayon, en gris l'anneau à 5  $\mu\text{m}$  et en rouge l'anneau à 3  $\mu\text{m}$  de rayon. L'anneau plus large (400 nm au lieu de 360 nm) est représenté en noir et possède un spectre de résonance différent car il possède le même gap que les anneaux précédents avec des guides plus larges (pour le même rayon de 5  $\mu\text{m}$ ).

Des guides plus larges (400 nm) ont aussi été testés pour introduire moins de pertes mais les couplages optimaux sont alors obtenus pour des valeurs de gap plus faibles, à la limite de la précision de la lithographie (< 100 nm). Dans les réalisations ci-dessus (anneaux et stades), ces coefficients de couplages ne sont pas ajustés et les résonances ne présentent pas le même couple ( $Q, ER$ ) que les autres. Cela s'explique par le fait que les coupleurs avec des guides larges (400 nm) n'avaient pas été testés sur les plaques précédentes et par conséquent la conception du couplage désiré à cette largeur a été hasardeuse. Il serait néanmoins intéressant de continuer cette approche pour élaborer des anneaux à guides plus larges avec un bon facteur de qualité en tirant profit des pertes plus faibles. Cela est d'autant plus possible qu'avec le procédé de lithographie par immersion, la limite de précision peut descendre en dessous de 80 nm.

### 3.2.2 Conservation de la densité spectrale

Dans cette partie, nous comparons les résonances de deux types de résonateurs : les simples et doubles anneaux (de type CROW), dans une configuration WDM donnée. Un double anneau (de type CROW) est un résonateur ayant une cavité formée de deux anneaux couplés l'un à l'autre (Figure 46). Il possède les mêmes attributs qu'un anneau, il est piloté par des jonctions PIN sur ses deux anneaux et possède des résistances au centre de ces derniers et également sur le bord des coupleurs avec les guides d'entrée. Ce type de résonateur permet de ne pas avoir une forme de résonance lorentzienne mais un peu « carrée » pour améliorer la qualité du signal [92]. Dans tout ce qui suit, nous comparerons ces résonateurs à distance intercanal fixée à 300GHz. Les simples et doubles anneaux ont ainsi été conçus pour avoir des niveaux de diaphonie similaires sur le canal WDM voisin. L'utilisation de ces résonateurs est donc prévue pour des applications identiques (liens WDM à espacement intercanal fixé) nous pouvons à présent comparer les formes de résonances de ces résonateurs.

L'intérêt des doubles anneaux pour des applications WDM a été prouvé par l'expérience en les pilotant thermiquement [93]–[95] ou bien par injection de courant [95], [96]. La robustesse du design sur toute la plaque [20] a aussi été prouvée sa supériorité face aux configurations simples anneaux. La publication [76] propose même des doubles anneaux actifs pour effacer des résonances en décalant les pics des deux anneaux ce qui peut être une piste intéressante pour limiter la diaphonie inter-canal. D'autres configurations incluant un guide entre les deux anneaux [97] ou bien un mélange entre MZI et doubles anneaux [98], [99] ou encore utilisant l'effet Vernier [100] ont été publiées de manière plus marginale. Leurs effets peuvent être intéressants, mais leur robustesse notamment lors de la réalisation avec un procédé industriel, reste encore à prouver.

La conclusion de ces études est que les doubles anneaux semblent meilleurs que les simples anneaux, mais qu'en est-il alors des triples anneaux ?

En fait il existe un optimum à trouver entre résonance d'ordre élevé (nombre d'anneaux dans le résonateur CROW) et stabilité du résonateur (reproductibilité, rendement). De plus, un problème avec ces ordres élevés réside dans les déphasages résiduels de chaque couplage dus aux super modes. Ces déphasages induisent des conditions de résonance différentes pour chaque anneau dans le résonateur multiple. Ainsi, sans même parler des écarts de fabrication, un résonateur multiple possède déjà des résonances parasites qui viennent dégrader le signal [101]. Un optimum est à trouver entre amélioration de la forme de la résonance tout en ne favorisant pas trop les effets parasites. Devant les déphasages parasites, les variations de procédés constatées et la majorité de configurations passantes dans une architecture; nous pensons que cet optimum de performance se trouve dans les résonateurs multiples à peu d'anneaux, comme les doubles anneaux par exemple.

Si cet optimum devait être réalisé pour un ordre impair de résonance, toutes les architectures utilisant des simples anneaux marcheraient car les sens de circulation sont identiques.

Par contre dans le cas où cet optimum est réalisé pour un ordre pair, les sens sont changés par rapports aux simples anneaux et les architectures classiques ne sont plus valides, à moins d'augmenter drastiquement le nombre de croisements et l'empreinte du switch. Notre approche développée dans le chapitre suivant se concentre sur les switches à doubles anneaux pour créer des architectures dédiées.

Pour caractériser totalement les performances entre simples et doubles anneaux, (mieux qu'une simple considération de pic de résonance) une mesure dynamique de diagramme de l'œil a été mise en place. Au montage expérimental précédent vient s'ajouter un ordinateur pour générer un signal électrique PRBS. Ce signal pilote un modulateur MZI externe qui module le laser d'entrée. Un oscilloscope de type DCA (Digital Communication Analyser) de Keysight (DCA-X 86100D) est utilisé en sortie pour analyser les diagrammes de l'œil et le rapport signal sur bruit SNR (Signal to Noise Ratio). Le synoptique du banc de caractérisation est illustré sur la Figure 46.



Figure 46. Schéma symbolique de la mesure par diagramme de l'œil : Un modulateur de Mach-Zehnder module la source laser et envoie le signal sur la plaque silicium avec un coupleur à réseau. Après être passé par le Device Under Test (DUT) le signal est recouplé dans une fibre optique, amplifié et détecté.

Le diagramme de l'œil du modulateur externe seul, et sa dépendance avec le débit a été mesuré, pour un ER constant de 5 dB (Figure 47). Les temps de transition sont de plus en plus pénalisants lorsque le débit augmente mais le diagramme à 50G est encore très ouvert.

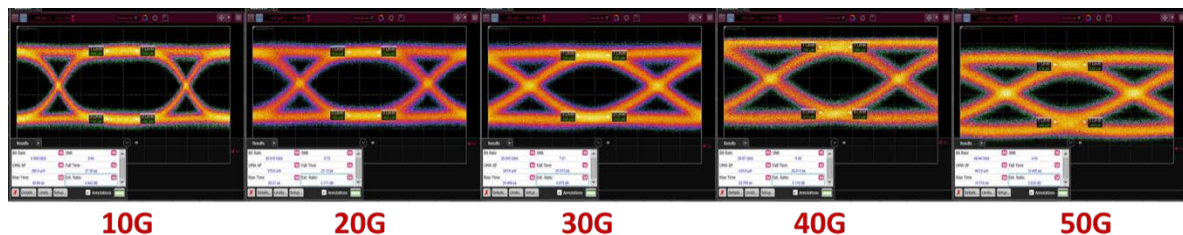


Figure 47. Diagramme de l'œil du modulateur MZI externe à un ER fixé à 5 dB. Le temps de montée du modulateur est peu modifié par l'augmentation du débit de modulation mais l'échelle horizontale se dilate en augmentant le débit, c'est ce qui explique l'aplatissement de l'œil jusqu'à 50G.

Le diagramme de l'œil permet de visualiser la qualité d'un signal, sachant que la meilleure figure de mérite étant le BER, dont la mesure ne nous a pas été possible. En effet pour extraire le BER il faut convertir et amplifier le signal optique en complexifiant la procédure expérimentale. Il est ensuite ardu de décorréler les performances de l'ensemble du système de celles du dispositif optique seul. Cependant il est possible, sur l'appareil utilisé, au travers de contour du diagramme de l'œil de retrouver un BER. Cette mesure cependant n'est pas stable et peu précise du fait des approximations trop importantes sur la forme du signal (répartition gaussienne des amplitudes autour d'un niveau de décision). Nous avons préféré choisir pour comparer les résonateurs le rapport signal sur bruit (SNR) calculé sur le diagramme de l'œil qui donne une idée des phénomènes mis en jeu et qui peut être vu comme un « facteur de qualité » de la modulation.

Le SNR est calculé automatiquement sur le diagramme de l'œil en prenant en compte l'amplitude entre les deux niveaux de décision ( $N_1$  et  $N_0$ ) et le niveau de bruit par symbole d'écart type  $\sigma_1$  et  $\sigma_0$  :

$$SNR = \frac{\text{Moyenne}(N_1) - \text{Moyenne}(N_0)}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (51)$$

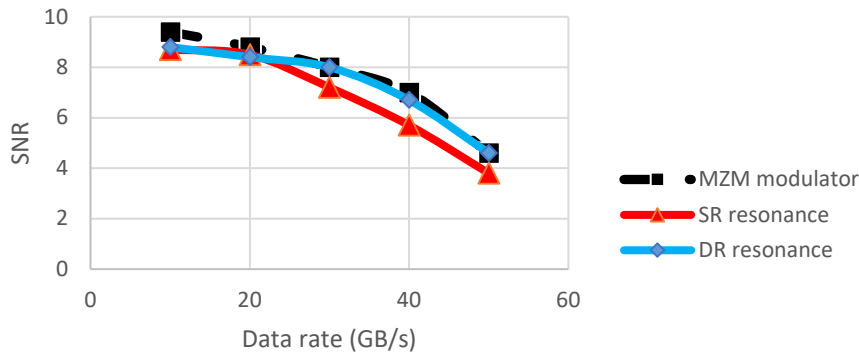


Figure 48. Dégradation du SNR avec le débit pour les SR et DR en configuration résonante. La courbe du double anneau est quasiment confondue avec la courbe du modulateur seul : la dégradation du signal n'est pas visible pour des débits supérieurs à 20 G au contraire du simple anneau dont la courbe se sépare de celle du DR des 20G.

Ce SNR pour le modulateur seul diminue avec le débit avec une forte dégradation après 30G. Ensuite est rajouté au modulateur un résonateur en configuration résonante pour évaluer la pénalité additionnelle qu'il provoque. La Figure 48 montre un comportement similaire des SR et DR avant 20G puis une dégradation supérieure des SR pour des débits plus élevés. C'est la conservation de la forme de la modulation qui est plus difficile à réaliser pour les hauts débits qui provoque cette dégradation supérieure du SNR. En effet plus le débit est élevé, plus la bande passante de la résonance doit être large pour laisser (au moins) passer les fréquences du premier lobe de la densité de modulation en sinus cardinal. Ces fréquences, si elles sont atténuées à cause de la forme de la résonance introduisent un bruitage supplémentaire, dans le sens où l'écart type des variations autour d'un niveau de décision s'en retrouve augmenté. Cet effet favorise les doubles anneaux qui peuvent avoir une bande passante plus large que celle des simples anneaux (pour une même largeur intercanal WDM). Il est à noter que nous avons ici un autre effet qui concerne le modulateur MZI qui s'ajoute : Le temps de montée des jonctions PN deviennent progressivement réhibitoire comparé au débit et dégradent le SNR après passage dans le modulateur optique.

La stabilité du signal vis-à-vis d'un décalage de la fréquence de résonance a été testé sur les deux configurations. On observe qu'un décalage de 100pm pour un SR provoque une diminution conséquente mais tolérable sur le SNR. La même qualité de signal peut être obtenue avec un décalage de 200pm sur les DR. De manière générale, on retrouve que le double ring est deux fois plus résistant aux variations de la résonance que le SR tout en permettant une meilleure performance à haut débit (Figure 49).

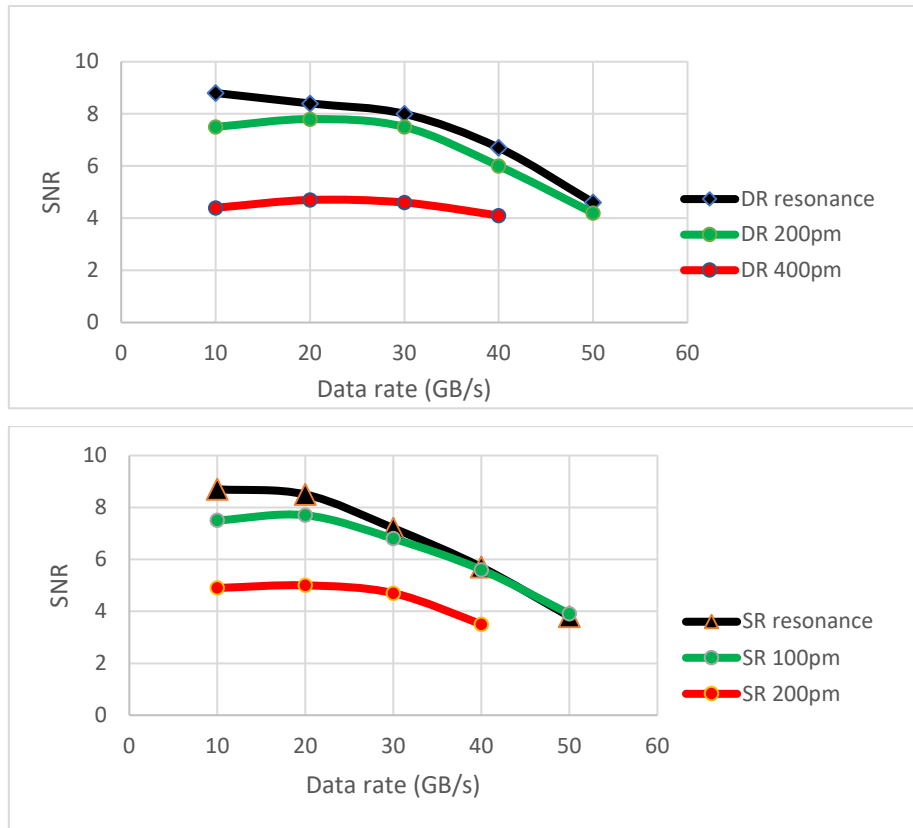


Figure 47. Dégradation du SNR avec le décalage de la longueur d'onde par rapport à la résonance. Les mêmes tendances sont observées pour des décalages deux fois supérieurs dans le cas des doubles anneaux (comparé aux simples anneaux).

Cette idée de stabilité des doubles anneaux peut être vérifiée sur la plaque avec les variations locales des procédés de fabrication. Sur une plaque AGLAE, quatre résonateurs sont disposés à 50 $\mu$ m d'intervalle (Figure 50). Le premier résonateur Ring1 possède une résonance sur laquelle le laser s'aligne pour réaliser un diagramme de l'œil. Les 3 autres résonateurs sont ensuite testés avec cette même fréquence, sans réaligement à d'éventuels changements de résonance.

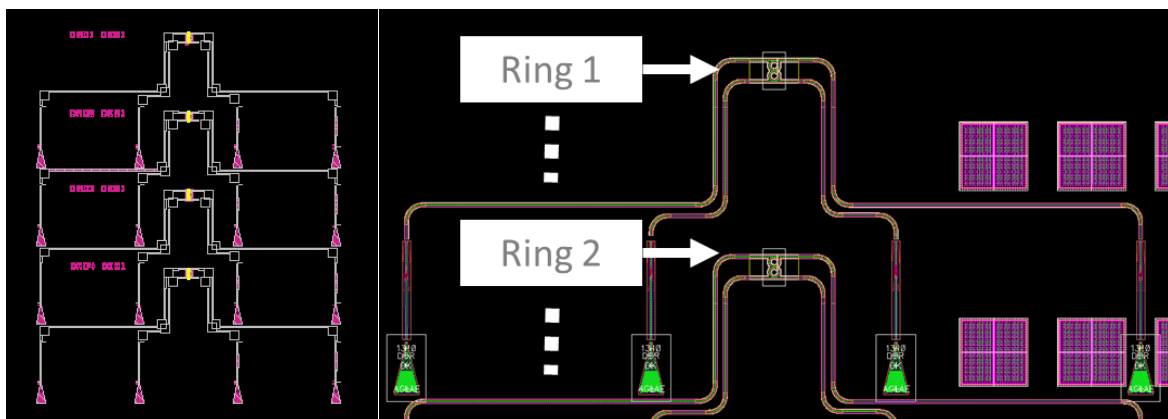


Figure 50. Layout expérimental pour tester la robustesse des résonances aux variations locales de procédé. 4 structures de test identiques permettent de tester l'influence de la distance (50  $\mu$ m) sur la résonance des résonateurs sensés être identiques aux imprécisions de procédé près.

Il en résulte que la résilience des doubles anneaux leur permet de tous posséder des diagrammes de l'œil de bonne qualité à la fréquence de résonance du Ring1. Par contre pour les simples anneaux, les résonances sont trop fines et le décalage est fatal pour l'information transportée (Figure 51). Il est important de préciser ici que les deux résonateurs sont optimisés pour la même application WDM donc



ont le même espacement inter-canal avec simplement des changements dans la forme de la résonance. Les doubles anneaux sont plus résilients aux désalignements des résonances ce qui se traduit ici par une stabilité de résonance localement acquise pour ces résonateurs. Autrement dit, en concevant deux doubles anneaux identiques proches l'un de l'autre (quelques dizaines voire centaines de microns d'espacement) il est possible de considérer leurs résonances comme alignées, les désalignements potentiels sont contrebalancés par la forme de la résonance. Il en résulte que dans le cas des doubles anneaux, il est possible de piloter collectivement une zone dans laquelle des résonateurs sont présents, plutôt qu'un pilotage individuel : cela réduit drastiquement la complexité de réalisation des switches à base d'anneaux.

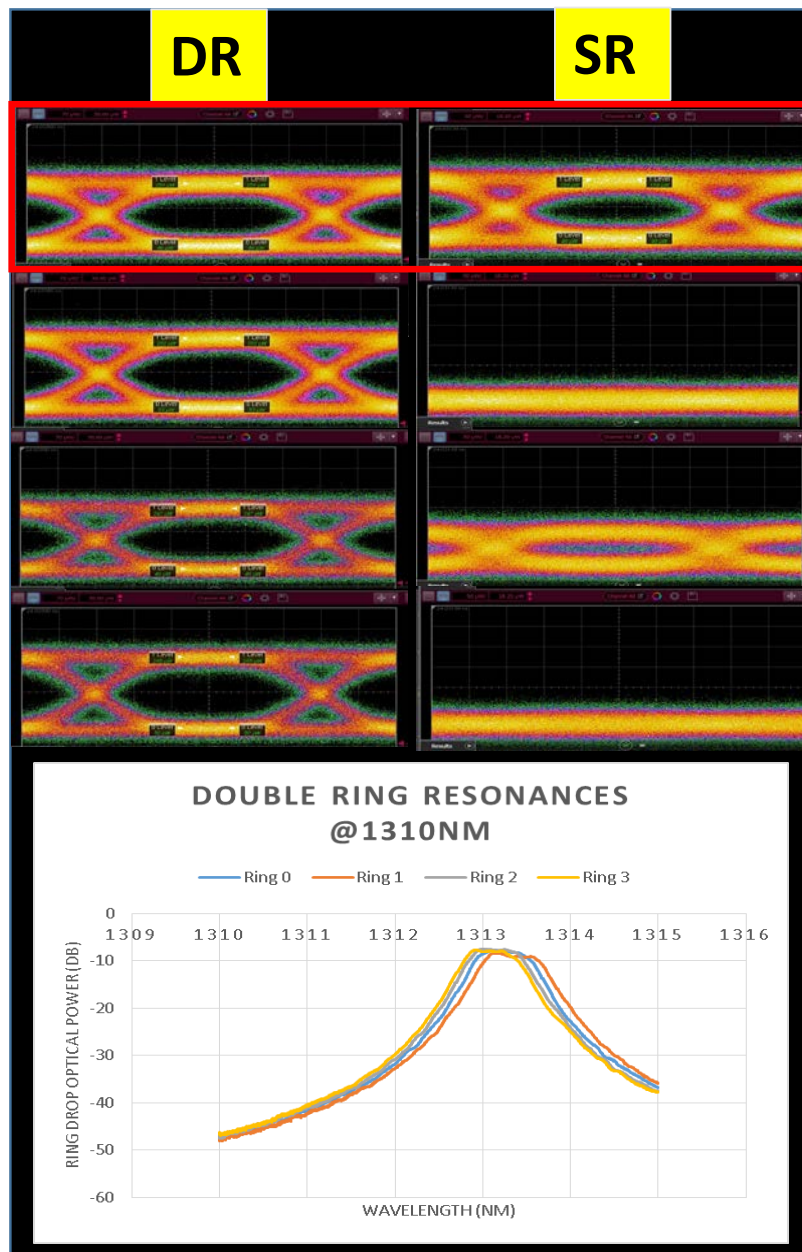


Figure 48. Résilience des doubles anneaux faces aux décalages de la résonance, les 4 diagrammes de l'œil sont bien ouverts et les résonances sont suffisamment larges pour absorber les décalages liés à la fabrication. Dans le cas des simples anneaux SR, aucun des 3 anneaux ne possède un diagramme de l'œil identique à la référence, les résonances sont trop aiguës par rapport aux variations géométriques.

En conclusion, les doubles anneaux montrent une meilleure stabilité aux décalages de la résonance ainsi que de meilleures performances à haut débit (> 30G). Le chapitre suivant s'attachera à les

intégrer dans des architectures de switch, utilisant notamment le chauffage commun qu'il est possible de mettre en place.

### 3.2.3 Réduction de la sensibilité aux procédés de fabrication

Une autre piste d'amélioration développée dans la littérature, c'est de réduire la sensibilité aux procédés de fabrication en changeant de topologie : en choisissant des disques plutôt que des anneaux. Les travaux sont moins développés sur ce sujet et il est difficile de se rendre compte si l'amélioration que les disques apportent surpasse leurs défauts. Nous avons donc conçu quelques disques pour pouvoir les tester par nous-même. Un disque est une cavité qui permet d'exciter des modes dits de chuchotements de galerie (*Whispering gallery mode* [102], [103]). Comme le mode optique ne voit qu'une seule interface verticale Si/SiO<sub>2</sub> contre deux pour un anneau, la résilience aux variations de procédés de fabrication est plus élevée. Le problème c'est que ces modes ont des indices très proches et il est compliqué d'en exciter qu'un seul. Et lorsque plusieurs modes sont excités, leur différence d'indice provoque des conditions de résonances différentes ce qui perturbe la notion de FSR.

La Figure 52 présente les spectres en longueur d'onde montrant les résonances d'un résonateur photo-répété sur tout le wafer. Nous avons ainsi la répétabilité de la position des résonances sur le wafer entier, que cela soit pour un anneau de 5 $\mu\text{m}$  de rayon (à gauche) ou bien un disque de 3 $\mu\text{m}$  de rayon (à droite). Si la propagation monomode peut être assurée le disque est une excellente cavité possédant une faible sensibilité aux erreurs de procédés, un grand FSR (Figure 52) avec aussi la possibilité de faire des doubles disques pour bénéficier des avantages des résonateurs multiples.

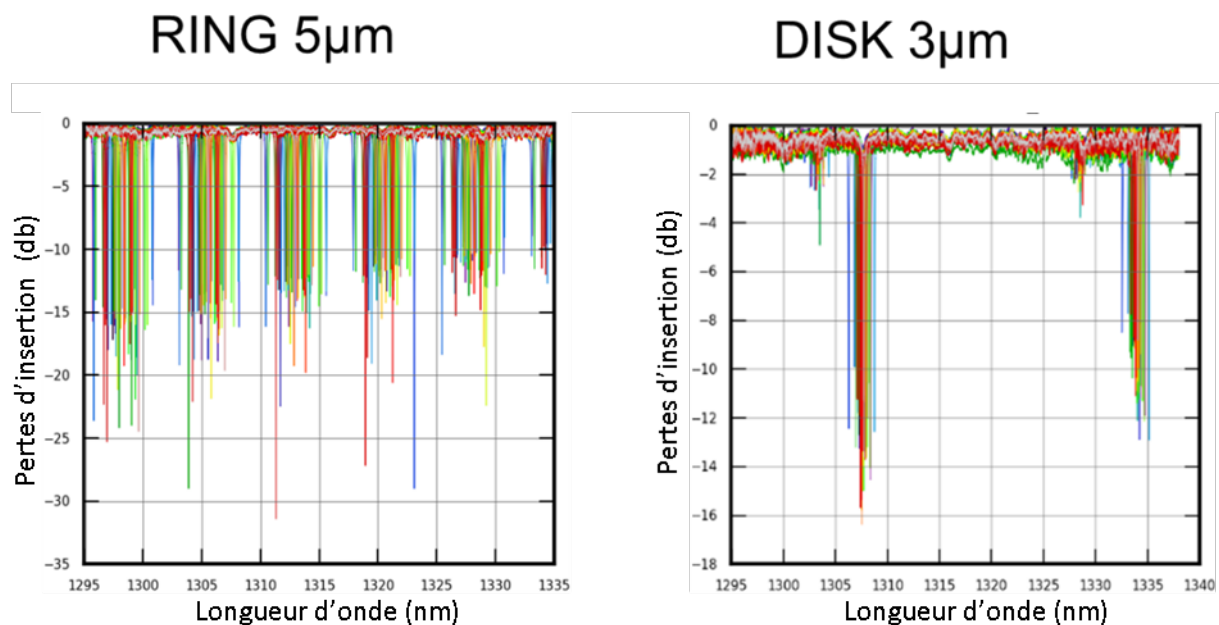


Figure 52. Disparités des résonances d'un anneau et un disque sur toutes les dies du masque AGNELLO (2017). La disparité est meilleure dans le cas d'un disque qui démontre un FSR très marqué (comparé à celui de l'anneau) avec cependant la présence d'un petit mode parasite.

Du fait du confinement du mode dans le disque, il est possible de réduire le rayon minimal de la cavité par rapport à l'anneau résonant. Sur la technologie sans lithographie par immersion, le rayon minimal

d'un anneau est d'environ  $5\ \mu\text{m}$  alors qu'il est possible de réaliser des disques à  $3\ \mu\text{m}$  de rayon sans dégradation des performances par rapport à  $5\ \mu\text{m}$ .

Malheureusement, il semble difficile d'obtenir cette propagation monomode : dans nos résultats comme dans la littérature, des résonances parasites viennent souvent entacher le spectre. De bien meilleurs résultats sont obtenus plus loin avec du SiN, sans aucuns modes parasites.

### 3.2.4 Utilisation de la couche de nitrure de silicium

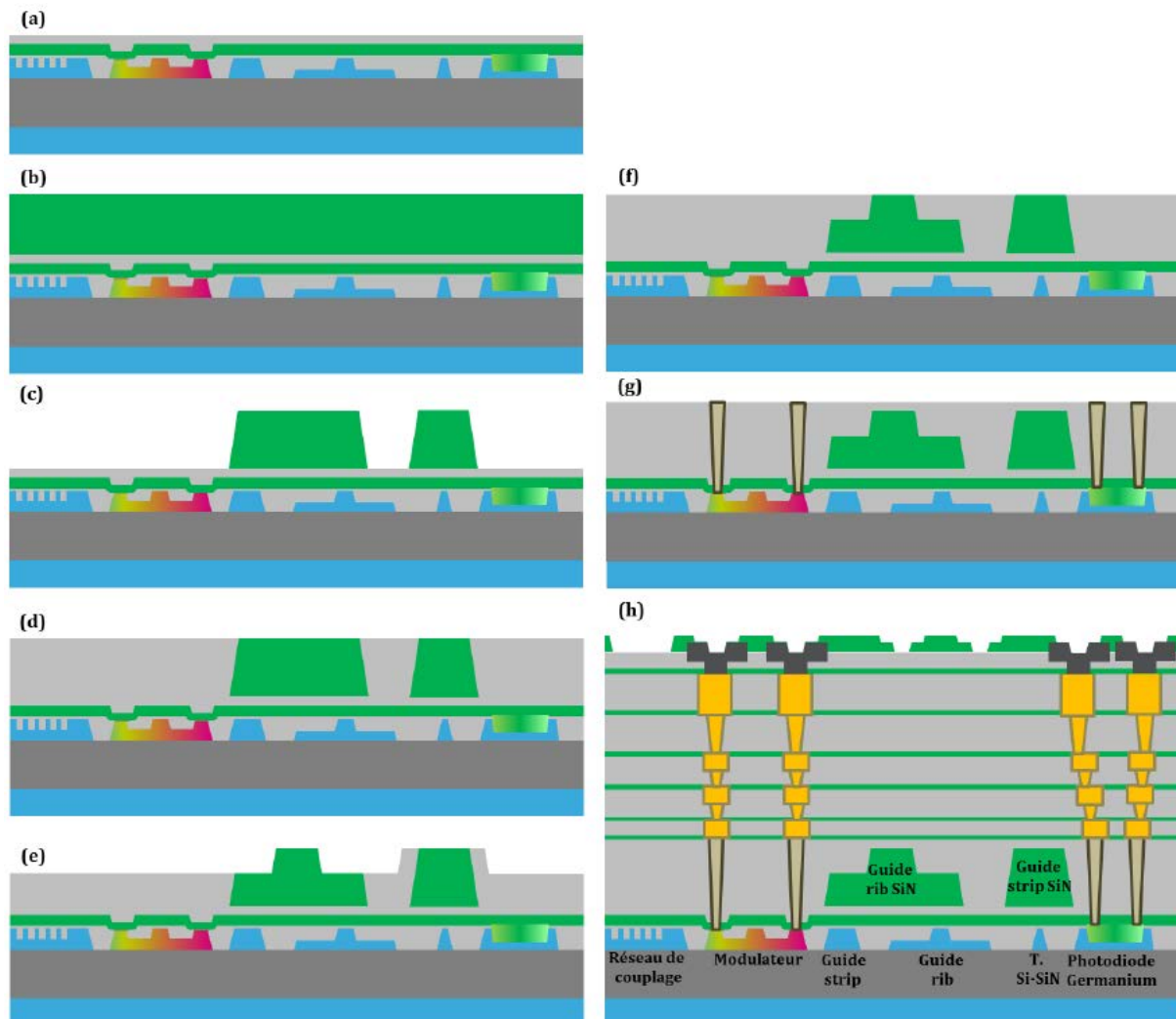


Figure 53. Flot complet des étapes de fabrication du circuit photonique SiN. (a) Puce photonique silicium. (b) Dépôt du film SiN. (c) Définition des motifs du premier niveau de gravure. (d) Encapsulation et planarisation. (e) Définition des motifs du second niveau de gravure. (f) Encapsulation et planarisation. (g) Définition & réalisation des contacts. (h) puce terminée. Figure issue de la thèse de S. Guerber [104]

Le but est ici d'utiliser la couche de Nitrure de Silicium (SiN) qui est disposée au-dessus du niveau de guidage Silicium comme décrit sur la Figure 53. Originellement cette épaisseur est utilisée pour mieux injecter la lumière dans le cas d'un couplage par la tranche. Concrètement nous avons à notre disposition une seconde couche de guidage qui possède un confinement plus faible et des dimensions un peu plus grandes que le guidage silicium. L'avantage réside en des pertes de propagation environ 10 fois plus faibles et l'absence de TPA ce qui en fait un guidage de choix pour les puissances supérieures au milliwatt. La sensibilité au procédé de fabrication est moindre ce qui donne des

résonateurs plus homogènes sur la plaque. L'inconvénient c'est qu'il n'est pas possible de doper le SiN et de ce fait les composants actifs comme les déphaseurs (servant à commuter) sont difficiles à réaliser.

Des conceptions peuvent être réalisés avec seulement du SiN basé sur des anneaux ou disques. Pour ces derniers la robustesse naturelle du mode de galerie est amplifiée par le SiN pour donner un résultat très stable par rapport au procédé et par rapport à la température. Cette caractéristique rend possible l'utilisation des disques pour des MUX/DEMUX passifs dans les liens WDM au lieu de composants actifs (Figure 54).

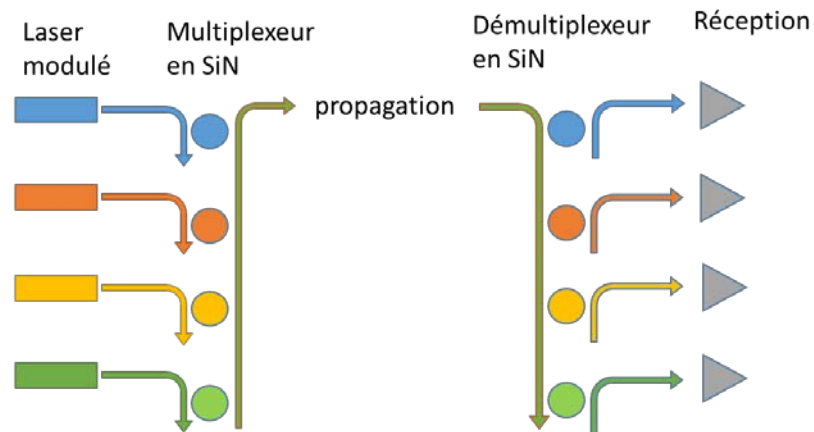


Figure 54. Schéma de MUX/DEMUX passifs par des disques SiN. Leur stabilité vis-à-vis des variations géométriques et de température leur permet de réaliser un multiplexage/démultiplexage de manière entièrement passive.

Les disques SiN fabriqués possèdent qu'un seul mode avec des facteurs de qualité allant jusqu'au million (Figure 55), ce qui est un résultat assez intéressant. Des facteurs de cette taille voire plus (28 millions) sont obtenus dans la littérature [105] avec des anneaux SiN mais qui présentent un FSR très petit dus au grand rayon (avec des guides larges de 3  $\mu\text{m}$ ). Ici le FSR est bien plus grand et mesure 10 nm, il permet alors d'incorporer des fonctions de filtre ultra stable pour du WDM. Il faut cependant demeurer attentif à la fréquence de coupure optique de ces résonateurs à très haut coefficient de qualité en nitrure qui tend à limiter fortement le débit maximal des liens. Un fonctionnement optimal pour cette application devrait se trouver pour des coefficients de qualité plus faible, la maximisation de ce coefficient intervenant surtout pour des applications mettant en jeu des phénomènes non linéaires.

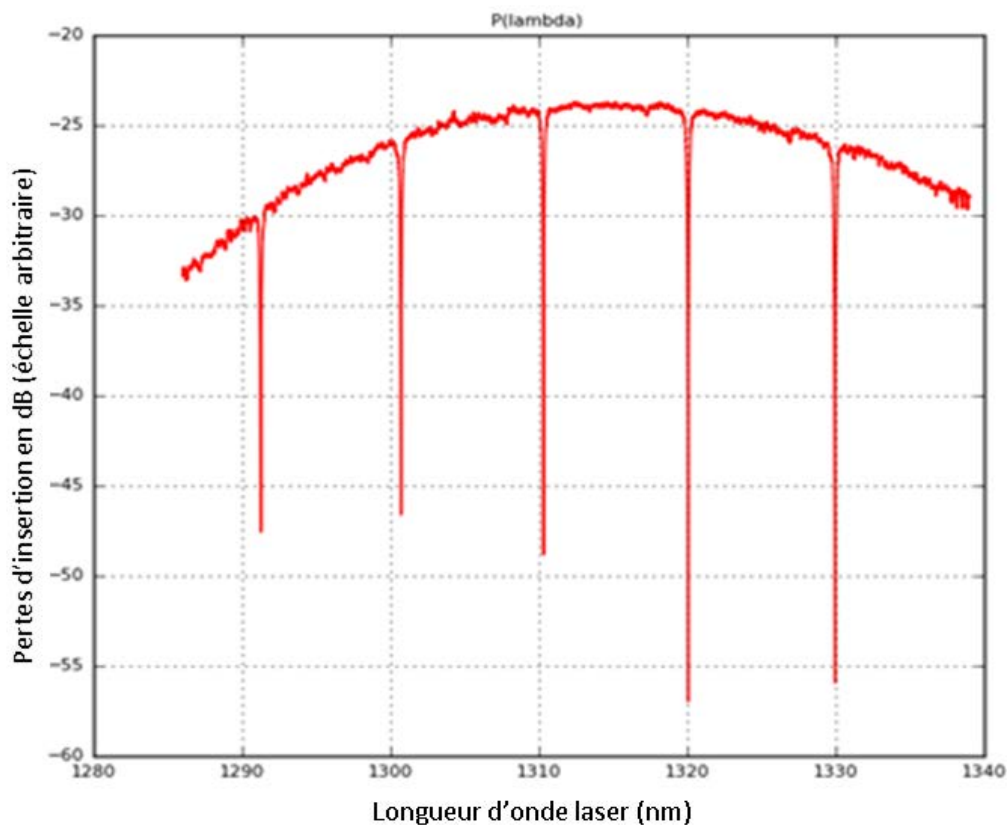


Figure 49. Résonances à haut facteur de qualité d'un disque SiN (la courbe de transmission n'est pas normalisée par rapport à la puissance incidente). Le FSR s'élève à 10 nm (pour un rayon de 40  $\mu\text{m}$ ) avec un coefficient de qualité de 1 million et une excellente stabilité due à sa topologie (disque) et au matériau (nitrure).

Pour des applications impliquant de la commutation ou de la modulation, cette approche purement nitrure de silicium n'est cependant pas possible car il faut un composant actif. Nous proposons ici différentes possibilités d'utiliser le niveau SiN pour des switches optiques avec des anneaux hybrides. Puisque les dispositifs en SiN sont forcés d'être passifs, nous gardons un anneau en silicium. Les guides d'accès peuvent quant à eux être en SiN ou bien un guide en Si et un autre en SiN. De cette manière la fonctionnalité de commutation est effectuée par l'anneau avec les avantages du SiN en termes de propagation dans les guides d'accès. La solution hybride entre un guide Si et l'autre en SiN permet d'éliminer un grand nombre de croisements, à condition d'optimiser le « croisement » Si/SiN.

Pour réaliser ces anneaux hybrides, les zones de couplages sont très importantes à optimiser. Pour une même géométrie de guide, les indices effectifs du guide Si et du guide nitrure sont différents mais pour obtenir un bon couplage entre les deux, ils doivent être identiques. Il faut donc adapter les géométries pour faire varier les indices effectifs. Un guide STRIP nitrure de silicium ne doit pas être trop fin pour éviter un déconfinement trop important mais si le guide dépasse 900 nm de largeur il n'est plus monomode (Figure 56). Les guides ont été choisis à 700nm de large dans la plateforme R&D à la longueur d'onde de 1310 nm et nous avons gardé cette valeur pour que les performances de fabrication soient maîtrisées. C'est l'anneau qui a été optimisé pour obtenir des indices effectifs dans la région de couplage autour de 1,65. Le guide en nitrure ne présente pas de variation dans sa géométrie pour éviter les zones de transitions qui peuvent être longues. Ici c'est le guide en silicium qui constitue le résonateur qui doit être aminci dans la zone de couplage jusqu'à obtenir un indice

effectif de 1.65. En dehors de la zone de couplage, le guide constituant l'anneau est élargi pour conserver des pertes radiatives acceptables en dehors de cette zone.

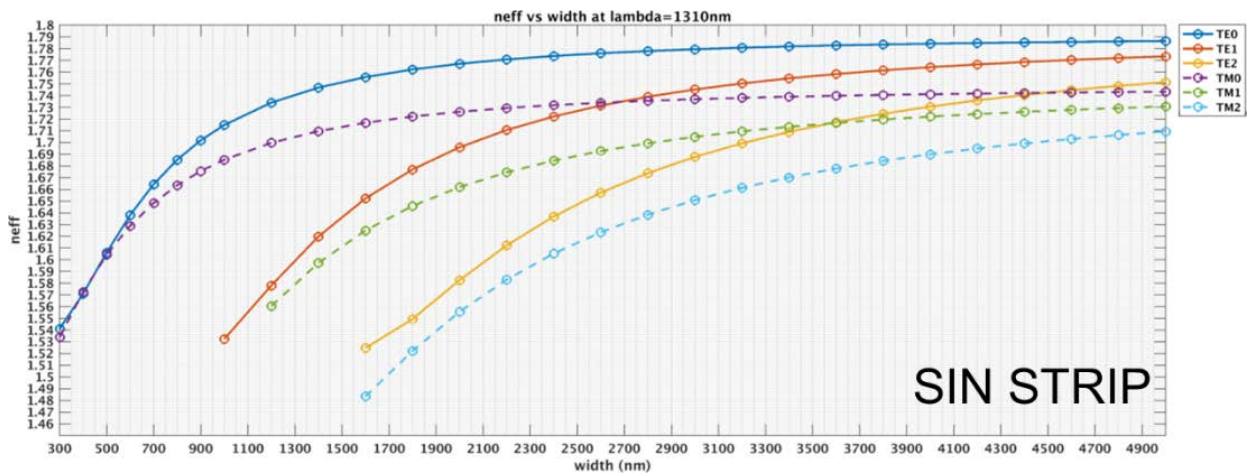


Figure 56. L'indice effectif des modes se propageant dans un guide STRIP SIN avec différentes largeurs. Nous avons gardé la largeur de 700 nm du guide nitrure qui a été choisie par la plateforme R&D pour assurer une propagation monomode ( $TE_0$  ou  $TM_0$ ) tout en ayant un indice effectif pas trop bas afin qu'il soit possible d'effectuer un couplage avec le silicium.

Un anneau silicium STRIP couplé à des guides nitrure de silicium a été modélisé puis caractérisé correspondant à un point de fonctionnement avec une largeur de guide d'onde silicium de 190 nm (Figure 50).

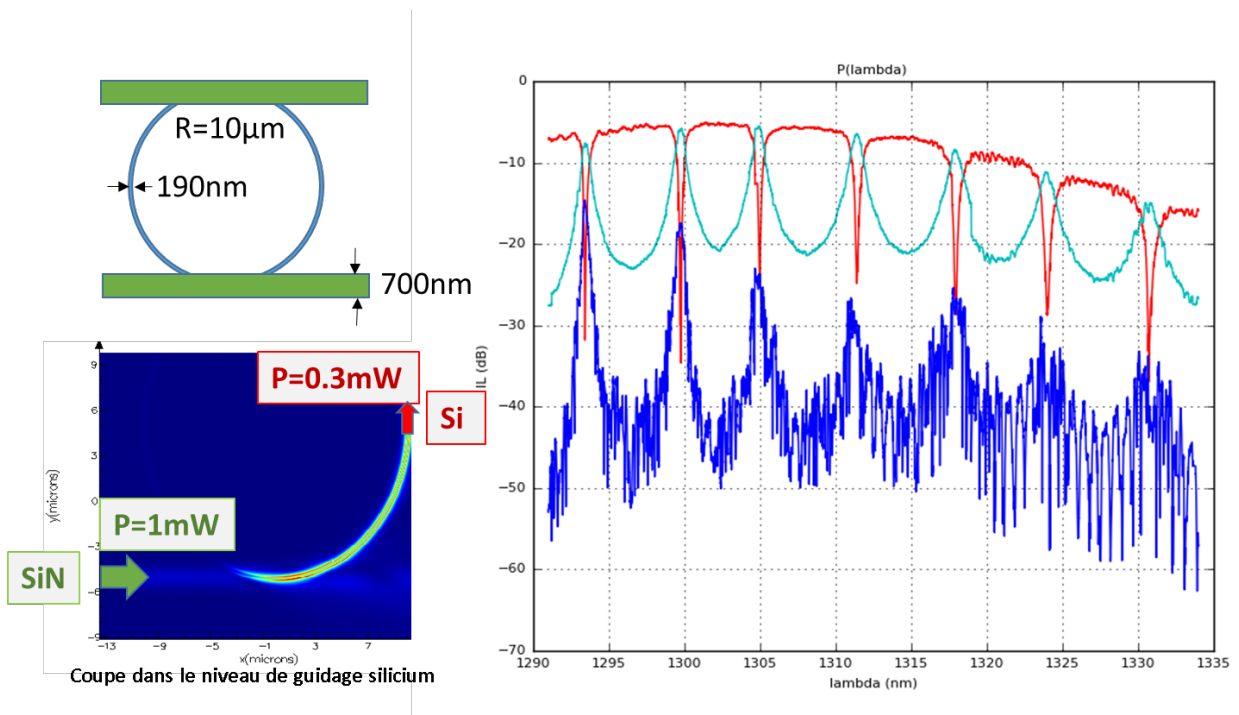


Figure 57. L'anneau hybride SiN (en haut à gauche) et modélisation FDTD montrant le transfert de lumière du guide d'onde de SiN vers l'anneau Si (en bas à gauche). Evolution de la réponse optique de l'anneau SiN en fonction de la longueur d'onde (à droite). Les courbes de drop (rouge) et through (vert) présentent des caractéristiques similaires à un anneau silicium classique ( $Q \sim 10000$ ). En bleu marine est représentée la transmission dans le mauvais sens du guide « drop » dû à des réflexions lors des couplages et à la retro propagation due à la rugosité de l'anneau.

Ces caractéristiques sont très proches d'un anneau classique, avec un rayon plus grand de  $10\ \mu\text{m}$ . Ce choix a été fait de manière à limiter les pertes dues à la courbure et être sûr d'obtenir des résonances suffisamment marquées pour être exploitables. L'étude de ce dispositif nécessite la réduction du rayon de courbure pour quantifier l'augmentation de FSR réalisable sans trop dégrader le ER et le facteur de qualité. Cet anneau possède une résistance pour être piloté thermiquement, c'est donc un moyen de moduler un signal sur un guide SiN. On peut aussi imaginer un switch SiN avec des anneaux Si pour les fonctions de switch actif tout en gardant tout le reste du temps la propagation en SiN pour éviter notamment les pertes par TPA. Les problématiques tournant autour de l'importance des pertes par TPA sera détaillé dans le chapitre V.

Pour permettre une commutation plus rapide de l'ordre de grandeur de la nanoseconde (pour les applications visées dans cette étude), une jonction PN ou PIN doit être incorporée dans l'anneau. Pour pouvoir reprendre des contacts sur la jonction de l'anneau, la structure de guide de DRIB est nécessaire. Par ailleurs le couplage avec le SiN est mauvais avec un DRIB en silicium car le mode se couple dans les ailes essentiellement et fini en mode radié avec des pertes prohibitives. La solution proposée est composée d'un guide STRIP  $80\ \text{nm}$  dans la zone de couplage avec une transition adiabatique en un guide DRIB  $320\ \text{nm}$  pour pouvoir tourner correctement, le tout dans un rayon de  $10\ \mu\text{m}$  (figure ci-après).

Nos structures de test permettent de vérifier un couplage de l'ordre de  $1\ \%$  ( $-20\ \text{dB}$ ) vers le silicium, suffisant pour créer un anneau résonant à haut facteur de qualité. Avec ce couplage il est possible de créer un anneau Si avec une jonction PN ou PIN avec des bras d'accès SiN pour les mêmes applications que précédemment. On peut aussi avoir un bras Si et un autre bras SiN pour faire un modulateur hybride et faire un switch à deux étages séparés. Le nombre de croisements peut être drastiquement réduit si on réalise un switch hybride Si/SiN par exemple sur des architecture de switch and select [106], [107].

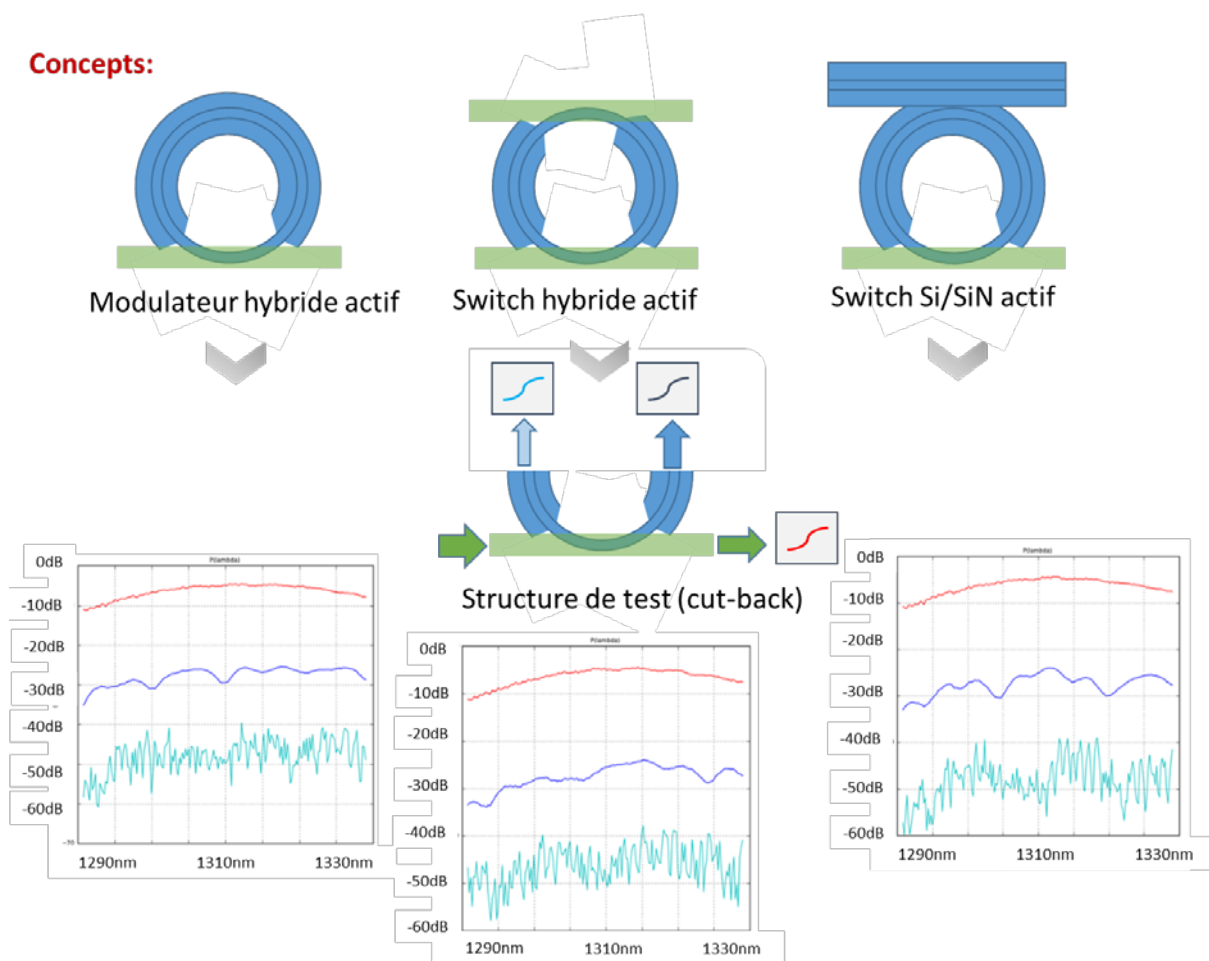


Figure 58. Détermination du facteur de couplage entre le guide d'onde SiN et l'anneau Si à partir du dispositif « structure de test ». On mesure expérimentalement les évolutions de la lumière transmise dans le guide d'onde SiN (en rouge), de celle transférée dans le guide d'onde courbe Si (en bleu) et rétro diffusée dans le guide d'onde courbe Si (en vert) en fonction de la longueur d'onde pour 3 dispositifs de test positionnés à des endroits différents sur la plaque. La différence entre le signal rouge et bleu permet d'obtenir le facteur de couplage de -20 dB soit 1 %. Il est aussi possible d'utiliser les niveaux en silicium pour le guidage pour une opération de commutation très rapide sur des guides nitrure voire sur un guide silicium et un guide nitrure. Les schémas du haut représentent les différentes configurations envisageables pour la réalisation de modulateurs all pass et de switches hybrides. La dernière configuration est intéressante pour diminuer le nombre de croisements et créer deux niveaux de guidage en simultanée.

### 3.4 Conclusion du chapitre

La variété des résultats obtenus sur les éléments du switch témoigne d'un effort de modélisation, de conception, de fabrication et de test optique conséquent. Coté résonateurs, l'usage des doubles cavités est très prometteur et a démontré des qualités notamment en terme de stabilité : ce résultat est important et témoigne à la fois de la qualité de la fabrication industrielle et de la conception. Ainsi plusieurs doubles anneaux aux mêmes caractéristiques, proches entre eux sur la plaque, possèdent une longueur d'onde de résonance identique ce qui permet de les aligner simultanément. Par ailleurs le SNR d'un double anneau est meilleur que celui d'un simple (pour une même optimisation sur un lien avec un espacement inter canal donné). Ces améliorations sont surtout visibles au-delà de 30G avec le



dispositif expérimental utilisé. Les résultats sur les disques en silicium paraissent mitigés, la propagation monomode n'ayant pas été obtenue.

Enfin un résultat très prometteur provient de l'hybridation du Si et du SiN avec un anneau en Si et des guides d'accès en SiN. Le démonstrateur complet du modulateur est en cours de finalisation (métallisation et contacts pour pouvoir utiliser la modulation active) et ouvre la porte à de nombreuses solutions : switch entièrement SiN, double étage et modulation du SiN pour des applications LIDAR par exemple.



## IV. Architecture système du switch

« La jeunesse est un temps pendant lequel les conventions sont, et doivent être, mal comprises : ou aveuglement combattues, ou aveuglement obéies. »

*Dominique Blondeau*

Dans ce chapitre, nous nous intéressons ici à l'architecture des switches en anneaux résonants, pour des applications intra-puce. Désormais, les anneaux résonants et croisements ne sont plus que des éléments caractérisés par leurs pertes optiques et diaphonies. Au vu des résultats des chapitres précédents, ce switch utilise des liens WDM pour augmenter son débit ainsi que des doubles anneaux résonants pour profiter de leurs avantages sur les simples anneaux résonants.

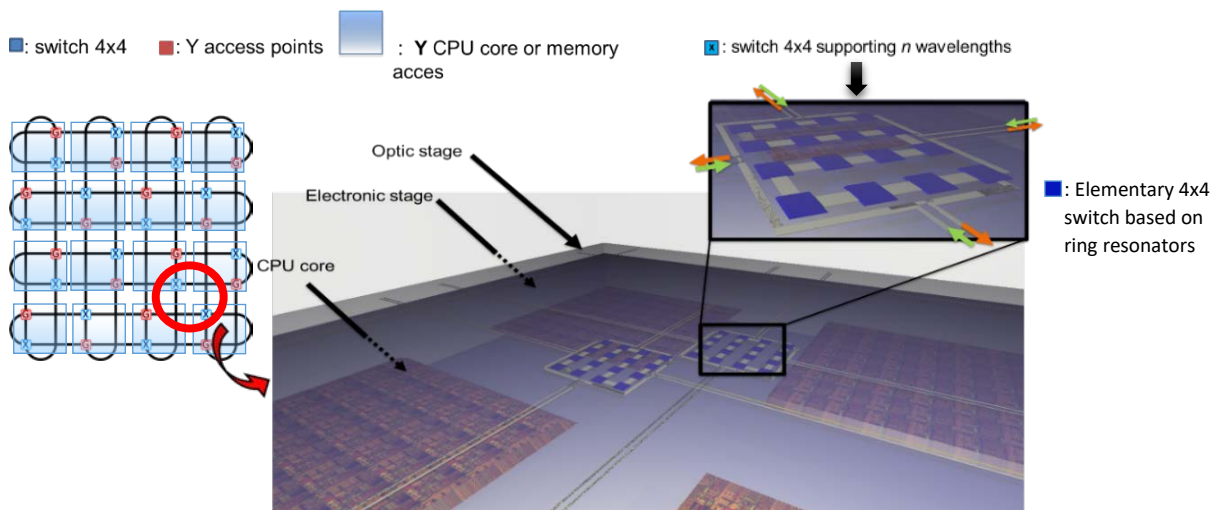


Figure 59. Vue artistique de l'intégration d'un switch WDM en forme de tore sur un interposeur optique pour effectuer l'interconnexion entre CPU par exemple. La couche électronique contient les éléments à connecter, tandis que l'interposeur optique par-dessus réalise l'interconnexion au moyen, ici d'une architecture en tore basée sur des switches 4x4 pouvant supporter du multiplexage en longueur d'onde.

Beaucoup d'architectures peuvent se décrire à partir de switches 4x4 comme illustré Figure 59. Nous avons choisi cette solution, quitte à l'intégrer plus tard dans une architecture plus complexe. Elle doit pouvoir gérer le WDM ainsi qu'utiliser des doubles anneaux résonants.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la création de cette architecture et à sa réalisation expérimentale. La seconde partie du chapitre traite du problème de la boucle de rétroaction des anneaux résonants. En effet, un tel switch possède un grand nombre d'anneaux résonants et il est impératif de savoir comment les piloter et les initialiser automatiquement. En pratique, on doit posséder un moyen permettant de dire si la résonance de chaque composant élémentaire est bien à l'endroit souhaité. Ce moyen ne doit pas rajouter de complexité dans le système, doit être invisible pour le signal optique et de petite taille (car les anneaux sont très compacts).

## 4.1 Architecture WDM non bloquante

Avant de parler des architectures de switch, il est temps de poser quelques définitions pour réduire le cadre de l'étude.

Nous nous intéressons au switch 4x4 WDM en tant que brique d'une architecture pouvant être plus grande. A ce stade, selon les hypothèses prises, les performances sont différentes de par la définition du « switch 4x4 à base d'anneaux résonants ».

Nous considérons qu'une architecture de switch 4x4, c'est-à-dire reliant 4 cœurs de calcul par exemple, possède 4 ports comptant chacun une entrée et une sortie. Chaque entrée est reliée à une sortie et il est considéré que l'information n'a aucun intérêt à aller vers le même port que celui qui l'a produite. Une configuration dite **acceptable** interconnecte les 4 ports d'entrée/sortie de manière à ce que chaque entrée soit connectée à une sortie qui ne soit pas du même port. Le switch est décrit comme **non bloquant** quand toutes les configurations acceptables sont possibles à réaliser simultanément. Enfin, un switch WDM avec  $n$  longueurs d'onde est décrit comme un  **$n$ -WDM switch** par commodité d'écriture.

Basé sur ces définitions, chaque entrée du switch doit être capable d'adresser 3 sorties. Une peut être reliée directement par un guide d'onde et les deux autres demandent alors un anneau chacune pour changer de direction, anneau qui soit spécialement dédié à une commutation donnée. Du coup le nombre minimal d'anneau pour faire un switch 4x4 non bloquant est égal à 8.

### 4.1.1 Switch élémentaire 4x4

Le switch 4x4 à base d'anneaux résonants a été largement étudié et de nombreuses architectures ont vu le jour. Ses principales figures de mérite, sont les pertes d'insertion, la diaphonie entre les différentes entrées/sorties et l'empreinte (*footprint*). Le premier switch 4x4, à gauche sur la Figure 68, date de 2007 [108] mais il présente l'inconvénient de posséder des configurations bloquantes ce qui le rend peu pratique à l'usage. Le premier switch 4x4 non bloquant [109] réalisé peu après la même année est représenté au centre de la Figure 60.

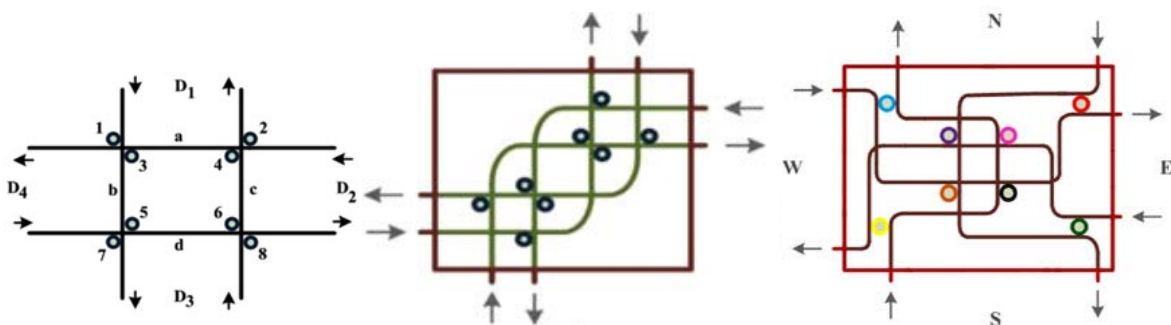


Figure 60. Différentes architectures de switch élémentaires 4x4 à base d'anneau décrites dans la littérature correspondant de gauche à droite aux références [104]–[107]. A gauche le premier switch 4x4 (bloquant) suivi de la réalisation non bloquante la plus répandue et enfin une version non bloquante plus performante en termes de pertes et diaphonies.

L'architecture issue de [109] est la plus répandue, avec de nombreuses réalisations expérimentales comme dans [110]. Deux nouvelles architectures sont apparues en 2008 [111] pour réduire les pertes d'insertion. Enfin en 2016, un switch non bloquant optimisant les pertes et les diaphonies a été publié

[112], qui est représenté à droite sur la Figure 60. Malheureusement, ces structures proposées dans la littérature fonctionnent pour une seule longueur d'onde. Dans la suite de ce chapitre, nous allons proposer d'autres architectures de switch 4x4 adaptées au WDM et permettant de limiter les diaphonies thermiques.

#### 4.1.2 Switch 4x4 WDM

Pour réaliser un switch  $n$ -WDM non bloquant, il faut au minimum  $8n$  anneaux, qui s'occupent chacun d'une longueur d'onde et d'une seule commutation. Dans la littérature, pour utiliser le WDM, il est courant de reprendre les architectures mono longueur d'onde vues précédemment en mettant  $n$  anneaux en série partout où il se trouvait un anneau pour pouvoir distribuer toutes les longueurs d'onde pour chaque commutation de ports. Cette manière de faire permet de ne pas augmenter le nombre de croisements et est séduisante sur le papier. Dans les faits, les **diaphonies thermiques sont particulièrement élevées**, car deux anneaux adjacents sont accordés sur des longueurs d'onde différentes. Et comme dit précédemment dans le chapitre I, si nous prenons comme distance de sécurité 50 à 100  $\mu\text{m}$  entre chaque résonateur cela augmente la longueur totale et donc les pertes finales.

Pour limiter ces diaphonies thermiques tout en réduisant l'empreinte totale et la longueur totale du lien, nous proposons de **regrouper les résonateurs par longueur d'onde de commutation**, plutôt que par direction. Ainsi il est possible de placer les anneaux très proches les uns des autres car ils sont accordés sur la même longueur d'onde que leurs voisins. Cela est particulièrement valable dans le cas des doubles anneaux qui sont plus stables aux variations des procédés de fabrication (Chapitre III). Ainsi dans un groupe de résonateurs en double anneau voisins, accordés sur une longueur d'onde, le chauffage pour accorder les résonances est identique pour tous les doubles anneaux, ce qui annule les diaphonies thermiques. Ce réarrangement de l'architecture est possible **au prix d'un nombre de croisements plus élevé** que la solution plus classique. Mais avec les progrès réalisés sur les croisements avec des pertes inférieures à 0.01 dB et les intégrations hybrides prometteuses avec un autre niveau en nitrure de silicium, le nombre de croisements a une importance de moins en moins élevée.

Nous présentons par la suite des architectures à une longueur d'onde qui seront ensuite élargies au cas général WDM. Cela permet de décortiquer le fonctionnement sur une architecture simple avant de généraliser le principe.

Concrètement la version 1-WDM est composée de deux blocs  $S1$  et  $S2$  composés de 4 anneaux chacun (Figure 61). Dans le bloc  $S1$  (resp.  $S2$ ) les anneaux sont responsables de commuter les informations des ports 1 et 2 ( resp. 3 et 4) vers les ports 3 et 4 (resp. 1 et 2). L'avantage de cette structure réside dans sa capacité à gérer le WDM plus efficacement, comme nous le verrons plus tard.

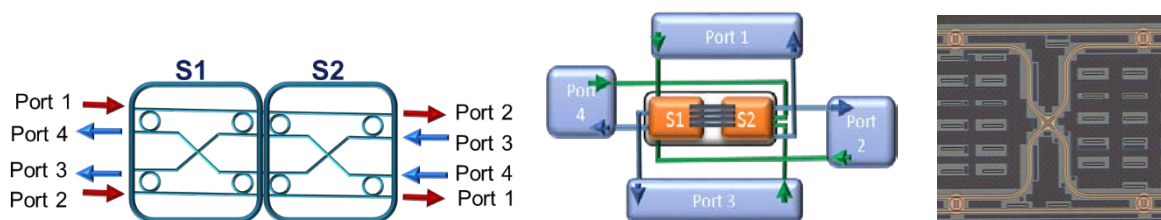


Figure 51. Switch non bloquant avec des simples anneaux comportant deux blocs  $S1$  et  $S2$  composés de 4 anneaux chacun. La place des 4 ports par rapport au switch est précisé au centre de la figure, avec 8 croisements. A droite la réalisation pratique de  $S1$  sur le masque THETIS.

Le même procédé est utilisé pour créer un switch à base de doubles anneaux (voir Figure 62). A notre connaissance, c'est le **premier switch 4x4 non bloquant à doubles anneaux** et il comprend seulement

**10 croisements pour toujours 8 résonateurs** [113]. Il est à noter que le nombre de croisements change entre les versions simples et doubles anneaux résonants parce que le sens de parcours de la lumière est inversé pour le guide d'onde drop d'une configuration à l'autre. Son avantage lié aux doubles anneaux réside dans la meilleure conservation de la bande spectrale et une résilience thermique remarquable, comme nous l'avons vu au chapitre précédent.

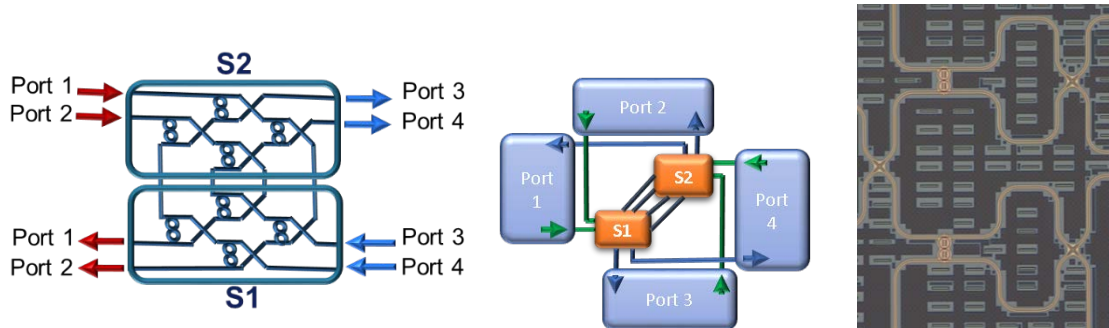


Figure 52. Architecture de switch non bloquant avec double anneaux proposée lors de cette étude permettant une gestion du WDM avec une meilleure conservation de la bande spectrale et de la résilience thermique. A gauche, un schéma du switch 4x4 avec doubles anneaux, au centre son organisation des ports par rapport aux blocs S1 et S2 et enfin à droite une image de S1 réalisée sur le masque THETIS.

Pour la version WDM de ces switches, deux blocs S1 et S2 sont attribués : pour chaque longueur d'onde un switch élémentaire se trouve dans le bloc S1 et l'autre dans S2. Par *switch élémentaire* nous désignons la structure primaire composée des 4 résonateurs accordés à la même longueur d'onde représentée par S1 ou S2 dans la version à une longueur d'onde. Dans une version n-WDM, il y a donc  $n$  switches élémentaires par bloc S1 ou S2. Cela permet d'avoir **une seule longueur d'onde à gérer pour chaque switch élémentaire**, donc tous les résonateurs de ce dernier ne créent pas de diaphonies thermiques. Il est ainsi possible à l'intérieur de chaque switch élémentaire de rapprocher les résonateurs et au final de gagner en encombrement et par conséquent de réduire les pertes de propagation. Chaque bloc joue toujours le même rôle pour diriger tel port à tel autre. Il y a  $2n$  switches élémentaires accordés chacun sur une des  $n$  longueurs d'onde différentes pour créer un  $n$ -WDM switch. Il y a 4 ports, donc 4 liens WDM doivent s'interconnecter dans le switch et passer chacun par tous les switches élémentaires. Les pointillés de la Figure 63 illustrent la continuité des 4 liens devant passer par les  $2n$  switches élémentaires.

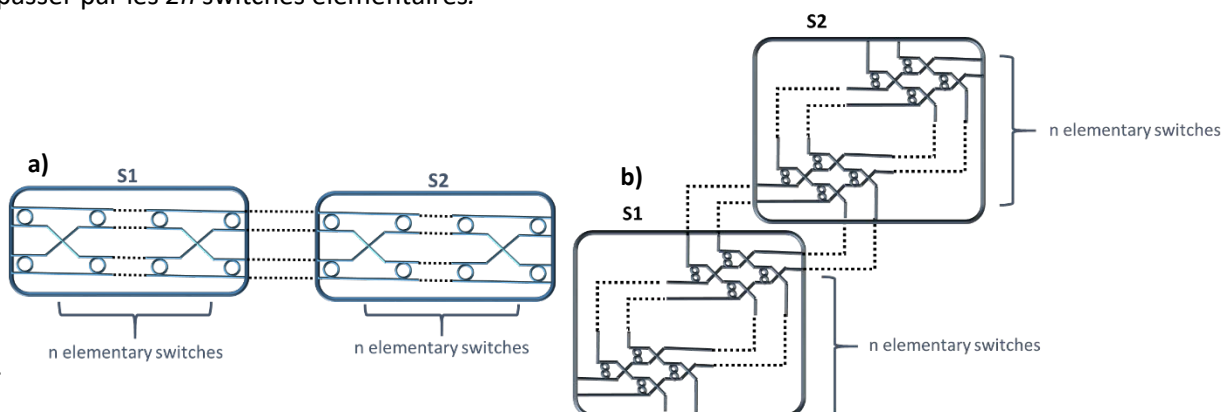


Figure 53. Interconnexion des blocs élémentaires pour la version simple anneau (a) et double anneau (b). Les traits pointillés symbolisent les 4 liens WDM qui doivent parcourir les  $2n$  switches élémentaires (qui sont les blocs de 4 résonateurs de la version 1-WDM)

D'un point de vue conceptuel, le problème du choix de la topologie d'un switch 4x4 peut se formaliser par des points (les switches élémentaires) qui sont régulièrement espacés pour former un plan. Il faut trouver une **application continue passant par tous les points** pour pouvoir adresser toutes les configurations du switch possibles. La première solution est un serpent qui remplirait le plan en passant par tous les points. Comme nous avons 4 liens, ils peuvent être identiques ou bien ils peuvent varier de par leur point de départ (typiquement les coins du plan). Les différences sont visibles lorsqu'il s'agit de comptabiliser le chemin le plus contraignant, c'est-à-dire ici le chemin qui passe par le plus de pertes optiques. Le choix le plus facile consiste à prendre 4 liens identiques, en forme de serpent. Dans cette configuration, le chemin le plus contraignant est le chemin qui traverse tous les switches élémentaires de  $S1$ , arrive au dernier, et retourne en passant par les switches élémentaires déjà traversés. Si les 4 liens ne partent pas du même point, ce chemin le plus contraignant est différent et peut être minimisé au prix d'une table de vérité plus complexe. Une autre manière de procéder consiste à utiliser des courbes de Peano ou de Hilbert, dont les itérations successives permettent de remplir le plan à l'aide d'une courbe fractale. Cette dimension fractale est très intéressante pour obtenir au final une table de vérité très simple à utiliser, peu importe le nombre de longueurs d'onde, ce qui est indispensable pour des switches de grande taille.

Nous présenterons le **switch simple anneau avec une solution en serpent** et le **switch double anneau avec la solution de type fractale**, pour expliciter les deux approches.

❖ Switch WDM « en serpentin »

Dans cette approche les  $2n$  switches élémentaires sont reliés pour former une ligne.  $S1$  (resp.  $S2$ ) est formé d'une ligne de switch élémentaires  $M_i$  (resp.  $M'_i$ ). Cet arrangement comprend  $2n$  croisements et 6 croisements externes pour relier les ports entre eux (Figure 64). La faisabilité au regard des  $n$  longueurs d'ondes possibles est immédiate : toutes les nombres  $n$  possibles sont acceptés. Comme mentionné précédemment, **tous les switches  $M_i$  n'adressent qu'une seule longueur d'onde  $\lambda_i$** . Cela simplifie la table de vérité Table 6, c'est-à-dire la table qui détermine quel anneau sert à commuter quel port.

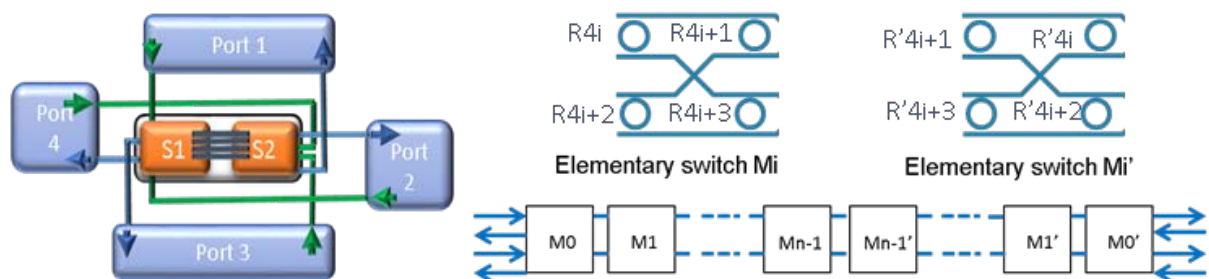


Figure 54. Notation des anneaux en fonction de leur place dans la chaîne de switch élémentaires. Cette notation est utile pour l'obtention de la table de vérité ci-dessous qui s'établit selon que l'indice soit pair ou impair.

Table 6. Table de vérité du switch en serpentín pour adresser les ports P1 à P4 pour les deux blocs S1 et S2.

Table de vérité	i pair	i impair
P1→P3 (S1) P3→P1 (S2)	R4i / R'4i	R4i+1 / R'4i+1
P2→P3 (S1) P3→P2 (S2)	R4i+3 / R'4i+3	R4i+2 / R'4i+2
P1→P4 (S1) P4→P1 (S2)	R4i+1 / R'4i+1	R4i / R'4i
P2→P4 (S1) P4→P2 (S2)	R4i+2 / R'4i+2	R4i+3 / R'4i+3
P1→P2 (S1) P3→P4 (S2)	--	--
P2→P1 (S1) P4→P3 (S2)	--	--

Cette architecture est non bloquante et permet d'utiliser un nombre arbitraire de canaux WDM. Le chemin le plus contraignant pour cette architecture est lorsque  $M_{n-1}$  doit être activé et que l'information repart dans le sens inverse pour traverser  $4n$  anneaux dont un en configuration *drop*.

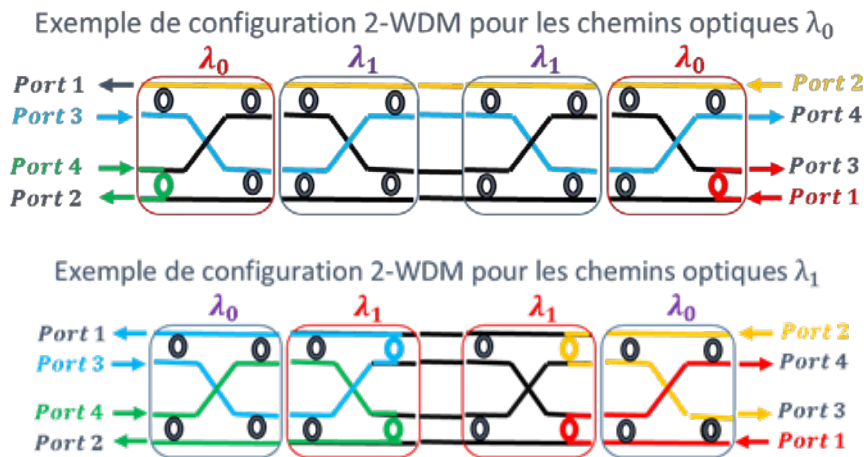


Figure 55. Pour un switch WDM à 2 longueurs d'ondes chaque bloc S1 ou S2 possède deux switches élémentaires. Les chemins optiques en couleur représentent le passage de la lumière à la longueur d'onde précisée. Les guides noirs symbolisent l'absence de signal lumineux sur ces portions du switch.

Cette solution est simple (illustrée par exemple Figure 65) mais le chemin le plus contraignant est assez pénalisant car il impose de passer deux fois par chaque switch élémentaire d'un bloc. **Entrelacer les 4 liens WDM permet de diminuer ce chemin le plus contraignant** en rajoutant de la complexité. L'utilité d'une structure fractale s'avère importante alors pour maintenir une table de vérité simple, nous proposons dans la suite une structure fractale basée sur deux courbes de Peano entrelacées.

#### ❖ Switch WDM « Double Peano »

Nous présentons ici une version WDM du switch à double anneaux qui est intéressante pour rajouter de la tolérance aux désalignements et pour réduire les perturbations sur la densité spectrale. Au lieu d'utiliser les 4 liens identiques qui relient les blocs comme dans la première version, ici les liens sont entremêlés pour améliorer les performances du chemin le plus contraignant, c'est-à-dire le chemin rencontrant le plus de dégradation du signal. Ci-dessous nous présentons l'arrangement fractal pour  $n$



allant de 1 à 9 pour S1. Le sens de propagation dans chaque bloc des flèches rouges (haut/bas) et des flèches bleues (gauche/droite) crée 4 configurations possibles selon les axes de symétries précisé à droite de la Figure 66. **Chaque switch élémentaire est le symétrique de son voisin** par des axes horizontaux et verticaux et la numérotation des anneaux dans chaque cas est adaptée pour simplifier au maximum la table de vérité. Le bloc jaune représente l'endroit connecté aux ports d'entrées/sorties tandis que l'autre extrémité est amenée à être connectée à la figure symétrique de S2 comme expliqué dans la Figure 66.

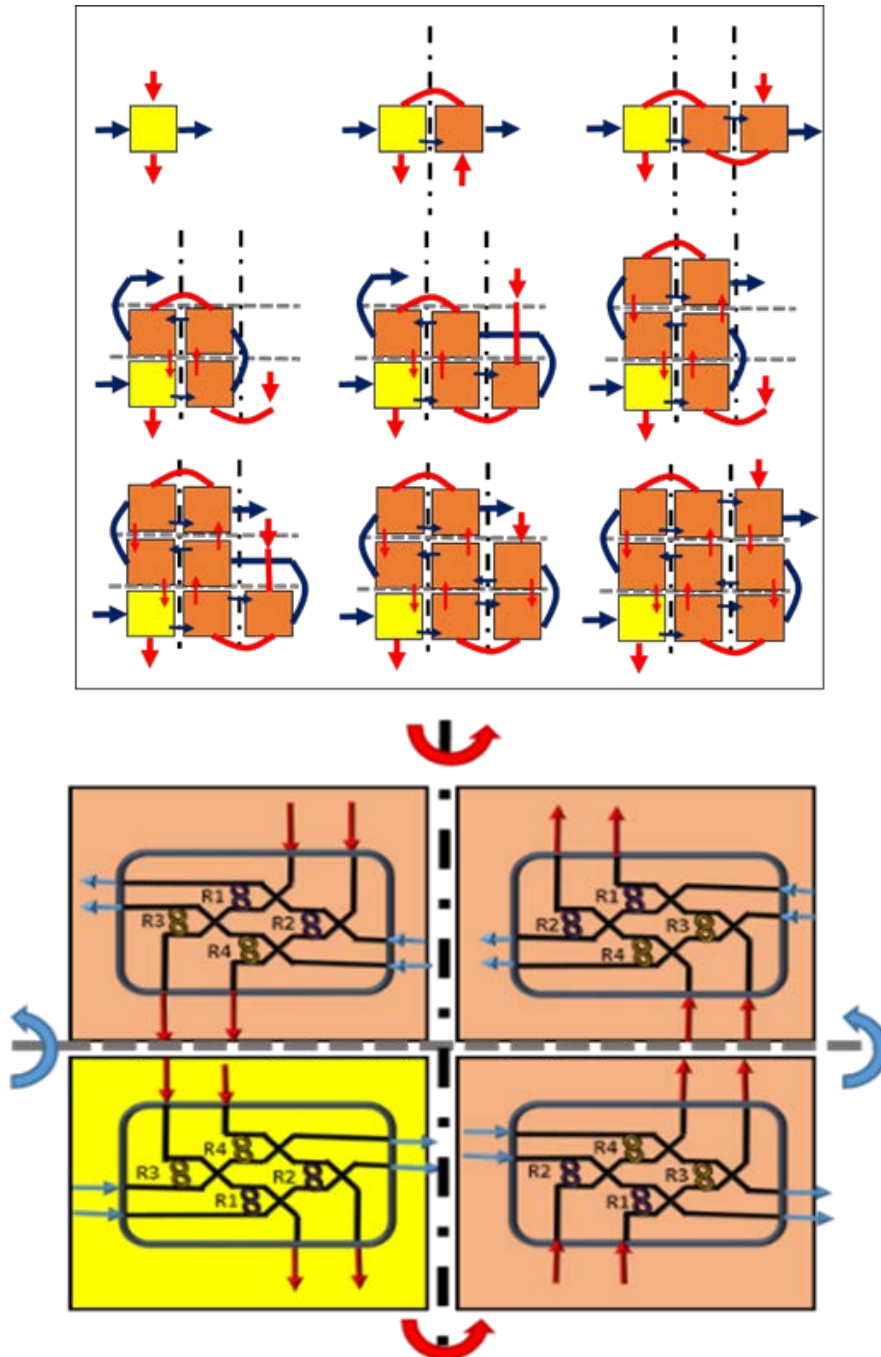


Figure 56. Arrangement fractal de base 9 pour le bloc S1 et sa construction avec les axes de symétrie et la numérotation des anneaux des switches élémentaires dans chaque cas. Cette numérotation permet de conserver une table de vérité très simple.

La nature fractale de l'architecture proposée permet de simplifier la table de vérité et de proposer une architecture valable pour n'importe quel  $n$  : il suffit de **décomposer  $n$  dans une base de 9** et répéter la construction comme montré Figure 67.

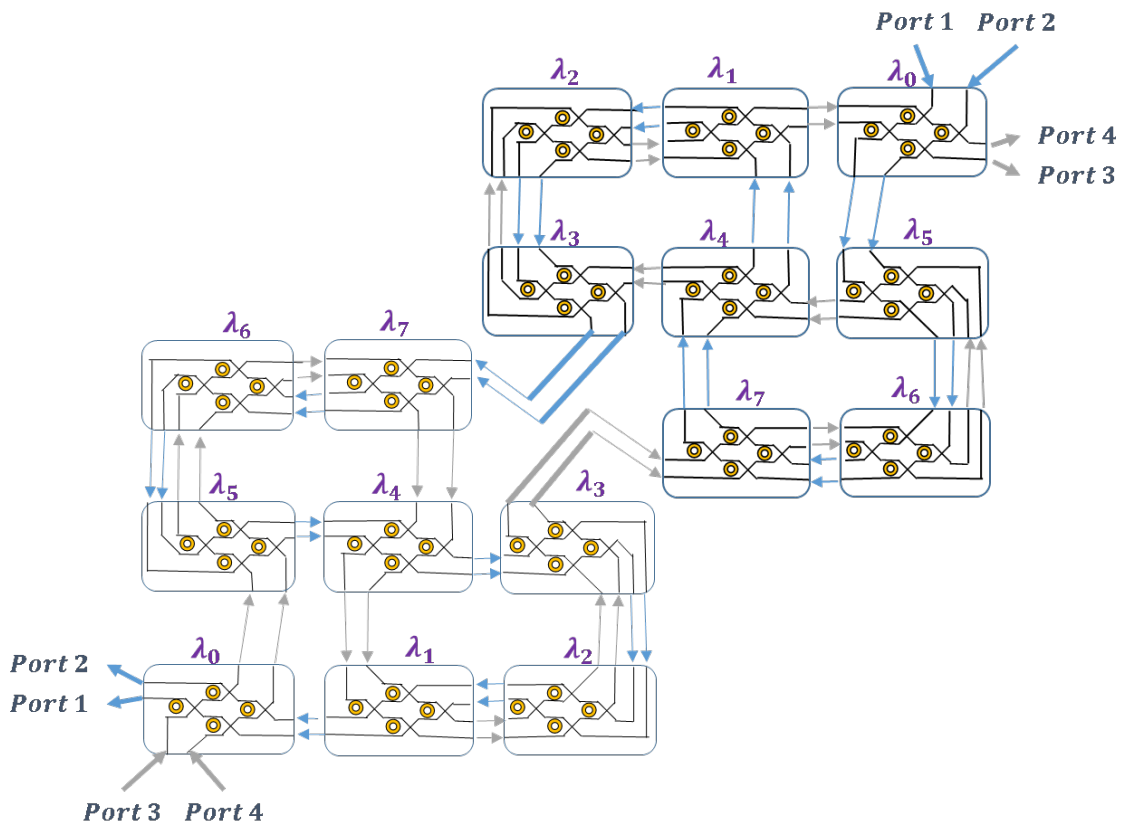


Figure 57. Exemple de motif fractal pour un switch  $4 \times 4$  à 8 longueurs d'onde à simples anneaux, où les deux blocs  $S1$  et  $S2$  possèdent 8 switches élémentaires. L'entrelacement des liens WDM gris et bleu sert à diminuer le nombre de switches élémentaires à traverser dans le chemin le plus contraignant (par rapport aux liens WDM parallèles de la configuration serpentin). Le cas double anneau fonctionne de la même manière.

La structure complète avec les deux parties  $S1$  et  $S2$  sont connectées comme montré sur la figure suivante en détaillant toutes les variantes du motif incomplet ( $n < 9$ ) :

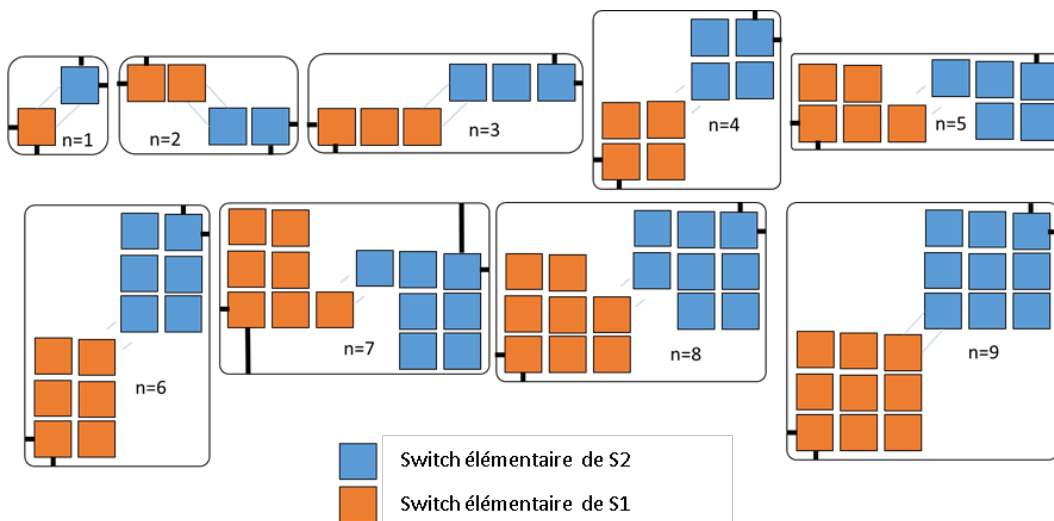


Figure 68. Exemple d'arrangement du switch WDM complet avec les parties  $S1$  et  $S2$  avec toutes les configurations de motif qui ont été précédemment décrites Figure 66. La définition du motif pour un indice  $n$  supérieur à 9 sera effectué en utilisant une décomposition en base 9 et les configurations décrites dans la figure.

L'avantage de cette construction c'est que la table de vérité Table 7 reste très simple en discriminant les anneaux dans la partie S1 et S2 :

Table 7. Table de vérité du switch en double anneau pour S1 (en rouge) et S2 (en bleu) en utilisant la numérotation de la Figure 66.

Table de vérité	Anneau
P1→P3 (S1) P3→P1 (S2)	R1 / R4
P2→P3 (S1) P3→P2 (S2)	R3 / R3
P1→P4 (S1) P4→P1 (S2)	R2 / R2
P2→P4 (S1) P4→P2 (S2)	R4 / R1
P1→P2 (S1) P3→P4 (S2)	--
P2→P1 (S1) P4→P3 (S2)	--

Une telle architecture permet de diminuer le nombre d'éléments traversés en prenant le chemin le plus contraignant. Classiquement une perte de puissance optique de plus de 0.5 dB est attribuée à une configuration résonante à comparer avec 0.01 dB pour un anneau en configuration passante (voir les discussions du chapitre V autour de ces hypothèses) : donc nous pouvons considérer que **le chemin possédant le plus de drop rencontre les pertes maximales dans le switch**. Ainsi, dans ces architectures WDM, le nombre maximal de *drop* est de 1, qui diffère en cela des architectures de Benes par exemple qui ont besoin de bien plus de *drop*. Dans la configuration double Peano, le chemin le plus contraignant est un chemin possédant un *drop* qui passe par environ  $3n$  anneaux (cela dépend des cas) alors qu'en utilisant un serpentín le chemin le plus contraignant passe par  $4n$  anneaux.

Table 8. Comparaison du cas le plus contraignant pour les deux architectures, avec le nombre de croisements et de « pass »

Pire cas pour un N-WDM switch	Switch Simple anneau WDM "en serpentín"		Switch Double anneau WDM « double Peano »	
	Nombre de croisements	Nombre de pass	Nombre de croisements	Nombre de pass
N=2	7	6	9	6
N=3	9	10	13	10
N=4	11	14	13	10
N=5	13	18	19	14
N=6	15	22	21	18
N=7	17	26	25	20
N=8	19	30	25	22
N=9	21	34	37	34

En conclusion, la solution fractale permet de proposer un chemin le plus contraignant **plus avantageux que la solution en serpent** notamment pour les **switches 4-WDM et 8-WDM**. Pour toutes les architectures, une méthode pour expliciter la notation automatique des anneaux a été décrite et permet de **construire immédiatement la table de vérité**.

#### 4.1.3 Conception et tests expérimentaux

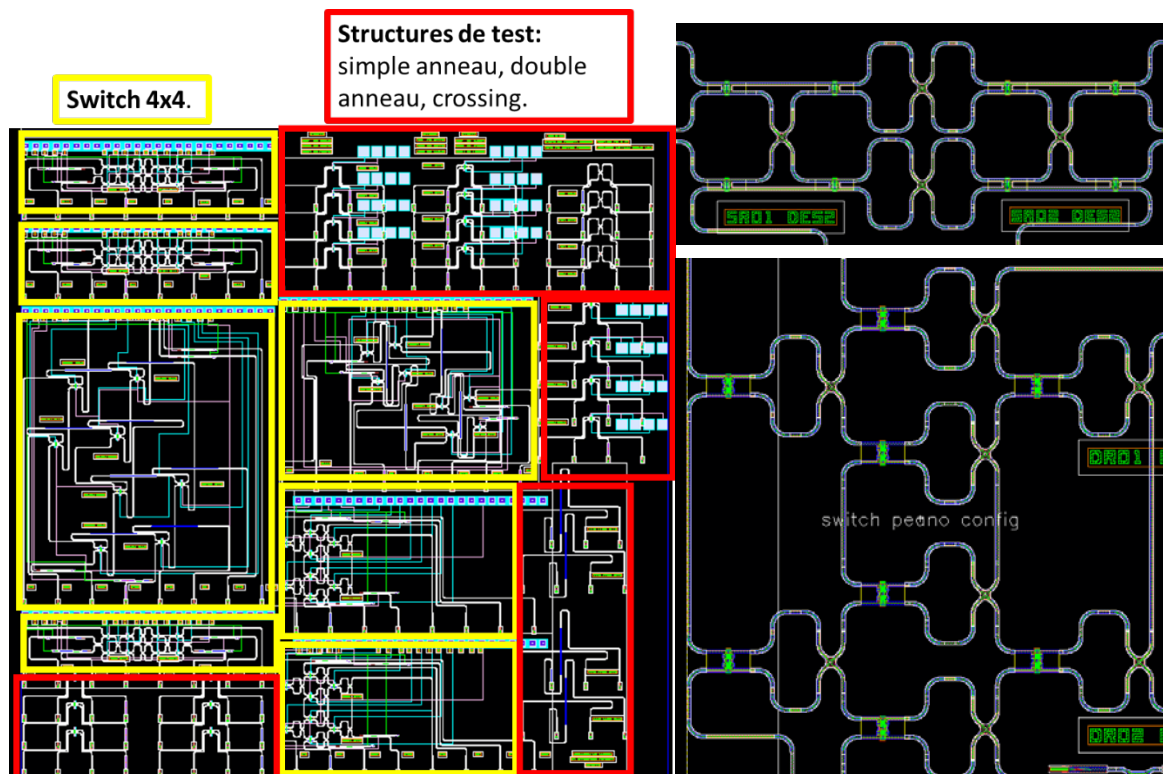


Figure 69. Exemple des layouts dessinés sur Virtuoso CADENCE en 2017 (THETIS). Les structures de test d'un switch 4x4 (en jaune) prennent beaucoup de place sur le masque notamment à cause des coupleurs à réseau de diffraction et des plots pour poser les pointes qui ont des dimensions fixées par les fibres optiques et pointes électriques utilisées en caractérisation. À droite des agrandissements permettent de distinguer les résonateurs (simples et doubles) dans les switches 4x4.

Des réalisations de switch élémentaires 4x4 ont été fabriquées sur les différents masques comme montré Figure 69. La partie test expérimentale des switches 4x4 est en attente des plaques possédant la métallisation pour réaliser les contrôles sur chaque anneau. Les résultats du premier masque (THETIS) fabriqué n'ont pu être exploités dus à des écarts de performance sur les composants (notamment les croisements) formant les démonstrateurs de switch. De meilleurs composants ont été conçus par la suite pour le masque AGLAE mais n'ont pu être testé jusqu'à ce jour.

Le test expérimental des switches nécessite d'avoir accès à plusieurs sources électriques pour piloter tous les anneaux. Pour se faire, une carte programmable a été réalisée qui permet de contrôler jusqu'à 8 sorties électriques. Ensuite pour avoir un signal conforme à ce qu'il est attendu, il est nécessaire de savoir où se situe la résonance de chaque anneau qui est distribuée assez largement autour de la zone visée. Pour se faire, il est possible de ponctionner après chaque anneau une partie du signal et de l'envoyer sur une photodiode de manière à repérer le pic de résonance.

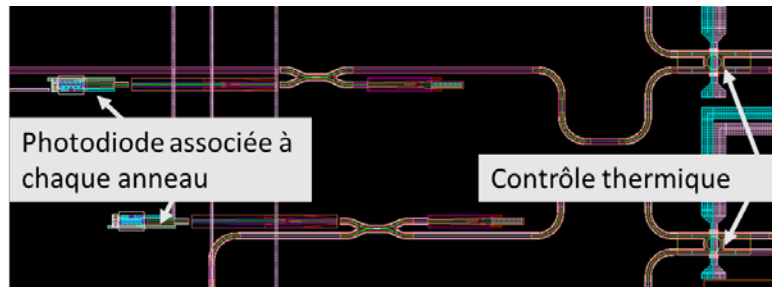


Figure 58. Des photodiodes sont intégrées au switch pour détecter la résonance des anneaux. Un peu de signal est prélevé du guide pour déterminer si l'anneau est à la résonance. Le contrôle thermique grâce aux résistances dans l'anneau rend possible l'ajustement de la résonance à la longueur d'onde laser utilisée pour initialiser les deux états du résonateur : résonant ou passant.

Grâce à la topologie avantageuse du switch conçu, nous avons pu simplement mettre des photodiodes sur chaque entrée et sortie du switch pour pouvoir aligner 4 résonances d'anneaux en maximisant la sortie sur chaque photodiode (Figure 70). Une fois fait, les résonances des 4 anneaux restants sont alignées en utilisant chacune des 4 entrées et le fait que les 4 premiers anneaux sont connus. Le problème évident de cette méthode est le niveau de perte supplémentaire qui est introduit avec une solution assez complexe à mettre en place quand le nombre de port augmente. Dans la suite, nous décrivons un système plus simple et plus performant pour lever l'indétermination de la place de la résonance dans chacun des résonateurs.

## 4.2 Monitoring non invasif

Pour s'assurer d'être à la résonance d'un anneau, il faut disposer d'un moyen réversible de changer l'indice effectif d'un guide optique ainsi qu'un moyen pour savoir si de la lumière passe dans l'anneau ou pas. Dans notre cas, c'est une boucle de rétroaction avec un contrôle thermique qui est utilisée pour réaliser l'asservissement de la résonance. C'est le « détecteur de résonance » qui nous intéresse par la suite, la partie purement rétroaction et stabilisation rapide du système n'est pas étudiée.

### 4.2.1 Monitoring d'un anneau

Dans une boucle de rétroaction pour stabiliser une résonance, il faut un moyen rapide de détecter si l'anneau est à la résonance ou non. La façon la plus évidente de le faire est d'utiliser un guide d'onde légèrement couplé à l'anneau pour récupérer un peu de signal (comme réalisé précédemment) mais, c'est une solution qui introduit des pertes supplémentaires. Plusieurs options viables sont développées dans la littérature, notamment le CLIPP [114] qui utilise une variation de la capacité formée par deux électrodes placées au-dessus d'un guide silicium. Lorsque la lumière passe dans ce guide d'onde, elle crée des porteurs libres qui modifient la capacité électrique formée par l'espace diélectrique entre les électrodes. Ce dispositif est intéressant pour des MZI et des guides d'ondes mais nous avons trouvé les dimensions des électrodes (quelques dizaines de  $\mu\text{m}$ ) peu compatibles avec les anneaux que nous utilisons dont le rayon est de 3-5 $\mu\text{m}$ . De récents travaux, portant plus spécifiquement sur les anneaux résonants, proposent d'utiliser une zone dopée dans le guide et de s'en servir en tant que chauffelette ainsi que de détecteur optique [115]. Dans ce cas, la courbe de

tension versus l'intensité présente une variation significative à la résonance avec une résistance qui diminue lorsque le nombre de porteurs libres augmente. La publication [116] montre aussi qu'il est possible d'implanter des défauts dans une zone de l'anneau pour s'en servir de détecteur en augmentant l'interaction de la lumière avec la zone dopée, tandis qu'une autre zone est dédiée au pilotage actif. La Figure 71 récapitule ces approches en reprenant les différentes publications.

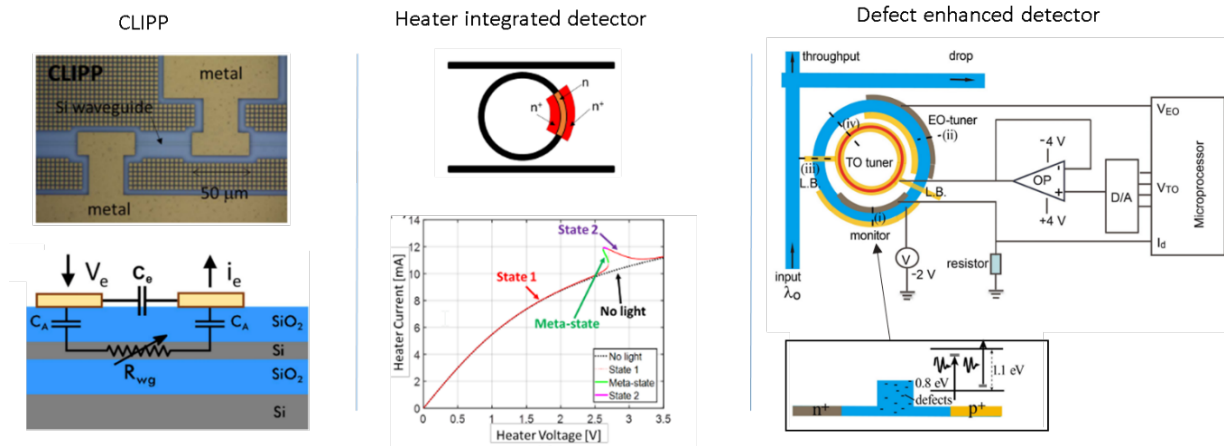


Figure 59. De gauche à droite : exemples de détecteur optique basé sur une capacité [114], intégré à la solution thermique [115] ou bien basé sur une implantation de défauts [116]. Le but est de limiter la quantité de signal perdue pour donner l'information de l'intensité lumineuse.

#### 4.2.2 Utilisation du photo-courant

Dans notre approche, nous avons besoin d'une diode PN ou PIN pour faire la commutation du signal et d'une chaufferette pour aligner la résonance. Il se trouve que le photo-courant généré par la diode de commutation, que nous avons décrit dans le chapitre II, est suffisant pour permettre de détecter la condition de résonance. En effet lorsque l'anneau est à la résonance, sans même avoir à polariser en inverse la jonction, un courant de plusieurs centaines de nano ampère est détecté. Cela permet de garder le périmètre de l'anneau entier pour la diode de commutation et de l'utiliser en même temps pour déterminer la condition de résonance. De cette manière, avoir l'information sur l'état de l'anneau peut être réalisé en même temps que l'ajustement de cette résonance.

Nous pouvons utiliser cet effet sans avoir recours à des dopages supplémentaires ou ajout de défaut car les anneaux résonants ont un haut facteur de qualité et la puissance optique stockée à la résonance est importante. La Figure 72 montre la résonance électrique obtenue qui donne une image de la résonance optique dans l'anneau. Le très léger décalage entre ces deux résonances est dû au balayage spectral dans l'acquisition de la mesure qui était un peu trop rapide (mis pourtant au minimum) pour le TIA sur l'équipement. Il en résulte que le TIA impose une capacité non négligeable et décale la résonance électrique perçue : pour se débarrasser de ce phénomène il faudrait pouvoir diminuer encore la vitesse d'acquisition des points de fréquence. Ici nous avons progressivement diminué la vitesse de balayage jusqu'au minimum possible pour limiter au maximum cet effet parasite.

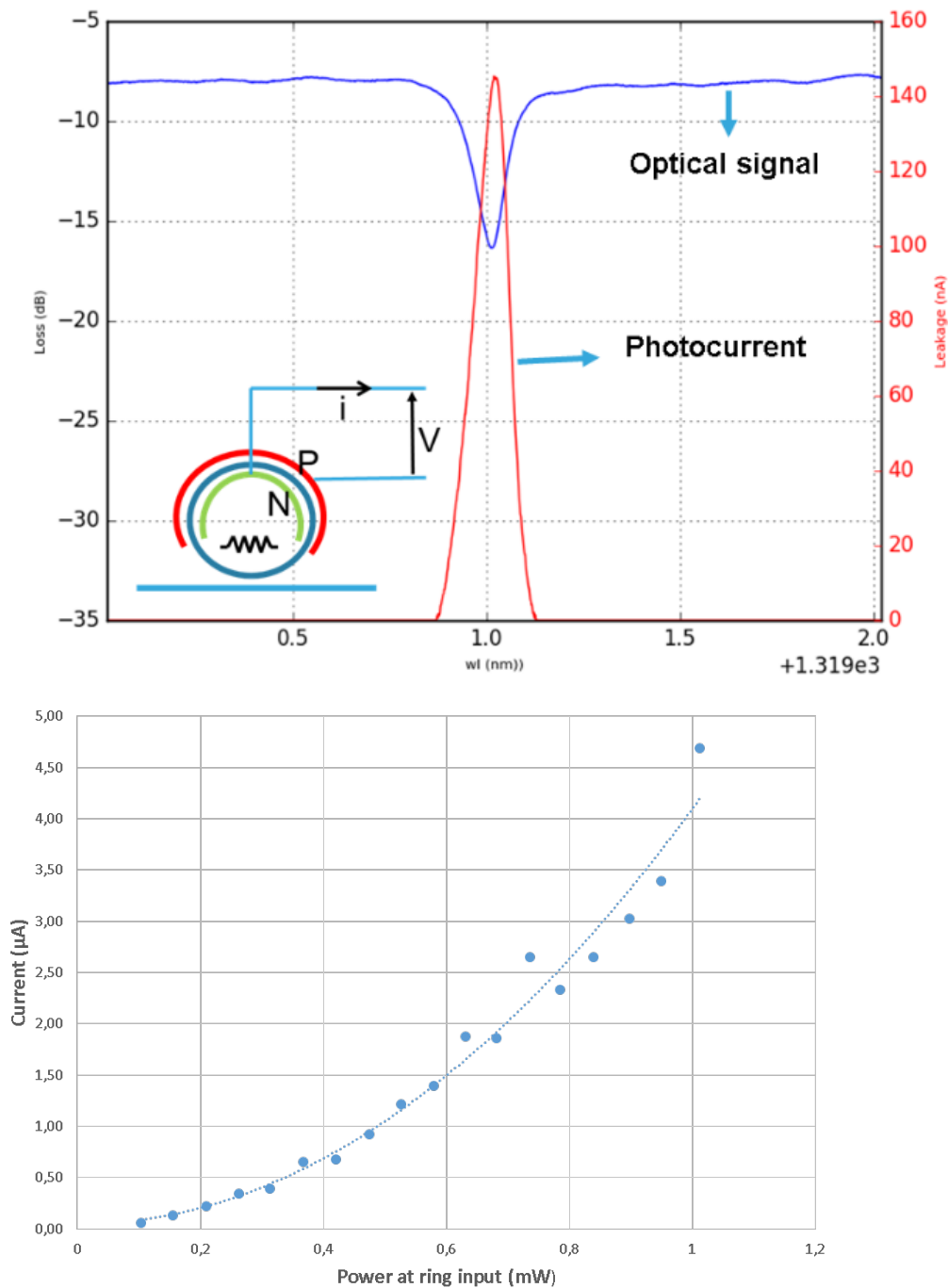


Figure 72. En haut : la résonance optique (en bleu) détectée avec le photo-courant de la jonction PN de modulation de l'anneau (en rouge). En bas : Le photo-courant de la jonction PN en fonction de la puissance à l'entrée de l'anneau, en étant pour chaque point de puissance calé sur la résonance.

Le courant mesuré aux bornes de la jonction PN ne dépend pas linéairement de la puissance optique. Or le courant de cette jonction dépend du nombre de porteurs libres créés par les photons qui sont ensuite extraits par la tension appliquée. Nous avons ici une autre manifestation des effets non linéaires de génération de porteurs libres avec la puissance lumineuse (explicité dans le chapitre II).

## 4.3 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, de nouvelles architectures ont été discutées en prenant en compte différentes caractéristiques. Pour se concentrer sur un type défini d'architecture, le switch 4x4 a été choisi pour son intégration dans une multitude d'architectures qui l'utilisent en tant que switch élémentaire. Ce switch doit être capable de gérer le WDM, de manière non bloquante avec une granularité des longueurs d'onde pour augmenter sa flexibilité et d'une certaine manière sa latence. Il doit minimiser la longueur des liens, les diaphonies thermiques, le nombre d'anneaux traversés (surtout en configuration résonante qui est très pénalisante) et enfin avoir une table de vérité simple à utiliser pour un nombre quelconque de canaux WDM.

Les architectures décrites tiennent compte de ces exigences et aboutissent à un switch où la commutation est regroupée par longueur d'onde pour minimiser les diaphonies thermiques et par là même, la distance minimale entre des anneaux voisins qu'il est possible d'envisager.

Enfin, la manière de piloter un grand nombre d'anneau est explicitée dans une deuxième partie. Cette manière est simple d'usage et ne nécessite rien de plus que l'anneau que nous avons déjà, qui en fait est un détecteur transparent et non invasif. Cet aspect est important, car sa relative simplicité d'usage est un avantage lorsque sont envisagées des architectures à plusieurs anneaux.

Ces travaux se basent sur la pénalité en puissance d'un anneau qui est prise d'après la littérature à 0.01dB en configuration passante et 0.5 dB en configuration résonante. Pour évaluer l'avantage conféré par l'utilisation des doubles anneaux, nous avons développé dans le chapitre suivant une méthode pour réévaluer ces dégradations de signal et les hiérarchiser. En filigrane, la question que nous cherchons à résoudre est la suivante : quelle est la taille maximale qu'un switch optique avec des anneaux peut se permettre d'avoir (sans avoir recours à des amplificateurs de signal optique) ?



## V. Taille maximale du switch

« Faire une promesse était une nécessité du passé, la rompre est une nécessité du présent »

*Machiavel*

Après avoir proposé une architecture modulaire utilisant simple et double anneaux, nous allons nous intéresser à la question de la taille maximale qu'une architecture de switch basé sur des anneaux peut prétendre atteindre sans avoir recours à de l'amplification de signal optique (SOA). Dans la littérature, les modèles proposés mènent à des estimations prédisant des performances très élevées pour les structures utilisant des résonateurs en anneaux. Il est courant de rencontrer des modèles prédisant des architectures avec une centaine de ports pouvant inclure un très grand nombre de résonateurs, le tout pour un coût en pJ/bit très faible (notamment grâce au fait que les SOA ne sont pas nécessaires). Cependant, du côté des réalisations physiques décrites dans l'état de l'art du chapitre I, les résultats sont limités à un nombre restreint de ports (typiquement 8x8) et loin de ce qui était attendu. Nous nous proposons de mettre en lumière les mécanismes qui entravent ces réalisations en revisitant la modélisation du système et ses hypothèses, en l'appliquant à une architecture classique. Les architectures WDM développées dans le chapitre précédent, avec leurs switches élémentaires, ne sont pas réutilisées ici. Nous avons préféré présenter des comparaisons avec une architecture de switch particulièrement répandue dans la littérature : la topologie Benes. Le but est de proposer une méthodologie pertinente pour évaluer les pertes introduites par une architecture plutôt que de comparer des architectures différentes entre elles.

### 5.1 Taille maximale acceptable : méthodologie

#### 5.1.1 Hypothèses préalables

Beaucoup d'architectures de switch sont proposées avec des anneaux résonants pour bénéficier de leur compacité et leur sélectivité. Les réalisations peinent à montrer une connectivité avec plus de quelques dizaines d'éléments mais les prévisions sont bien plus enthousiastes : des précédentes études [117], [62] prédisent plus de centaines de ports interconnectés [118], [119] (Figure 73). Le bilan en puissance réalisé se base sur une sensibilité minimale autour de -15dBm pour une puissance initiale allant jusqu'à 30dBm (puissance à laquelle on s'accorde pour dire que le silicium voit ses pertes augmenter). L'anneau résonant étant représenté par une pénalité de 0.01 dB, on peut montrer qu'un lien peut passer par un très grand nombre d'anneaux. Le calcul du nombre de canaux WDM qu'un anneau résonant peut supporter s'élève jusqu'à plus d'une centaine de canaux [96] pour arriver à des débits globaux qui dépassent 20 Tb/s.

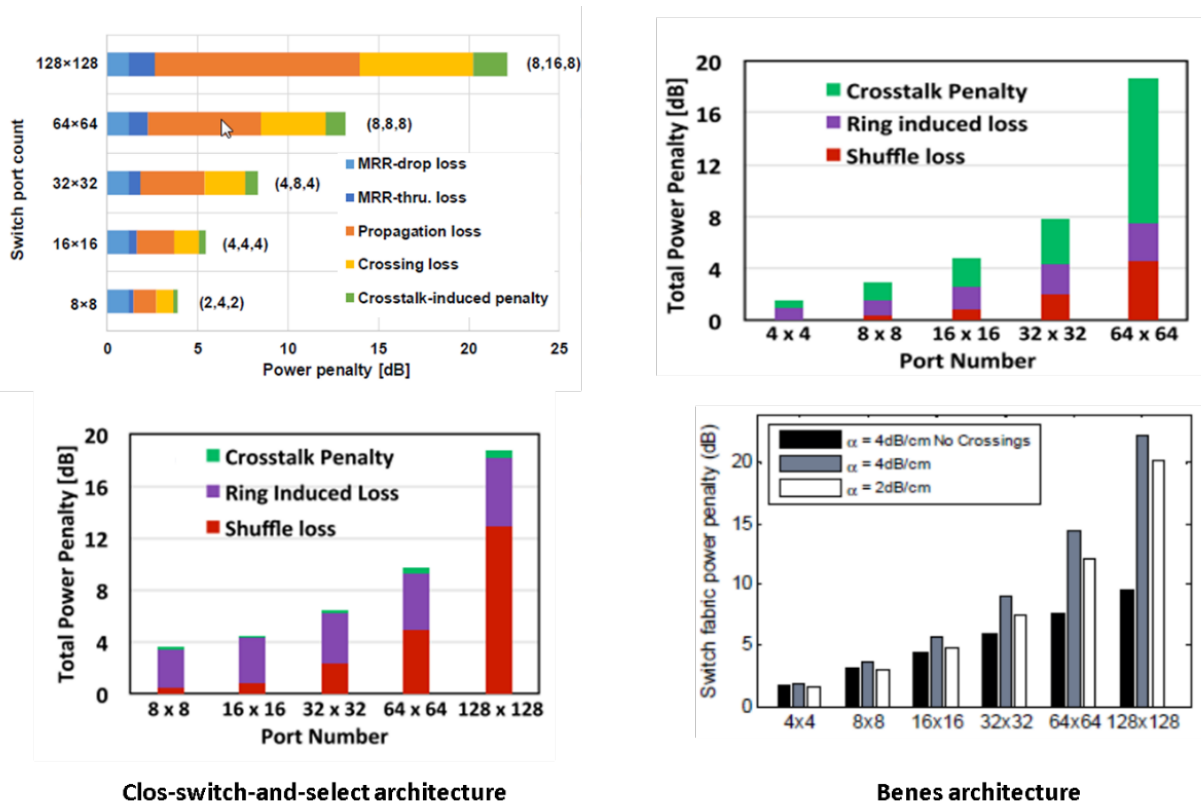


Figure 73. Des études de scalabilité différentes sur deux structures répandues Clos [120], [121] (à gauche) et Benes [118], [120] (à droite) qui montrent la faisabilité théorique d'interconnecter jusqu'à 128 ports entre eux pour moins de 20dB de pertes. Il est à noter que les différences sont notables sur l'importance des diaphonies et des pertes optiques.

Dans ce chapitre, nous revisitons ces hypothèses pour en substituer de nouvelles plus complexes afin de mieux comprendre pourquoi les réalisations expérimentales n'égalent pas les prévisions. Le choix des hypothèses est crucial car les simplifications sont nécessaires, mais ne doivent impacter que peu le résultat final. La chance que nous avons ici est que dans le cas d'un lien intra-puce, la chaîne de transmission est réduite au minimum afin de diminuer la consommation et les latences supplémentaires. Ainsi, nous considérons un laser qui couple dans l'interposeur silicium, un modulateur, le switch en lui-même, une conversion O/E et un traitement logiciel des données. Cette dernière brique s'éloigne un peu du cadre de l'étude et sera négligée pour la suite. Il s'agit de la couche logicielle qui permet au switch de savoir quand transmettre les données, les stocker en mémoire si les ressources sont indisponibles, etc... Elle joue un rôle principal dans la latence du switch tout en alourdissant le bilan de consommation, éléments qui ne sont pas développés dans ce manuscrit.

Premièrement, la source laser dans une telle solution doit être intégrée et dispose d'une puissance optique limitée (typiquement 20mW). Le modulateur est constitué d'un anneau résonant *all-pass* par exemple, accordé sur chaque longueur d'onde du lien WDM. Le switch lui-même est sensible aux pertes non linéaires dans le silicium et à toutes les perturbations sur le signal que créent les anneaux résonants. En les prenant en compte, il est possible de prédire, pour un switch constitué de résonateurs en anneaux, leurs impacts sur un lien WDM en termes de nombres de canaux et de débit total.

Les anneaux résonants, considérés pour cette approche, utilisent les résultats expérimentaux issus des plaques 300mm avec des guides optiques de 320 nm de large et des rayons de courbure de 5  $\mu\text{m}$ . Il y a peu de liberté sur le choix de ces valeurs : le rayon de 5  $\mu\text{m}$  est très répandu même s'il est possible

de le réduire à 3  $\mu\text{m}$  comme nous l'avons montré dans le chapitre III. Concernant la largeur des guides d'onde silicium, c'est aussi une dimension avec peu de variations possibles. Un guide d'onde moins large introduit des problèmes dû au déconfinement du mode et à l'augmentation des pertes de propagation (phénomène dépendant fortement du procédé de fabrication [14]). À l'inverse, il a été montré dans [122] qu'élargir jusqu'à plus de 400 nm le guide optique dans le résonateur pousse à diminuer la largeur du *gap* entre le guide d'onde et l'anneau jusqu'à des valeurs non acceptables pour une fabrication industrielle (< 100 nm).

### 5.1.2 Méthodologie appliquée

Une figure de mérite répandue pour les systèmes de communication est le Bit Error Rate (BER) soit le taux d'erreur pour un bit reçu. Le BER, considéré comme acceptable, est fixé pour cette étude autour de la valeur classique  $10^{-12}$  (à supposer que cette valeur est aussi valide pour les HPC), reprise des précédents travaux sur le sujet [5], [63]. Tous les éléments de la chaîne de transmission impactent ce BER en le dégradant. Une manière de quantifier cet impact est d'exprimer chaque élément par la puissance optique supplémentaire, appelée pénalité, qu'il requiert pour maintenir un BER donné. La chaîne de transmission se compose ici d'un émetteur, du switch et d'un récepteur, avec une attention toute particulière portée au switch lui-même. L'hypothèse prise dans les calculs de pénalité revient à supposer que les pertes en dB de chacun des éléments peuvent s'additionner. Lorsque l'émetteur est directement connecté au récepteur, la pénalité est alors nulle. Dans ce qui va suivre, nous appellerons « bruit » la modification de l'amplitude en réception, autour du niveau de décision considéré dans un diagramme de l'oeil. Ce bruit a plusieurs origines comme nous le verrons plus loin : bruit thermique aléatoire issu de la conversion électrique ou bien une mauvaise conservation du signal par des diaphonies variées et interférences entre symboles.

Le switch est inséré devant le récepteur et la **pénalité en puissance est calculée comme la puissance additionnelle requise pour maintenir le BER au niveau initial**. Pour ce dernier, si le bruit autour des niveaux de décision 1 et 0 est blanc et gaussien, la **fonction d'erreur** (Figure 74) permet de calculer le BER à partir du diagramme de l'œil. Mais cette méthode donne des résultats aberrants avec des anneaux résonants car le bruit n'a absolument pas une répartition gaussienne. La contribution en modification du signal modulé des anneaux résonants peut en fait **se séparer en deux parties inter et intra canal** : la **diaphonie entre canaux** (inter-canal) et l'**interférence entre symboles** (*ISI Symbol Interference*) à l'intérieur d'un canal (intra-canal). Dans le cas d'un anneau en configuration résonante, en fonction de la largeur de la bande passante de l'anneau résonant l'un des deux effets est prédominant devant l'autre. Quand la résonance est très aigüe, la diaphonie inter-canal est négligeable devant l'ISI et inversement quand la résonance est très large.

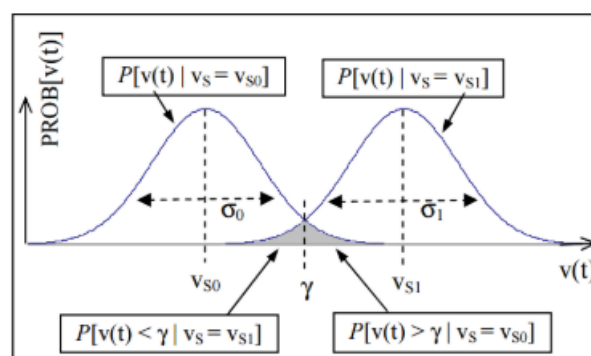


Figure 60. Explication de la probabilité d'erreur lors de l'échange d'un bit d'information lorsque la répartition des niveaux de puissance autour d'un symbole est une gaussienne (due au bruit généré par le récepteur par exemple). La fonction d'erreur complémentaire *erfc* calculée à partir de ces gaussiennes le taux d'erreur dans la transmission d'un bit, soit le BER.

Lorsque le système est simulé avec uniquement un émetteur et un récepteur : le BER est alors principalement lié au bruit généré par la conversion optique/électrique produite par la photodiode et

le TIA de réception. L'hypothèse classiquement formulée ici est que la sensibilité maximale pour le récepteur vaut -17 dBm à 10G pour un BER à  $10^{-12}$  dans les technologies CMOS considérées [5], [63]. Le bruit équivalent (Noise Equivalent Power : NEP) du récepteur est fixé pour satisfaire ce point initial.

A ce stade, une première pénalité du système peut déjà être extraite : il s'agit de la **pénalité liée à l'augmentation du débit de modulation**. En effet, l'intégration du bruit sur le temps que dure le symbole (plus ou moins long selon le débit de modulation) cause la dégradation du signal.

$$P_{\text{bruit}} \propto NEP^2 * BW$$

avec BW la bande passante sur laquelle le bruit est intégré.

L'énergie de bruit sur un bit est donc constante, alors que l'énergie du bit est proportionnelle au débit (à même NEP entre deux débits différents). En supposant donc un NEP du récepteur constant entre 10G et 50G, la **pénalité liée au débit est égale au rapport du débit avec le débit initial de 10G**.

$$Penalite_{\text{débit}} = \left| \frac{\text{Débit en Gb/s}}{10} \right|_{dB}$$

*Figure 61. Influence du débit sur la sensibilité minimale d'un récepteur pour obtenir un BER donné (diagramme issu de l'interprétation des résultats de [123]). L'idée n'est pas tant de décrire précisément ces courbes qui sont obtenues à partir d'un type de récepteur donné (identique pour les deux courbes), mais plutôt de reconnaître la pénalité en puissance liée à l'augmentation du débit ainsi que l'ordre de grandeur de la sensibilité minimale autour de -17 dB @10G pour un BER de  $10^{-12}$*

Sur la Figure 75, nous observons le BER d'un signal relié à son OMA (Optical Modulation Amplitude) qui est l'écart entre les deux niveaux de décision. Les deux courbes décrivent ce qui se passe pour deux débits différents : pour passer de 5G à 10G de débit sur le récepteur considéré, cela se fait au prix d'une sensibilité perdant 2.5-3.5dB, soit **assez proche des 3 dB que nous considérons dans ces travaux**. La différence s'explique sans doute par le fait que le récepteur réel possède un NEP qui varie avec le débit.

Pour qualifier la pénalité du switch, il faut tout d'abord qualifier celle d'un anneau résonant, qui est souvent prise comme étant égale à 0.01 dB dans la littérature (en configuration passante). Dans le contexte d'un lien WDM, cette pénalité dépend du nombre de canaux WDM  $n_{WDM}$ , du coefficient de couplage  $K$  et du débit par canal  $DR$ .

$$Pénalité_{\text{anneau}} = f(DR, n_{WDM}, K)$$

Le passage par un anneau résonant modifie la modulation et donc introduit des sources d'erreur supplémentaires, ce qui est représenté par un diagramme de l'œil qui devient plus brouillé. L'anneau résonant peut être dans deux état : soit passant (*through*) soit résonant (*drop*) qui sont obtenus en **multipliant le spectre de la modulation avec le filtre de la résonance de l'anneau résonant, centrée à des fréquences différentes. La résonance de l'anneau est considérée lorentzienne et est calculée à partir des équations classiques** [124]. Les effets non linéaires que nous avons évoqués chapitre II sont pris en compte au travers de la propagation dans les guides d'onde, mais pas dans les résonateurs. En effet, l'impact des effets non linéaires est principalement lié au décalage de la longueur d'onde qui ici n'est pas pris en compte car nous supposons toutes les résonances alignées parfaitement. En négligeant la distorsion de la résonance (et en supposant les résonances parfaitement alignées), nous nous plaçons dans un cas plus favorable qui simplifie considérablement le calcul.

**En situation *drop***, la modulation passe par un filtre principal *drop* centré sur la fréquence de modulation  $f_0$ , ainsi que par plusieurs sources de diaphonie : le *drop* accidentel des autres canaux et l'éventuel *through* du guide d'onde vers lequel l'information est dirigée.

En situation *through*, la modulation passe par un filtre principal *through* décalé d'un demi-espacement inter-canal ainsi que par plusieurs sources de diaphonie qui sont les drops accidentels des autres canaux.

La complexité ici est de relier le diagramme de l'œil de l'anneau résonant et le BER pour ensuite en extraire la pénalité. Comme dit précédemment, nous distinguons par la suite les diaphonies internes des diaphonies issues des autres canaux (Figure 76).

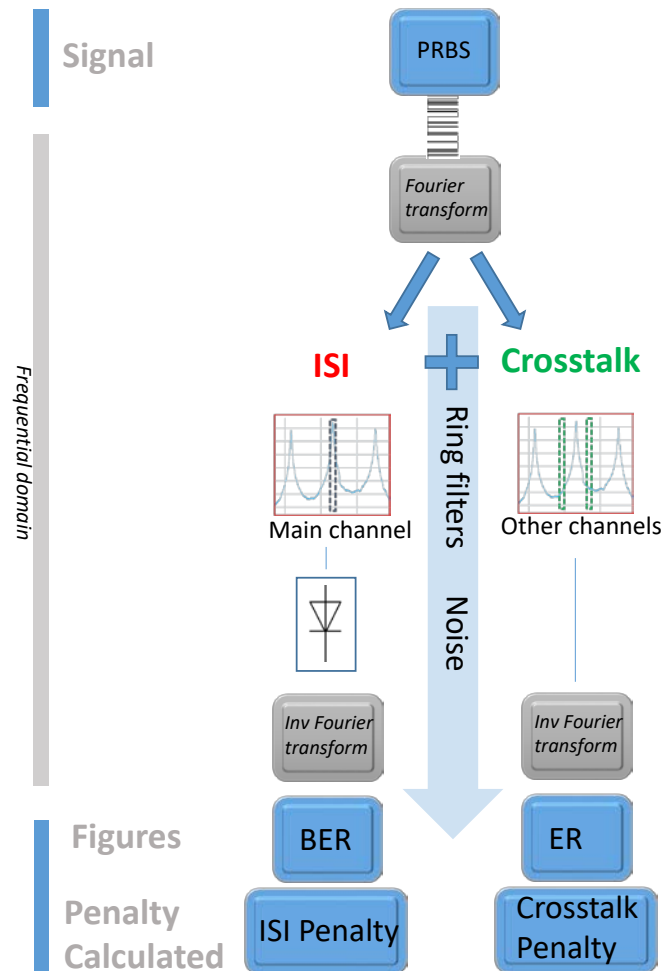


Figure 76. Explication de l'algorithme de séparation des diaphonies intra et inter-canal. Le signal PRBS est transformé en séries de Fourier et subir deux transformations : l'interférence entre symboles (ISI) sur le canal principal d'une part et la diaphonie (crosstalk) provenant des autres canaux d'autre part. Pour l'ISI, la modification du signal entraîne que, malgré un bruit gaussien du récepteur, les niveaux de puissance autour d'un symbole ne se répartissent pas comme une gaussienne mais comme une somme de gaussiennes (ce qui complique le calcul du BER). Le calcul des diaphonies ne prend pas en compte le bruit du récepteur. Il consiste seulement en une diminution de l'ER à cause des niveaux de décision parasites. Les deux composantes sont exprimées à la fin en termes de pénalité en puissance dans le bilan du lien.

**Pour l'interférence entre symboles**, toutes les sources de diaphonie externes sont nulles et le niveau d'un symbole n'est perturbé que par les valeurs de ses voisins : cela distingue au premier ordre 4 niveaux légèrement différents pour un même symbole en modulation OOK (On Off Keying) qui est le format de modulation le plus simple utilisé. Chaque niveau dans le diagramme de l'œil répond à une gaussienne de bruit dépendante du NEP du récepteur. Finalement, c'est 8 gaussiennes qu'il faut prendre en compte et intégrer leurs aires pour avoir le taux d'erreur global dû à l'interférence entre symboles après passage d'un anneau résonant. La pénalité SI est directement dérivée de la diminution de BER obtenue comme la puissance qu'il faut rajouter pour maintenir ce BER.

**Pour la pénalité comprenant les diaphonies externes**, il n'y a pas de SI ni de bruit de réception (sinon cela reviendrait à les prendre deux fois en compte) donc les signaux du diagramme de l'œil ne sont détériorés qu'en terme d'amplitude maximale. Le BER n'est pas directement calculé, mais la pénalité s'exprime simplement comme la perte d'ER au travers de l'anneau résonant : en rajoutant cette pénalité le signal retrouve ainsi sa forme initiale. La pénalité totale de l'anneau est finalement la somme des deux pénalités, additionnée à la pénalité liée au débit de symboles. C'est une hypothèse classique que l'on retrouve dans les bilans de puissance des normes de communication WDM (par exemple la spécification IEEE 802.3ba qui précise les pénalités liées à l'utilisation des canaux WDM à 1310nm pour des liens 100G) : toutes les pénalités sont supposées s'ajouter, au premier ordre, pour parvenir au calcul de la pénalité totale du lien.

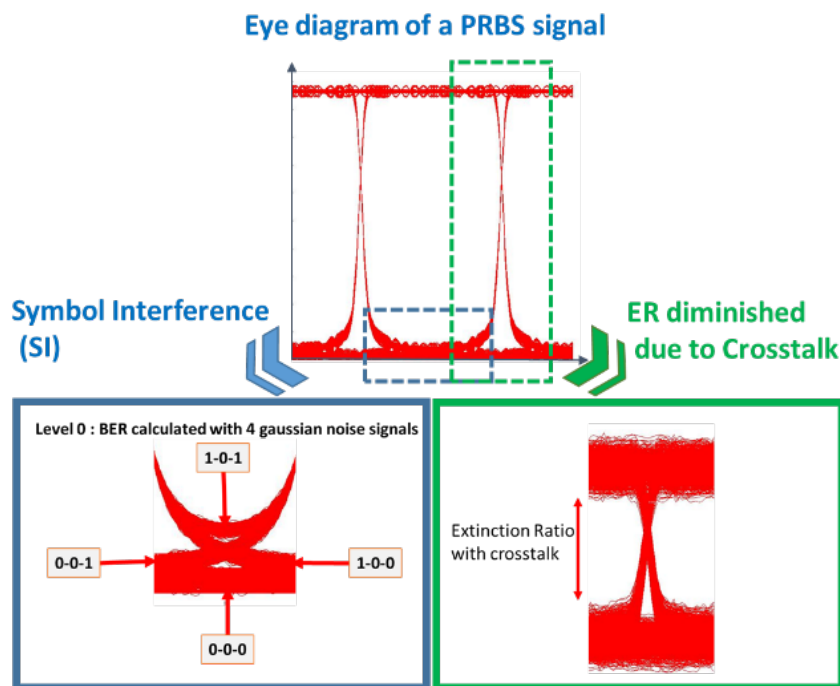


Figure 77. Influence des perturbations inter et intra-canal au passage d'un anneau sur le signal. L'interférence entre symboles encadrée en bleu exprime la dépendance avec les bits voisins du niveau de décision 0. Plus l'œil s'arrondit sur le diagramme, et plus cette composante est élevée et perturbe fortement le signal. En vert, ce sont les diaphonies qui influent sur l'écart entre les niveaux de décision avec le risque que ce dernier soit trop faible pour discerner les deux états.

La pénalité extraite dépend des choix arbitraires des signaux PRBS pour le signal principal, des signaux de bruit, des décalages en temps et en phase entre les signaux principaux et secondaires (Figure 77). **Plusieurs simulations (~100) sont ainsi nécessaires pour calculer un seul point de pénalité ( $DR, n_{WDM}, K$ )**. De là, il est possible d'extraire la dépendance de cette pénalité en fonction du couplage de l'anneau, pour une configuration donnée.

Dans le cas où l'interférence entre symboles est prédominante, le diagramme de l'œil est en fait la superposition de 8 gaussiennes provenant des 8 possibilités de configurations de séries de 3 bits consécutifs. Une combinaison de la fonction d'erreur donne une bonne approximation du BER et donc de la pénalité. Quand la diaphonie prédomine, le bruit gaussien est négligé et donc le BER n'a pas de valeur en particulier. La pénalité en puissance est alors égale à la diminution de l'amplitude de modulation.

**Ainsi la pénalité d'un anneau résonant est bien définie par morceaux selon les domaines d'importances des sources de bruit.** Quand aucune des deux sources n'est plus importante que l'autre,

l'hypothèse classique des bilans de puissance est que la pénalité se rapproche de la somme de ces deux termes.

Avec cette définition, nous avons une manière de quantifier la faisabilité d'un switch en comparant la puissance demandée en entrée par le switch et tous ses anneaux avec les capacités offertes par le laser intégré.

La complexité est accrue **en prenant en compte les non linéarités dans le silicium** qui pénalisent encore plus la puissance d'entrée demandée. Au final, une estimation de la pénalité totale du switch en fonction de la puissance d'entrée permet de déterminer quelle taille ce dernier peut avoir.

## 5.2 Résultats du modèle proposé

Parmi les architectures existantes, nous avons choisi le switch Benes pour appliquer la modélisation décrite précédemment. C'est un switch classique qui a des bonnes performances et qui est non bloquant pour permettre une bonne flexibilité du réseau. C'est aussi souvent une architecture de référence utilisée dans les publications parlant de taille des switches à anneaux résonants.

### 5.2.1 Pénalité d'un anneau

Avec la méthodologie développée précédemment, il est possible de calculer la pénalité d'un résonateur. Nous présentons la pénalité en fonction du coefficient de couplage pour un simple anneau à coefficients symétriques ( rayon de  $5\mu\text{m}$  et FSR divisé en 4 canaux WDM dans cet exemple) car la figure est facile à comprendre. Le même raisonnement conduit à une figure similaire, mais sous forme d'une surface, pour le double anneau avec les deux couplages qui peuvent varier. Notons sur la figure ci-dessous, que la pénalité de diaphonie inter-canal est toujours croissante avec le couplage (à pertes fixées). Cela peut s'expliquer en regardant le coefficient de qualité qui varie dans le sens opposé au couplage. Plus le coefficient de qualité diminue, plus la résonance est évasée et le drop accidentel des canaux est possible dans les deux configurations. Par contre, pour l'interférence entre symboles, dans le cas du drop, si le coefficient de qualité est trop élevé, le signal est plus coupé et donc dégradé. Nous voyons ci-dessous, que l'optimisation d'une configuration (passante ou résonante) dégrade automatiquement l'autre configuration. Souvent, et plus encore dans une architecture WDM, le nombre de drop est très limité et donc, il est possible d'augmenter sa pénalité afin de baisser celle de la configuration passante. **La Figure 78 dépend bien sûr du nombre de canaux WDM considérés.**

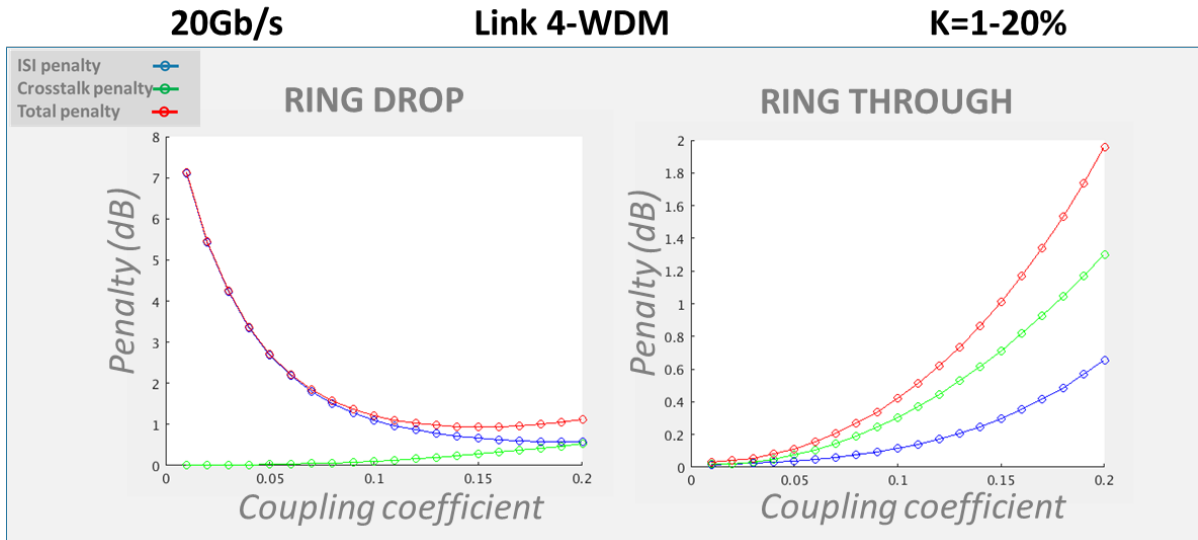


Figure 78. Pénalité d'un simple anneau résonant en fonction de son couplage à des pertes et un nombre de canaux WDM fixé. A gauche, quand l'anneau est à la résonance, la pénalité ISI est très importante lorsque la résonance est très sélective ( $K$  petit) tandis que les diaphonies sont plus importantes à facteur de qualité plus faible ( $K$  élevé). A droite, par contre, les deux contributions évoluent dans le même sens pour la configuration passante : plus la résonance s'évase ( $K$  grand) plus les pertes augmentent. Force est de constater que l'optimisation de l'anneau résonant, qui doit pouvoir réaliser les deux états, est un compromis qui dépend du nombre de drop dans le lien par exemple.

### 5.2.2 Pénalité d'une architecture

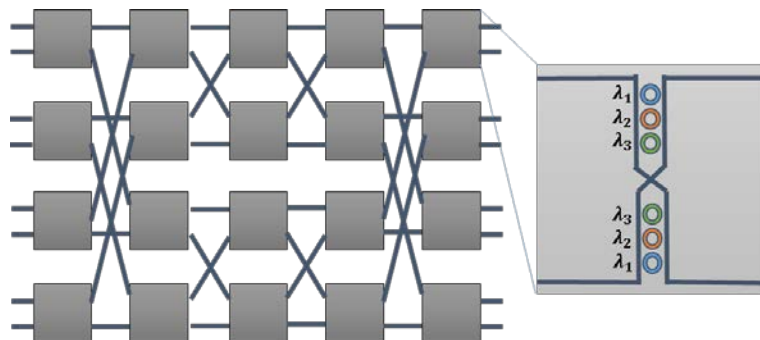


Figure 79. Exemple d'une architecture Benes avec le switch élémentaire  $2 \times 2$  en version WDM. Dans l'exemple cité, c'est une architecture de switch  $8 \times 8$  qui comporte 5 étages de décision et est non bloquante avec un chemin le plus contraignant qui est obtenu pour un lien possédant 5 drops (1 par étage).

Le chemin le plus contraignant d'une architecture Benes (représentée Figure 79) possède un *drop* par colonne à une longueur d'onde donnée. Toutes les autres longueurs d'onde sont laissées intactes sur ce chemin, donc pour un switch  $8 \times 8$  à  $n$  longueurs d'onde, le chemin le plus contraignant est constitué de 8 *drop* et de  $5(n-1)$  *pass*. Pour comparer les simples et doubles anneaux sur la base de leur différence de résonance, nous considérons le double anneau avec un croisement. De cette façon, nous obtenons les mêmes sens de propagation qu'un simple anneau et ces croisements annexes ne sont pas pris en compte pour ne pas impacter la comparaison initiale qui concerne la forme lorentzienne ou non de la résonance. Nous traçons ce chemin, en considérant une empreinte de  $50 \times 50 \mu\text{m}$  pour chaque anneau et par croisement (en intégrant les virages dans la croix). En reprenant les pénalités par anneau et les pertes non linéaires du silicium, nous obtenons la pénalité du switch. La densité à l'intérieur du switch



est trop importante pour se permettre d'incorporer des transitions Si/SiN pour passer en propagation à faible perte : tout doit être réalisé en Silicium (à moins d'utiliser des anneaux hybrides). Le niveau de nitrure de silicium est utilisé à la sortie du switch pour aller connecter les cœurs de calcul par exemple à l'aide de guides multimode à très faible perte et sans TPA.

Pour expliciter les résultats nous avons choisi de représenter la pénalité totale du switch demandée pour obtenir un débit global donné. Le nombre de ports du switch est représenté Figure 80 par des couleurs tandis que le nombre de canaux WDM est représenté par des formes. A forme et couleur fixée, le débit par canal varie entre 10G et 50G, qui est le débit que nous considérons atteignable avant d'être trop agressif sur les spécifications notamment du TIA. Notons que l'espacement inter-canal s'affranchit de toute convention et est pris le meilleur possible : c'est-à-dire que le FSR est divisé en le nombre de canaux WDM demandé et l'espacement intercanal est ainsi maximisé. Les anneaux possèdent un rayon de  $5\mu\text{m}$  qui fixe un FSR découpé en autant de canal que le lien en demande. C'est la manière utilisée pour avoir un contrôle en température le plus simple possible, car les canaux peuvent se décaler d'un cran sans conséquence : le FSR est complètement rempli de canaux.

Nous pouvons apercevoir Figure 80 que les courbes à 4-WDM (et plus) ne sont pas optimales : en fait le WDM permet de gagner en bande passante mais cela se paie au prix fort en pénalité. Nous pouvons conclure qu'avec nos hypothèses **l'utilisation du WDM ne permet pas vraiment d'améliorer le débit total pour une pénalité de switch fixée.**

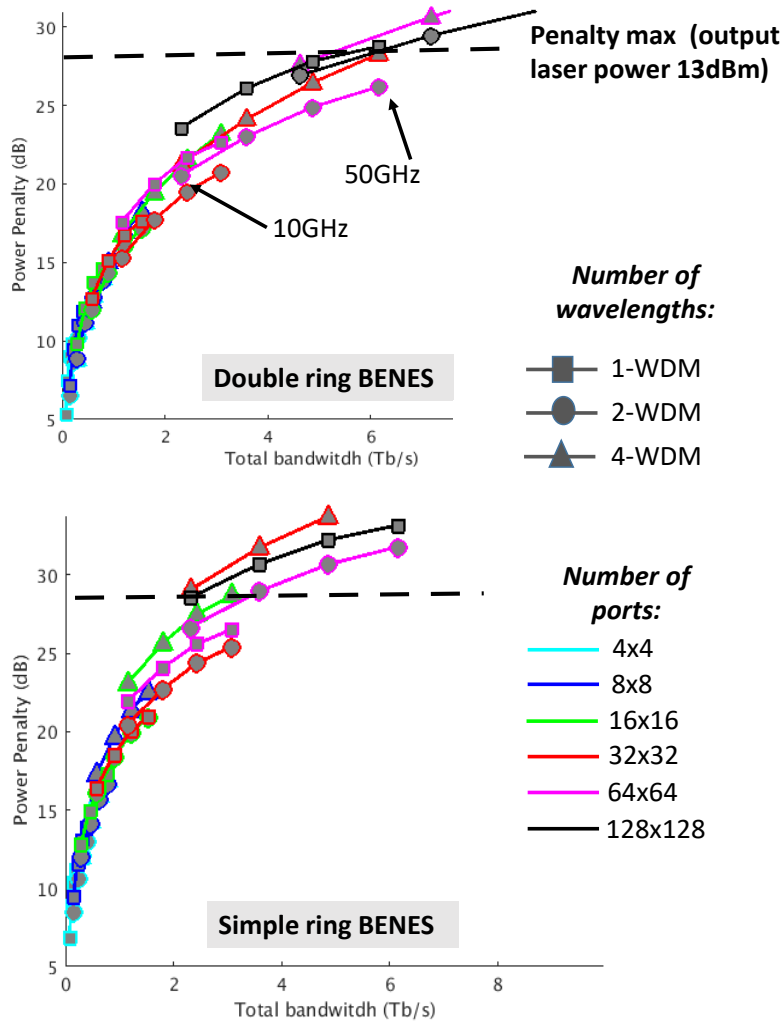


Figure 62. Pénalité du switch en fonction de la bande passante totale pour des simples ou doubles anneaux dans une structure Benes. La pénalité en puissance du switch est exprimée en fonction de la bande passante totale offerte en déclinant le nombre de ports utilisés en couleurs et le nombre de canaux WDM avec des formes. La ligne pointillée représente la pénalité maximale possible étant donné que le laser utilisé possède 13 dBm de puissance optique et que la réception minimale normalisée à 10G s'élève à -15 dBm soit 28 dB de pénalité possible. La création d'une telle figure nécessite des dizaines d'heures de calcul, principalement dues aux manipulations dans l'espace de Fourier et aux nombreuses données nécessaires pour obtenir un résultat qui converge statistiquement.

La puissance en sortie du laser modulée est prise à 13 dBm et la sensibilité minimale à -15 dB @10G ce qui donne 28 dB de pénalité possible pour le switch. Avec ces données tout à fait classiques, la bande passante totale n'excède pas 4 Tb/s pour des configurations simples anneaux avec au maximum 64 ports. L'équivalent à doubles anneaux permet de passer à 6 Tb/s et 128 ports ce qui est une belle amélioration.

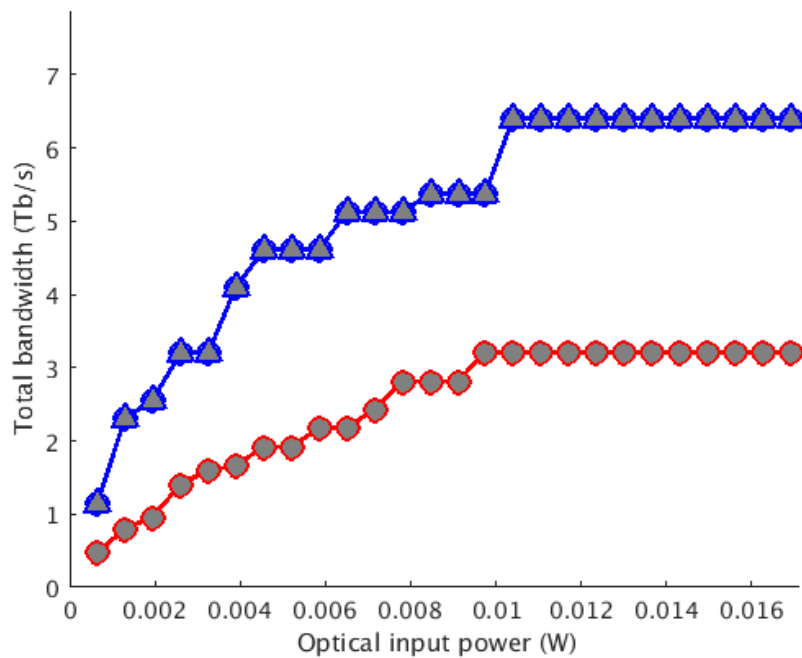


Figure 63. La bande passante maximale possible en fonction de la puissance de laser disponible pour une solution SR (en rouge) et DR (en bleu). De la figure précédente la bande passante maximale a été extraite pour les configurations simples et doubles anneaux pour chaque puissance de laser d'entrée. Il est à noter que l'augmentation de la puissance laser semble atteindre sa limite autour de 10mW : La puissance optique en plus ne transparait pas sur la bande passante maximale, probablement absorbée par les effets non linéaires dans le réseau.

En changeant la puissance d'entrée du laser, nous pouvons extraire la meilleure bande passante totale possible de la Figure 88 pour l'insérer dans la Figure 81. Nous voyons qu'à partir de 10 mW, l'amélioration de la bande passante stagne, cela est dû aux effets non linéaires qui diminuent la quantité de lumière utile fournie par le laser.

Les résultats sont cependant très loin des dizaines de Tb/s prédits par les modèles de la littérature, du fait combiné des effets non linéaires et de la distorsion spectrale importante des résonateurs en anneau en WDM.

**Ces résultats découlent des hypothèses que nous avons prises et des technologies utilisées dans notre environnement industriel** (forme des guides d'onde, rayon minimal des anneaux). Ils ne sauraient donc dépendre exactement la situation mais attirent plutôt le regard vers des pistes qui permettent d'expliquer pourquoi les réalisations expérimentales des switches avec des anneaux résonants ont du mal à atteindre le niveau de prédiction de la littérature. Il est à noter qu'une comparaison switch à base de simple anneaux ou double anneaux implique en pratique des changements de topologies car les sens de propagation sont inversés. La comparaison menée ici montre l'importance de la forme non lorentzienne des doubles anneaux, indépendamment en quelque sorte du changement de sens. Son utilisation semble très intéressante dans des structures dédiées à son sens de propagation car la forme de sa résonance permet de mieux conserver l'information.

### 5.3 Conclusion du chapitre

La dernière partie a mis en relation les chapitres précédents pour répondre à la question : quelle est la taille maximale qu'un switch avec anneau peut prétendre réaliser sans SOA ? Une méthode prenant en compte les effets non linéaires et les déformations de la bande spectrale a été mise en place avec des résultats bien plus pessimistes que ceux que la littérature prévoit. Nous trouvons qu'atteindre un

débit total de 5 Tb/s est déjà assez ambitieux, pour une architecture classique dont la connectivité est prédite dans la littérature jusqu'à 30 Tb/s. L'utilisation du WDM est complexe et peu recommandable dans le cas de nos guides d'onde silicium avec les anneaux résonants d'un rayon d'au moins 5  $\mu\text{m}$ . Les conclusions dressées ici ne sont valables que dans le cadre des hypothèses prises, mais dessinent cependant, une tendance générale : il est nécessaire de prendre en compte les effets non linéaires dans les guides d'ondes silicium et la forme de résonance des résonateurs pour effectuer un bilan de puissance des architectures à base d'anneaux résonants. Une plus grande connectivité peut sans doute être obtenue avec des configurations doubles anneaux, des guides d'onde plus larges, des anneaux résonants plus petits et des architectures optimisées.

Pour accroître le débit dans le switch, nous avons exploré l'augmentation du débit par canal et le multiplexage en longueur d'onde : d'autres types de multiplexage peuvent sans doute être utilisés et surtout des formats de modulation plus avancés. Pour ces derniers, la modulation d'amplitude à 4 niveaux PAM4 et la modulation d'amplitude et de phase QAM sont des exemples étudiés dans la littérature, pour augmenter le débit d'un lien à base d'anneaux résonants. Pour la modulation de phase, les récepteurs cohérents sont nécessaires car ils permettent de récupérer l'information sur la phase et l'amplitude du signal optique grâce à un oscillateur local proche du récepteur. Selon un récent papier de Google, la réception cohérente est par ailleurs pressentie pour permettre de franchir un cap dans l'augmentation du débit, car elle abaisse drastiquement la sensibilité minimale [125] et permettrait d'envisager des normes de transmission à plus de 1.6 Tb/s par lien optique.



# Conclusion générale et perspectives

La photonique sur silicium est une technologie qui permettrait de remplacer les connections électriques très haut débit dans les liens à plusieurs centaines de Gb/s utilisés dans les centres de données et HPC. En effet, plus le débit est élevé, plus les pertes et les diaphonies des liens électriques deviennent préoccupantes. Les communications entre serveurs dans un data center sont déjà remplacées par des fibres optiques. Il s'agit à présent d'amener l'optique de l'avant du rack à la carte mère, voire de faire communiquer les composants électroniques de mémoire et de calcul via l'optique, pour augmenter le débit d'information. Dans un data center, les liens photoniques permettent d'offrir 400G de débit avec des projections vers le 800G ou 1.6T de débit dans un futur proche. Les architectures se désagrègent en rassemblant les composants dans des blocs par fonction (mémoire, calcul), le tout interconnecté avec un switch. Utiliser un switch optique permet d'utiliser du multiplexage en longueur d'onde (WDM) pour augmenter le débit par lien. Pour réaliser un tel switch, l'utilisation des anneaux résonants permet une grande flexibilité via la granularité du routage des longueurs d'onde. Par ailleurs, ils font appel à des procédés compatibles avec une fabrication CMOS industrielle (dans une perspective de diminution des coûts) et présentent de bonnes pertes optiques (comparé à leur équivalent MZI). Leur désavantage provient de leur sensibilité aux procédés de fabrications et variations environnementales.

La première partie de ces travaux s'est attachée à comprendre et modéliser les phénomènes prédominants qui impactent la forme de la résonance, à savoir les effets non linéaires et le backscattering. L'absorption à deux photons et l'effet Kerr dans l'anneau résonant ont été modélisés avec une approche temporelle (CMT) et les perturbations générées ont été prises en compte dans un modèle matriciel du résonateur. Ce faisant, le modèle garde une simplicité de résolution, tout en s'assurant une plage de validité sur le spectre considéré. Quelques hypothèses maîtrisées, nous ont aussi permis de proposer un modèle simple pour le backscattering à base d'un anneau dual, siège des rétro propagations. Les modèles prédisent le comportement d'un anneau résonant avec des variations de puissance d'entrée et de tension de pilotage. Ils ont notamment permis de corriger la valeur extrêmement élevée des pertes optiques dans l'anneau du modèle standard : les pertes linéaires sont similaires à celles d'un guide courbé, ce sont les pertes non linéaires à la résonance qui sont très élevées. En connaissant mieux les formes des résonances et les paramètres de base (pertes optiques et coefficient de couplage), il est ensuite plus aisé d'optimiser le comportement du résonateur. Le modèle compact proposé parvient à rendre compte fidèlement de la réalité, tout en gardant un formalisme analytique pour une résolution rapide, ce qui est essentiel pour les considérations systèmes du dernier chapitre.

Dans un second temps, le travail s'est consacré à l'exploration des anneaux résonants. L'optimisation des résonateurs, conduite dans ces travaux, s'est portée sur la comparaison simples/doubles anneaux et l'exploration d'autres types de résonateurs, les disques et les résonateurs hybrides. Il s'est avéré que les doubles anneaux possèdent une résonance à la fois plus large au centre et plus abrupte sur ses flancs que le simple anneau. En optimisant les deux variantes pour le même espacement inter-canal, nous avons démontré expérimentalement de meilleurs spectres en fréquence pour les doubles anneaux. La meilleure conservation de la bande spectrale de modulation se ressent ensuite sur le SNR détecté sur la photodiode. Par ailleurs, le double anneau est moins sensible aux variations de procédé de fabrication et permet de considérer que des résonateurs proches possèdent la même fréquence de

résonance. Ainsi, un pilotage collectif par chaufferette peut être effectué dans le cas des doubles anneaux, rendant leur utilisation plus aisée. Par ailleurs, des disques ont été fabriqués et révèlent un FSR plus large et une sensibilité moindre aux procédés de fabrication, pour peu que leur propagation monomode soit assurée. Des disques en nitrure de silicium ont montré de très bons résultats et leur grande stabilité vis-à-vis à la fois de la température et de la géométrie les rendent intéressants pour créer des multiplexeurs passifs pour des applications DWDM, comme celle que nous visons. Enfin, l'utilisation du niveau de nitrure de silicium, comme niveau supplémentaire de routage optique, a été investiguée. Des anneaux silicium couplés à des guides d'onde en nitrure de silicium ont rassemblé les avantages de la propagation dans des guides en nitrure de silicium (peu de pertes, pas de TPA) avec la possibilité de modulation/switch actif du silicium, le tout dans l'empreinte d'un anneau de  $10\mu\text{m}$  de rayon. Ces résultats sont prometteurs et permettent d'envisager l'intrication de ces niveaux dans plusieurs applications en communication comme en détection.

L'intérêt pour les doubles anneaux résonants et les problématiques de diaphonies thermiques, nous ont poussé à repenser l'architecture des switches WDM, et plus particulièrement du switch 4x4 WDM comme brique élémentaire de commutation. Plutôt que de regrouper les résonateurs par groupe de commutation (port  $i$  vers port  $j$ ), nous les avons regroupés par longueur d'onde. Au sein d'un groupe, les diaphonies thermiques sont négligeables et les résonateurs peuvent alors être plus proches les uns des autres ce qui diminue l'empreinte du switch et donc ses pertes. Ce faisant, la table de vérité qui indique quel résonateur activer pour appliquer telle commutation, se trouve être plus complexe. Une structure en ligne ou bien en motif fractal permet alors de réduire cette complexité au minimum, tout en diminuant le chemin parcouru, en prenant le chemin le plus contraignant. Les considérations, sur le chemin le plus contraignant d'une architecture, ont été faite à partir de pénalités en puissance classiques : 0.01dB pour un anneau, et 0.5dB pour le drop dans un anneau. Ces pénalités sont centrales pour le calcul de la pénalité totale d'un switch qui détermine sa faisabilité.

C'est pourquoi, la dernière partie s'est concentrée sur la vérification de ces pénalités en puissance pour l'anneau résonant, afin de remonter à la taille maximale qu'une architecture classique Benes peut prétendre obtenir, sans amplificateurs de signal. La méthode prend en compte des pénalités dues au débit, aux diaphonies intra et inter-canaux. L'interférence entre symbole (intra-canal) est modélisée avec plusieurs gaussiennes pour donner la variation de BER introduite par un anneau résonant. La diaphonie entre canaux WDM (inter-canal) se mesure avec une variation d'extinction ratio directement reliée à une pénalité en puissance. Finalement, il se trouve que l'optimisation d'un commutateur relève d'un compromis entre la position passante et résonante. En rajoutant les pertes non linéaires, que nous avons mesurées expérimentalement sur nos guides d'onde, nous avons alors estimé la pénalité totale que l'architecture Benes introduit. Ces résultats sont bien plus pessimistes que ceux de la littérature sur la même architecture et pourraient expliquer pourquoi les architectures à base d'anneaux résonants, en général, sont considérées comme pouvant atteindre de très grandes performances sans pour autant avoir de résultats expérimentaux pour le confirmer. Les résultats obtenus soulignent aussi que le WDM apporte une multiplication du débit qui se paye à prix coutant en pénalité finale. Pour obtenir un switch avec un débit maximal avec des anneaux résonants, il ne semble pas justifié d'augmenter le multiplexage par rapport au débit par canal ou par rapport au nombre de ports. Par contre, l'utilisation des configurations doubles anneaux semble intéressante puisqu'elle double le débit maximal atteignable. Ainsi pour un Benes, le débit maximal se trouve à 3Tb/s avec des simples anneaux et monte à 6 Tb/s pour des doubles anneaux. Dans une application plus réelle ou le switch sert à interconnecter des GPU par exemple, la distance parcourue entre le switch et les cœurs doit être effectuée en propagation SiN multimode pour obtenir le moins de pertes possibles. En effet, en supposant une propagation sur les mêmes guides d'onde silicium que ceux du switch, la connectivité maximale descend en dessous de 1 Tb/s contre 6 Tb/s avec du SiN.

Pour compléter ces travaux, il serait utile de reprendre cette approche avec des guides d'onde silicium plus larges avec moins de pertes, des anneaux à rayons plus court pour obtenir un FSR plus grand, voire les anneaux hybrides dont nous avons parlé pour assurer la propagation en nitrure de silicium tout le long du switch. Ces changements pourraient donner une idée de la marge d'amélioration des switches à base d'anneaux résonants. Un travail sur les SOAs serait aussi très bénéfique notamment pour déterminer si leur intégration à haute densité sur un switch est faisable. Quelle serait alors la compatibilité dans une fabrication industrielle CMOS ? Quels niveaux de pertes seraient ajoutés ? Comment se place la solution MZI et SOA vis-à-vis des anneaux résonants ?

Enfin pour accroître le débit, nous nous sommes concentrés sur l'augmentation du débit par lien et l'augmentation du nombre de canaux. Le passage à des formats de modulation plus complexes rendus possibles par l'implémentation de la détection cohérente (qui permet d'avoir une information sur la phase), serait sans doute la piste d'amélioration la plus prometteuse à explorer à la lumière de ces travaux. Cela permettrait de baisser la sensibilité minimale tout en ayant une constellation de symboles plus fournie pour augmenter le débit des switches photoniques.





## Annexe : Explicitation de la formulation matricielle d'un anneau résonant

Quand un mode du guide bus avec une amplitude  $A^+$  arrive à proximité du résonateur, une partie de son énergie est couplé au résonateur. La zone où le guide bus interagit avec le résonateur est dénommée zone de couplage.

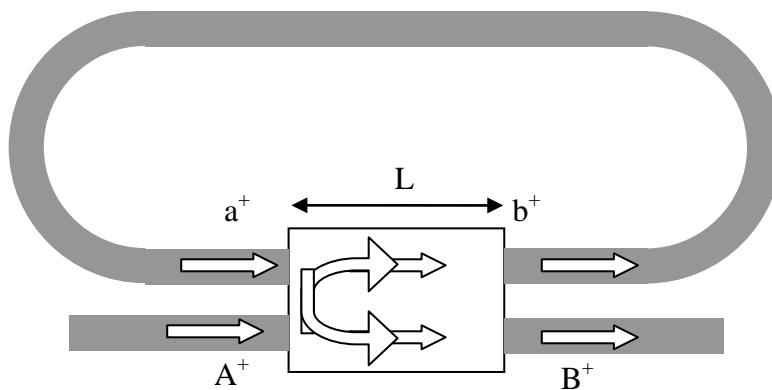


Figure 1: Représentation schématique du fonctionnement d'un résonateur en anneau simple.

Si dans la zone de couplage, on néglige les réflexions des ondes lumineuses, le système matriciel qui relie les amplitudes des modes dans les différentes parties du coupleur s'écrit:

$$\begin{pmatrix} B^+ \\ b^+ \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} c.t & -i.c.\kappa \\ -i.c.\kappa & c.t \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A^+ \\ a^+ \end{pmatrix} \quad (1)$$

où  $\kappa$  et  $t$  et  $c$  représentent respectivement les facteurs de couplage, de transmission et les pertes du coupleur.

Le critère de conservation de l'énergie impose :

$$|t|^2 + |\kappa|^2 = 1 \quad (2)$$

Les amplitudes  $a^+$  et  $b^+$  l'évolution d'un mode guide sur un tour dans le résonateur. Elles sont reliées par la relation, si on suppose un couplage ponctuel :

$$a^+ = b^+ e^{-(i\beta + \alpha)p} \quad (3)$$

où  $\beta p$  représente le chemin optique dans le résonateur, respectivement égal à  $\beta p = 2\pi R\beta_v + 2(L_1 + L_2)\beta_d$  dans le cas du stade et  $\beta p = 2\pi R\beta_v$  dans le cas de l'anneau ou du disque.  $\beta_v$  est la constante de propagation du mode guidé à la distance  $R$  dans un virage et  $\beta_d$  celle des guides droits.

En substituant l'eq. (3) dans l'eq. (1), on obtient l'expression de l'amplitude  $B^+$  en sortie du guide bus en fonction de l'amplitude d'entrée  $A^+$ :

$$B^+ = c \frac{\sqrt{1-|\kappa|^2} - ce^{-(i\beta+\alpha)p}}{1 - c\sqrt{1-|\kappa|^2}e^{-(i\beta+\alpha)p}} A^+ \quad (4)$$

De même, l'amplitude dans le résonateur en anneau  $b^+$  en fonction de l'amplitude d'entrée  $A^+$  s'écrit:

$$b^+ = \frac{i\kappa}{1 - c\sqrt{1-|\kappa|^2}e^{-(i\beta+\alpha)p}} \quad (5)$$

La transmission du résonateur en anneau simple est obtenue en multipliant l'eq. (4) par son complexe conjugué. Soit :

$$T = \frac{|B^+|^2}{|A^+|^2} = c^2 \frac{1-|\kappa|^2 + c^2 e^{-2\alpha p} - 2ce^{-\alpha p} \sqrt{1-|\kappa|^2} \cos(\beta p)}{1 + c^2 e^{-2\alpha p} (1-|\kappa|^2) - 2ce^{-\alpha p} \sqrt{1-|\kappa|^2} \cos(\beta p)} \quad (6)$$

Cette équation s'écrit également :

$$T = \frac{|B^+|^2}{|A^+|^2} = c^2 \left( 1 - \frac{|\kappa|^2 (1 - c^2 e^{-2\alpha p})}{(1 - ce^{-\alpha p} \sqrt{1-|\kappa|^2})^2 + 4ce^{-\alpha p} \sqrt{1-|\kappa|^2} \sin^2\left(\frac{\beta p}{2}\right)} \right) \quad (7)$$

Le minimum de la transmission est donné par la relation :

$$T_{\min} = c^2 \frac{(\sqrt{1-|\kappa|^2} - ce^{-\alpha p})^2}{(1 - c\sqrt{1-|\kappa|^2}e^{-\alpha p})^2} \quad (8)$$

lorsque  $\cos(\beta p) = 1$  ce qui correspond à une longueur d'onde de résonance:

$$\frac{2\pi}{\lambda_r} n_{\text{eff}} p = 2\pi m \Rightarrow \lambda_r = \frac{n_{\text{eff}} p}{m} \quad (9)$$

où  $m$  l'ordre azimutal de la résonance.

Le contraste de la résonance devient maximal lorsque  $T_{\min} = 0$ . Soit:

$$\sqrt{1-|\kappa|^2} = ce^{-\alpha p} \quad (10)$$

Cette condition est communément appelée condition de couplage critique.

L'intervalle spectrale libre  $\Delta\lambda$  ou FSR pour Free Spectral Range est l'espacement entre 2 longueurs d'onde de résonance. Il est donné par la relation :

$$\Delta\lambda = \lambda_{m-1} - \lambda_m = p \left( \frac{n_{\text{eff}}(\lambda_{m-1})}{m-1} - \frac{n_{\text{eff}}(\lambda_m)}{m} \right) \approx \frac{n_{\text{eff}} p}{m^2} \quad (11)$$

Le maximum de la transmission est donné par la relation :

$$T_{\text{max}} = c^2 \frac{(\sqrt{1-|\kappa|^2} + ce^{-\alpha p})^2}{(1 + c\sqrt{1-|\kappa|^2}e^{-\alpha p})^2} \quad (12)$$

lorsque  $\cos(\beta p) = -1$ .

La largeur à mi-hauteur de la résonance  $\delta(\beta p)$  notée FWHM pour Full-Width at Half-Maximum correspond à la variation  $\beta p + \delta(\beta p)$  pour laquelle la transmission max diminue d'un facteur 2  $T = \frac{T_{\text{max}}}{2}$ . En reportant cette condition dans l'eq. (6), on obtient une formule analytique approchée de son expression qui ne dépend que des pertes et un facteur de couplage du dispositif :

$$\delta(\beta p) \approx \frac{2(1 - c\sqrt{1-|\kappa|^2}e^{-\alpha p})}{\sqrt{c\sqrt{1-|\kappa|^2}e^{-\alpha p}}} \quad (13)$$

$\delta\beta$  et le FSR  $\Delta\lambda$  peut être approximé par les relations:  $\delta\beta \approx \frac{2\pi}{\lambda_r^2} n_{\text{eff}} \delta\lambda$  et  $\Delta\lambda \approx \frac{\lambda_r^2}{n_{\text{eff}} p} \Rightarrow \delta\beta \approx \frac{2\pi p}{\Delta\lambda} \delta\lambda$ ,

ce qui permet d'obtenir le FWHM en fonction de la longueur d'onde:

$$\delta(\lambda) \approx \frac{\lambda_r^2 (1 - c\sqrt{1-|\kappa|^2}e^{-\alpha p})}{\pi \sqrt{c\sqrt{1-|\kappa|^2}e^{-\alpha p}}} \quad (14)$$

Le facteur de qualité  $Q$ , par définition est donnée par la relation :

$$Q = \frac{\lambda_r}{\delta\lambda} \quad (15)$$

Le commutateur Add Drop est représenté schématiquement sur la figure 15 avec les directions de propagation des ondes guidées qui sont utilisées pour élaborer le modèle théorique en régime établi de sa transmission  $B^+$  dans le guide d'onde bus et de la quantité de signal commuté  $C^+$  dans le deuxième guide d'onde dit « Drop » en fonction du signal d'entrée  $A^+$ .

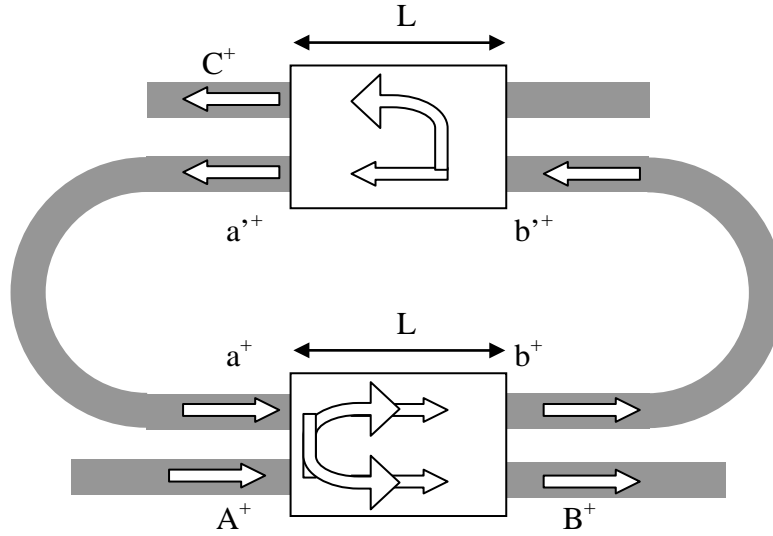


Figure 2: Représentation schématique du commutateur Add Drop et de la répartition du signal lumineux au travers des briques de base qui le constitue : guide d'onde bus, résonateur en anneau et guide d'onde de sortie dit « Drop ».

Les équations décrivant le couplage entre un guide d'onde droit et le résonateur en anneau (1) et la propagation dans le guide (2) sont utilisées pour élaborer le modèle mathématique.

En raccordant les différentes composantes du signal lumineux qui se propagent dans le dispositif, on obtient les équations de la transmission et du signal commuté en amplitude et en énergie :

$$B^+ = c_1 \frac{\sqrt{1-|\kappa_1|^2} - c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p} e^{j\beta p}}{1 - c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p} e^{j\beta p}} A^+ \Rightarrow t = c_1 \frac{\sqrt{1-|\kappa_1|^2} - c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p} e^{j\beta p}}{1 - c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p} e^{j\beta p}} \quad (29)$$

$$C^+ = \frac{c_1 c_2 |\kappa_1| |\kappa_2| e^{-\frac{\alpha p}{2}} e^{j\frac{\beta p}{2}}}{1 - c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p} e^{j\beta p}} A^+ \Rightarrow d = \frac{c_1 c_2 |\kappa_1| |\kappa_2| e^{-\frac{\alpha p}{2}} e^{j\frac{\beta p}{2}}}{1 - c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p} e^{j\beta p}} \quad (30)$$

$$T = c_1^2 \frac{(1-|\kappa_1|^2) + c_1^2 c_2^2 (1-|\kappa_2|^2) e^{-2\alpha p} - c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p} \cos(\beta p)}{1 + c_1^2 c_2^2 (1-|\kappa_1|^2)(1-|\kappa_2|^2) e^{-2\alpha p} - c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p} \cos(\beta p)} \quad (31)$$

$$\text{Drop} = c_1^2 c_2^2 \frac{|\kappa_1|^2 |\kappa_2|^2 e^{-\alpha p}}{1 + c_1^2 c_2^2 (1-|\kappa_1|^2)(1-|\kappa_2|^2) e^{-2\alpha p} - c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p} \cos(\beta p)} \quad (32)$$

où le chemin optique dans le résonateur en anneau est  $\beta p = \beta_v \cdot 2 \cdot \pi \cdot r$  dans le cas du disque et de l'anneau et  $\beta p = 2 \cdot \beta_g \cdot (2L + L_1) + \beta_v \cdot 2 \cdot \pi \cdot r$  dans le cas du stade.  $\beta_g$  and  $\beta_v$  sont respectivement les constantes de propagation des guides d'onde droits et courbes. Les coefficients  $k$  et les pertes  $c$

de couplages sont indicés par les chiffres 1 et 2 suivant s'il s'agit de l'interaction du résonateur en anneau avec les guide d'onde bus ou Drop.

Les valeurs des minimums et des maximums des signaux des guides d'entrée et de sortie sont calculés de la façon suivante.

Pour le guide bus ou throughput port :

$$T_{\min} = c_1^2 \frac{(\sqrt{1-|\kappa_1|^2} - c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p})^2}{(1 - c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p})^2} \quad (33.a)$$

$$\text{avec } T_{\min} = 0 \Rightarrow \sqrt{1-|\kappa_1|^2} = c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p} \quad (33.b)$$

$$T_{\max} = c_1^2 \frac{(\sqrt{1-|\kappa_1|^2} + c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p})^2}{(1 + c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p})^2} \quad (33.c)$$

$$\text{avec } T_{\min} = 0 \Rightarrow T_{\max} = 4c_1 c_2 \frac{1-|\kappa_1|^2}{(2-|\kappa_1|^2)^2} \quad (33.d)$$

Pour le guide d'onde de commutation ou drop port :

$$\text{Drop}_{\max} = c_1^2 c_2^2 \frac{|\kappa_1|^2 |\kappa_2|^2 e^{-\alpha p}}{(1 - c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p})^2} \quad (34.a)$$

$$\text{avec } T_{\min} = 0 \Rightarrow \text{Drop}_{\max} = c_1^2 c_2^2 \frac{|\kappa_2|^2 e^{-\alpha p}}{|\kappa_1|^2} \quad (34.b)$$

$$\text{Drop}_{\min} = c_1^2 c_2^2 \frac{|\kappa_1|^2 |\kappa_2|^2 e^{-\alpha p}}{(1 + c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p})^2} \quad (34.c)$$

$$\text{avec } T_{\min} = 0 \Rightarrow \text{Drop}_{\min} = c_1^2 c_2^2 \frac{|\kappa_1|^2 |\kappa_2|^2 e^{-\alpha p}}{(2+|\kappa_1|^2)^2} \quad (34.d)$$

Les valeurs de  $\text{Drop}_{\max}$  et  $T_{\min}$  sont obtenus pour  $\cos(\beta p) = 1$ , ce qui correspond à la longueur de résonance:

$$\frac{2\pi}{\lambda_r} n_{\text{eff}} p = 2m\pi \Rightarrow \lambda_r = \frac{n_{\text{eff}} p}{m} \quad (35)$$

Eq. (32) s'exprime en fonction de  $\text{Drop}_{\max}$  comme suit:

$$\text{Drop} = \text{Drop}_{\max} \frac{1}{1 + 4 \frac{c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p}}{(1 - c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p})^2} \sin^2\left(\frac{\beta p}{2}\right)} \quad (36)$$

$\delta\lambda$  (Half Width at the Half Maximum (HWHM) de la résonance est obtenue par la détermination des positions  $\beta + \delta\beta$  pour lesquelles le signal du Drop en énergie est réduit d'un facteur 2, Soit:

$$4 \frac{c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p}}{(1 - c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p})^2} \sin^2\left(\frac{(\beta + \frac{\delta\beta}{2})p}{2}\right) = 1$$

A proximité de la résonance, la fonction sinus peut être approximé par son développement de Taylor à l'ordre 1:  $\delta\beta p \approx 2 \frac{1 - c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p}}{\sqrt{c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p}}}$

$\delta\beta$  et l'intervalle spectral libre (FSR  $\Delta\lambda$ ) peut être approximé par les relations:  $\delta\beta \approx \frac{2\pi}{\lambda_r^2} n_{\text{eff}} \delta\lambda$  et

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda_r^2}{n_{\text{eff}} p} \Rightarrow \delta\beta \approx \frac{2\pi p}{\Delta\lambda} \delta\lambda.$$

$$\text{Finalement, le HWHM s'écrit: } \delta\lambda \approx \frac{\Delta\lambda}{\pi} \frac{1 - c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p}}{\sqrt{c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_1|^2} \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p}}} \quad (37)$$

Le rapport on-off ratio est calculé en utilisant les équations (33.c) et (34.c). Soit :

$$\frac{T_{\max}}{\text{Drop}_{\min}} = \frac{(\sqrt{1-|\kappa_1|^2} + c_1 c_2 \sqrt{1-|\kappa_2|^2} e^{-\alpha p})^2}{c_1^2 c_2^2 |\kappa_1|^2 |\kappa_2|^2 e^{-\alpha p}} \quad (38)$$

\* Cette annexe est issue d'un document de travail produit par Régis Orobitchouk et a été reproduite ici pour approfondir la compréhension du lecteur à propos du système linéaire permettant de décrire la forme lorentzienne de la résonance d'un simple anneau.

# Bibliographie

- [1] I. Cisco Systems, "Cisco Global Cloud Index: Forecast and Methodology, 2016–2021," *White Pap.*, p. 46, 2018.
- [2] L.Cailloce, "Numérique: Le grand gâchis énergétique," *CNRS Le J.*, 2018.
- [3] E. Mounier and T. Buisson, "Photonics & 3D, Convergence Towards a New Market Segment," in *IRT Nanoelec Grenoble*, 2016.
- [4] A. Michard, "O-Band 50Gb/s Ring Modulator in a 300mm Si Photonic Platform," in *European Conference on Optical Communication, ECOC*, 2018.
- [5] J. Quélène, "Conception d' une interconnexion optique sur silicium constituée d' anneaux résonants et multiplexée en longueur d' onde," Thèse de l'université Paris Saclay, 2017.
- [6] T. Rokkas, I. Neokosmidis, B. Shariati, and I. Tomkos, "Techno-Economic Evaluations of 400G Optical Interconnect Implementations for Datacenter Networks," pp. 6–8, 2018.
- [7] "NVIDIA Tesla V100 GPU architecture," 2017. [Online]. Available: <http://images.nvidia.com/content/volta-architecture/pdf/volta-architecture-whitepaper.pdf>.
- [8] Q. Cheng, M. Bahadori, M. Glick, S. Rumley, and K. Bergman, "Recent advances in optical technologies for data centers: a review," *Optica*, vol. 5, no. 11, p. 1354, 2018.
- [9] Y. Thonnart *et al.*, "A 10Gb/s Si-Photonic Transceiver with 150 $\mu$ W 120 $\mu$ s-Lock-Time Digitally Supervised Analog Microring Wavelength Stabilization for 1 Tb/s/mm<sup>2</sup> Die-to-Die Optical Networks," *ISSCC*, pp. 350–352, 2018.
- [10] K. Ishii, T. Inoue, and S. Namiki, "Toward exa-scale optical circuit switch interconnect networks for future datacenter/HPC," *Next-Generation Opt. Networks Data Centers Short-Reach Links IV*, vol. 10131, p. 1013105, 2017.
- [11] and M. C. W. T. J. Seok, N. Quack, S. Han, "50  $\times$  50 digital silicon photonic switches with MEMS-actuated adiabatic coupler," in *Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC)*, 2015.
- [12] R. K. Kwon, T. J. Seok, J. Henriksson, J. Luo, L. Ochikubo, J. Jacobs and and M. C. W. S. Muller, "128  $\times$  128 silicon photonic MEMS switch with scalable row/column addressing," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2018.
- [13] G. Gaudin, D. Fowler, C. Cailler, and A. Rigny, "Modeling of SOI uniformity impact on silicon photonic grating coupler performance compared to other process variation sources," in *2018 International Symposium on VLSI Technology, Systems and Application, VLSI-TSA 2018*, 2018, pp. 1–2.
- [14] C. Bellegarde, H. El Dirani, and X. Letartre, "Technological advances on Si and Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> low losses waveguide platforms for non linear and quantum optics applications," in *Advances in photonics of quantum computing, memory and communications*, 2019.
- [15] M. Bahadori, M. Nikdast, Q. Cheng, and K. Bergman, "Universal Design of Waveguide Bends in Silicon-on-Insulator Photonics Platform," *J. Light. Technol.*, vol. 37, no. 13, pp. 3044–3054, 2019.
- [16] P. Dong *et al.*, "Wavelength-tunable silicon microring modulator," *Opt. Express*, vol. 18, no.



- 11, p. 10941, 2010.
- [17] M. Pantouvaki *et al.*, “8x14Gb / s Si Ring WDM Modulator Array with Integrated Tungsten Heaters and Ge Monitor Photodetectors,” in *OFC*, 2014, vol. 1, no. c, pp. 31–33.
- [18] A. Masood, M. Pantouvaki, D. Goossens, G. Lepage, P. Verheyen, and P. Absil, “CMOS-compatible Tungsten Heaters for Silicon Photonic Waveguides,” in *The 9th International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, 2012, vol. 3, pp. 234–236.
- [19] D. Schall *et al.*, “Infrared transparent graphene heater for silicon photonic integrated circuits,” *Opt. Express*, no. April, 2016.
- [20] P. De Heyn *et al.*, “Fabrication-tolerant four-channel wavelength-division-multiplexing filter based on collectively tuned si microrings,” *J. Light. Technol.*, vol. 31, no. 16, pp. 2785–2792, 2013.
- [21] M. Georgas, J. Leu, B. Moss, C. Sun, and V. Stojanović, “Addressing link-level design tradeoffs for integrated photonic interconnects,” in *Proceedings of the Custom Integrated Circuits Conference*, 2011.
- [22] G. Li *et al.*, “25Gb / s 1V-driving CMOS ring modulator with integrated thermal tuning,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 21, pp. 20435–20443, 2011.
- [23] S. Saeedi and A. Emami, “Silicon-photonic PTAT temperature sensor for micro-ring resonator thermal stabilization,” in *European Conference on Optical Communication, ECOC*, 2015, vol. 2015-Novem, no. 2, pp. 2–4.
- [24] E. Timurdogan, E. S. Hosseini, G. Leake, D. D. Coolbaugh, and M. R. Watts, “L-Shaped Resonant Microring ( LRM ) Filter with Integrated Thermal Tuner,” *2013 Conf. Lasers Electro-Optics, CLEO 2013*, no. c, pp. 4–5, 2013.
- [25] X. Wang *et al.*, “Wide-range and fast thermally-tunable silicon photonic microring resonators using the junction field effect,” *Opt. Express*, vol. 24, no. 20, p. 23081, 2016.
- [26] J. Sun, M. Sakib, J. Driscoll, R. Kumar, and H. Jayatilleka, “A 128 Gb / s PAM4 Silicon Microring Modulator,” vol. 1, pp. 7–9, 2018.
- [27] P. Dong *et al.*, “Low power and compact reconfigurable silicon multiplexing devices,” in *Optics InfoBase Conference Papers*, 2010, vol. 18, no. 10, pp. 9852–9858.
- [28] J. E. Cunningham, I. Shubin, X. Zheng, T. Pinguet, A. Mekis, and A. V Krishnamoorthy, “Highly-Efficient Thermally-Tuned Resonant Filters,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 18, pp. 217–218, 2010.
- [29] G. T. Reed, G. Mashanovich, F. Y. Gardes, and D. J. Thomson, “Silicon optical modulators,” *Nat. Publ. Gr.*, vol. 4, no. 8, pp. 518–526, 2010.
- [30] A. Joshi, C. Batten, Y. Kwon, and V. Stojanovic, “Limits and Opportunities for Designing Manycore Processor-to-Memory Networks using Monolithic Silicon Photonics,” 2009.
- [31] V. Stojanovic, A. Joshi, C. Batten, Y. Kwon, and S. Beamer, “CMOS Photonic Processor-Memory Networks,” *IEEE*, vol. 2, no. May 2008, pp. 82–83, 2010.
- [32] N. Kirman *et al.*, “Leveraging Optical Technology in Future bus based chip multiprocessors,” in *39th annual IEEE/ACM international Symposium on Microarchitecture*, 2006.
- [33] J. Psota *et al.*, “ATAC : Improving Performance and Programmability with On-Chip Optical Networks,” in *Proceedings of International Symposium on Circuits and Systems*, 2010, pp. 3325–3328.

- [34] Y. Kao and H. J. Chao, "BLOCON : A Bufferless Photonic Clos Network-on-Chip Architecture," in *Proceedings of the Fifth ACM/IEEE International Symposium*, 2011.
- [35] N. Andriolli, I. Cerutti, P. Pintus, M. Scaffardi, and D. Marini, "Challenges and progress toward a silicon based multi-microring optical network on chip," *IEEE*, 2014.
- [36] S. Koochi, Y. Yin, and S. Hessabi, "Towards a Scalable , Low-Power All-Optical Architecture for," *ACM Trans. Embed. Comput. Syst.* 13, vol. 13, 2014.
- [37] P. K. Hamedani, N. E. Jerger, and S. Hessabi, "QuT : A Low-Power Optical Network-on-Chip," *IEEE*, 2014.
- [38] Y. Thonnart, "On the way to photonic interposers, building blocks for USR-Optical communication," in *DATE 2017*, 2017.
- [39] Vagionas and Dabos, "PhoxTrot Design of 4x4 on-chip switching matrix," 2014.
- [40] A. Shacham and K. Bergman, "Building ultralow-latency interconnection networks using photonic integration," *IEEE Micro.*, vol. 27, pp. 6–20, 2007.
- [41] D. Nikolova *et al.*, "Modular architecture for fully non-blocking silicon photonic switch fabric," *Nat. Publ. Gr.*, no. January, p. 25, 2017.
- [42] A. Reza, H. Sarbazi-Azad, A. Khademzadeh, H. Shabani, and B. Niazmand, "A loss aware scalable topology for photonic on chip interconnection networks," *J. Supercomput.*, vol. 68, no. 1, pp. 106–135, 2014.
- [43] S. Bartolini, L. Lusnig, and E. Martinelli, "Olympic: A hierarchical all-optical photonic network for low-power chip multiprocessors," in *Proceedings - 16th Euromicro Conference on Digital System Design, DSD 2013*, 2013, pp. 56–59.
- [44] Y. Pan, P. Kumar, J. Kim, G. Memik, Y. Zhang, and A. Choudhary, "Firefly : Illuminating Future Network-on-Chip with Nanophotonics Categories and Subject Descriptors," in *ISCA*, 2009.
- [45] M. Yang *et al.*, "Non-blocking 4x4 electro-optic silicon switch for on-chip photonic networks.," *Opt. Express*, vol. 19, no. 1, pp. 47–54, 2011.
- [46] L. C. and Y.-K. Chen, "Compact, low-loss and low-power 8 × 8 broadband silicon optical switch," *Opt. Express*, 2012.
- [47] R. B. G. Lee, A. V. Rylyakov, W. M. J. Green, S. Assefa, C. W. Baks, C. R. Rimolo-Donadio, D. M. Kuchta, M. H. Khater, T. Barwicz, and Y. A. V. E. Kiewra, S. M. Shank, C. L. Schow, "Four- and eight-port photonic switches monolithically integrated with digital CMOS logic and driver circuit," in *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and the National Fiber Optic Engineers Conference*, 2013.
- [48] and T. C. L. Qiao, W. Tang, "32 × 32 silicon electro-optic switch with built-in monitors and balanced-status units," *Sci. Rep.*, 2017.
- [49] K. . Tanizawa, K.; Suzuki, K.; Toyama, M.; Ohtsuka, M.; Yokoyama, N.; Matsumaro, K.; Seki, M.; Koshino and S. . Sugaya, T.; Suda, "Ultra-compact 32x32 strictly-non-blocking Si-wire optical switch with fan-out LGA," *Opt. Express*, 2015.
- [50] and W. W. T. Chu, L. Qiao, W. Tang, D. Guo, "Fast, High-radix silicon photonic switches," in *Optical Fiber Communications Conference and Exposition (OFC)*, 2018.
- [51] T. Qiao, L.; Tang, W.; Chu, "Ultra-large-scale silicon optical switches," in *International Conference on Group IV Photonics*, 2016.

- [52] K. N. Sherwood-Droz, H. Wang, L. Chen, B. G. Lee, A. Biberman and M. L. Bergman, "Optical 4 × 4 hitless silicon router for optical Networks-on-Chip," *Opt. Express*, 2008.
- [53] P. . Testa, F.; Oton, C.J.; Kopp, C.; Lee, J.-M.; Ortuno, R.; Enne, R.; Tondini, S.; Chiaretti, G.; Bianchi, A.; Pintus, "Design and implementation of an integrated reconfigurable silicon photonics switch matrix in IRIS project.," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron*, 2016.
- [54] D. Nikolova *et al.*, "Modular architecture for fully non - blocking silicon photonic switch fabric," *Microsystems Nanoeng.*, vol. 3, 2017.
- [55] and H. L. G. Fan, R. Orobtcouk, B. Han, Y. Li, "8 × 8 wavelength router of optical network on chip," *Opt. Express*, 2017.
- [56] A. S. P. Khope *et al.*, "Elastic WDM optoelectronic crossbar switch with on-chip wavelength control," in *Adv. Photon*.
- [57] Q. Zhu *et al.*, "Automated wavelength alignment in a 4×4 silicon thermo-optic switch based on dual-ring resonators," *IEEE Photonics J.*, 2018.
- [58] A. S. P. Khope *et al.*, "Multi-wavelength selective crossbar switch," *Opt. Express*, 2019.
- [59] Y. Huang *et al.*, "Dual-Microring Resonator Based 8×8 Silicon Photonic Switch," in *OFC*, 2019, vol. 1, no. C, p. W1E.6.
- [60] A. Biberman *et al.*, "CMOS-compatible scalable photonic switch architecture using 3D-integrated deposited silicon materials for high-performance data center networks," in *Optics InfoBase Conference Papers*, 2011, pp. 2–4.
- [61] S. Werner, J. Navaridas, and M. Luján, "Amon: An Advanced Mesh-like Optical NoC," in *Proceedings - 2015 IEEE 23rd Annual Symposium on High-Performance Interconnects, HOTI 2015*, 2015, pp. 52–59.
- [62] D. Nikolova, R. Hendry, S. Rumley, and K. Bergman, "Scalability of silicon photonic microring based switch," *Int. Conf. Transparent Opt. Networks*, pp. 1–4, 2014.
- [63] A. Michard, "Con ception et caractérisation d ' un transmetteur électro-optique dans une plateforme photonique sur silicium visant des communications très haut débit," 2018.
- [64] T. Tamir, *Integrated Optics*. Springer-Verlag, 1975.
- [65] C. Xu, W. Huang, P. Stern, and C. M., "Full vectorial mode calculations by finite difference method," in *IEEE proceeding OptoElectroncis*, 1994.
- [66] E. Marcatili, "Dielectric rectangular waveguide and directionel coupler for integrated optics," *Bell Syst. Tech.*, 1969.
- [67] R. Knox and P. Toullos, "Integrated circuits for the millimeter through optical frequency range," in *Symposium on Submillimeter Waves*, 1970.
- [68] M. Stern, "Semivectorial polarized finite difference method for optical waveguides with arbitrary index profiles," in *IEEE proc. J.*, 1988.
- [69] M. Koshiba, *Optical waveguide theory by the finite element method*. KTK scientific publishers and Kluver academic publishers, 1992.
- [70] A. Sudbo, "Film mode matching: a versatile numerical method for vector mode field calculations in dielectric waveguides," *Appl. Opt.*, 1993.
- [71] N. Rouger, L. Chrostowski, and R. Vafaei, "Temperature Effects on Silicon-on-Insulator ( SOI )

- Racetrack Resonators : A Coupled Analytic and 2-D Finite Difference Approach," *J. Light. Technol.*, vol. 28, no. 9, pp. 1380–1391, 2010.
- [72] S. Kim and A. Gopinath, "Vector Analysis of optical dielectric waveguide bends using finite difference method," *J. Light. Technol.*, vol. 14, 1996.
- [73] J. Xiao, H. Ma, N. Bai, X. Liu, and X. Sun, "Full vectorial analysis of bending waveguides using finite difference method based on H-fields in cylindrical coordinate systems," *opt. Comm.*, vol. 282, 2009.
- [74] W. Berglund and A. Gopinath, "WKB analysis of bend losses in optical waveguides," *J. Light. Technol.*, vol. 18, 2000.
- [75] M. Heiblum and J. Harris, "Analysis of curved optical waveguides by conformal transformation," *J. Quantum Electron.*, vol. 11, 1975.
- [76] W. Bogaerts and P. De Heyn, "Silicon microring resonator," *Laser Photon. Rev.*, 2012.
- [77] R. Soref and B. Benett, "Electrooptical effects in silicon," *IEEE J. Quantum Electron.*, 1987.
- [78] L. Chrostowski, *Silicon photonics design: from devices to systems*. 2015.
- [79] V. Van, *Optical Microring Resonators, Theory, techniques and applications*. Taylor & Francis Group, LLC, 2017.
- [80] J. D. Domenech *et al.*, "Apodized coupled resonator waveguides," *Opt. Express*, vol. 15, no. 16, pp. 1410–1418, 2007.
- [81] E. Timurdogan, C. V. Poulton, M. J. Byrd, and M. R. Watts, "Electric field-induced second-order nonlinear optical effects in silicon waveguides," *Nat. Photonics*, vol. 11, no. 3, pp. 200–206, 2017.
- [82] B. E. Little, S. T. Chu, H. A. Haus, J. Foresi, and J. P. Laine, "Microring Resonator Channel Dropping Filters," *J. Light. Technol.*, vol. 15, no. 6, pp. 998–1005, 1997.
- [83] Q. Lin, O. J. Painter, and G. P. Agrawal, "Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides : Modeling and applications," *Opt. Express*, vol. 15, no. 25, pp. 416–418, 2007.
- [84] T. Uesugi, "Investigation of optical non linearities in an ultra-high-Q si nanocavity in a two dimensional photonic crystal slab," *Opt. Express*, 2006.
- [85] N. Cazier, "Effets d'optique non-linéaire d'ordre trois dans les cavités à cristaux photoniques en silicium : Auto-oscillations GHz dues aux porteurs libres et diffusion Raman stimulée," 2013.
- [86] J. . Péraud and N. G. Hadjiconstantinou, "Efficient simulation of multidimensional phonon transport using energy-based variance-reduced Monte Carlo formulations," *Phys. Rev*, vol. 84, no. 20, pp. 1–35, 2011.
- [87] J. Manouvrier, "Comportement des diodes de protection lors d' évènements transitoires rapides dus aux ESD : outils de caractérisation , physique du semi-conducteur et modélisation," 2008.
- [88] J. Matres and W. V. Sorin, "Simple model for ring resonators backscatter," *Opt. Express*, vol. 25, no. 4, p. 3242, 2017.
- [89] J.-P. Fouque, J. Garnier, G. Papanicolaou, and K. Solna, *Wave Propagation and Time Reversal in Randomly Layered Media*, Springer. 2007.

- [90] C. Bellegarde *et al.*, “Technological advances on Si and Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> low-loss waveguide platforms for nonlinear and quantum optics applications,” *Adv. photonics quantum Comput. Mem. Commun.*, p. 8, 2019.
- [91] S. Guerber, “Intégration d’ un deuxième niveau de guidage photonique par dépôt de SiN au-dessus du SOI traditionnel,” 2019.
- [92] C. L. Manganelli *et al.*, “Design of coupled micro-ring resonators for silicon photonic switching matrices,” *5th IEEE Photonics Soc. Opt. Interconnects Conf. OI 2016*, vol. 3, pp. 84–85, 2016.
- [93] Manganelli and Kopp, “Large-FSR thermally tunable double-ring filters for WDM applications in silicon photonics,” *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, 2017.
- [94] C. L. Manganelli, C. Kopp, and C. J. Oton, “thermal tuning double ring resonator filters : experimental analysis,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 6, pp. 12–13, 2016.
- [95] S. J. Emelett and R. Soref, “Design and simulation of silicon microring optical routing switches,” *J. Light. Technol.*, vol. 23, no. 4, pp. 1800–1807, 2005.
- [96] H. Simos, A. Bogris, N. Raptis, and D. Syvridis, “Dynamic properties of a WDM switching module based on active microring resonators,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 22, no. 4, pp. 206–208, 2010.
- [97] L. Ding, X. Jiang, C. Yang, and J. He, “Thermally-tuned Silicon Double Ring Resonator for External Cavity Tunable Laser,” in *Progress in Electromagnetics Research Symposium*, 2014, pp. 822–825.
- [98] G. Li *et al.*, “Ring resonator modulators in silicon for interchip photonic links,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 19, no. 6, 2013.
- [99] H. L. R. Lira, C. B. Poitras, and M. Lipson, “CMOS compatible reconfigurable filter for high bandwidth non-blocking operation,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 21, p. 20115, 2011.
- [100] R. Boeck, “High Performance Silicon Photonic Filters for Dense Wavelength-Division Multiplexing Applications,” University of British Columbia, 2016.
- [101] M. Popovic, C. Manolatu, and M. Watts, “Coupling-induced resonance frequency shifts in coupled dielectric multi-cavity filters,” *Opt. Express*, vol. 14, no. 3, p. 1208, 2006.
- [102] A. B. Matsko and V. S. Ilchenko, “Optical resonators with whispering gallery modes I : Basics,” vol. 12, no. 1, pp. 3–14, 2006.
- [103] M. L. Gorodetsky and V. S. Ilchenko, “Optical microsphere resonators : optimal coupling to high- Q whispering-gallery modes,” vol. 16, no. 1, pp. 147–154, 1999.
- [104] S. Guerber, “Intégration d’ un deuxième niveau de guidage photonique par dépôt de SiN au-dessus du SOI traditionnel,” 2019.
- [105] M. Tien, J. Bauters, and M. Heck, “Ultra high quality factor planar Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> ring resonators on Si substrate,” *Opt. Express*, 2011.
- [106] Q. Cheng *et al.*, “Microring-Based Si / SiN Dual-Layer Switch Fabric,” *2018 IEEE Opt. Interconnects Conf.*, pp. 29–30, 2018.
- [107] Q. Cheng *et al.*, “Si/SiN Microring-Based Optical Router in Switch-and-Select Topology,” *Eur. Conf. Opt. Commun. ECOC*, vol. 2018-Sept, no. September, pp. 1–4, 2018.
- [108] A. Shacham and K. Bergman, “On the design of a photonic network on chip,” in *First International Symposium on Networks-on-Chip*, 2007.

- [109] A. Shacham and B. G. Lee, "Photonic NoC for DMA communications in chip multiprocessors," in *15th Annual IEEE Symposium on High-Performance Interconnects*, 2007.
- [110] B. G. Lee, A. Biberman, J. Chan, and K. Bergman, "High-performance modulators and switches for silicon photonic networks-on-chip," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 16, no. 1, pp. 6–22, 2010.
- [111] J. Chan, A. Biberman, B. G. Lee, and K. Bergman, "Insertion loss analysis in a photonic interconnection network for on-chip and off-chip communications," in *21st Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society*, 2008.
- [112] H. Shabani, A. Roohi, A. Reza, M. Reshadi, N. Bagherzadeh, and R. F. DeMara, "Loss-Aware Switch Design and Non-Blocking Detection Algorithm for Intra-Chip Scale Photonic Interconnection Networks," *IEEE Trans. Comput.*, vol. 65, no. 6, pp. 1789–1801, 2016.
- [113] N. Michit, P. Le Maitre, J.-F. Carpentier, R. Orobtcouk, A. Michard, and B. Charbonnier, "Scalable highly flexible WDM switch for ONoC architectures," in *SPIE Photonic West*, 2018, no. January, p. 12.
- [114] D. Aguiar *et al.*, "On-Chip OSNR Monitoring with Silicon Photonics Transparent Detector," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 29, no. 24, pp. 2155–2158, 2017.
- [115] A. Gazman, Z. Zhu, M. Bahadori, and K. Bergman, "Wavelength Locking of Multicast Signals Using Photo-Conductive Effect in Silicon Photonic Platform," in *2018 7th Annual IEEE Photonics Society Optical Interconnects Conference, OI 2018*, 2018, no. June, pp. 27–28.
- [116] Y. Li and A. W. Poon, "Active resonance wavelength stabilization for silicon microring resonators using slope-detection with an inresonator defect-state-absorption-based photodetector," in *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe - Technical Digest*, 2015, vol. 2015-Augus, no. 1, pp. 5193–5204.
- [117] A. Bianco, D. Cuda, R. Gaudino, G. Gavilanes, F. Neri, and M. Petracca, "Scalability of optical interconnects based on microring resonators," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 22, no. 15, pp. 1081–1083, 2010.
- [118] S. Rumley *et al.*, "Scaling silicon photonic switch fabrics for data center interconnection networks," *Opt. Express*, vol. 23, no. 2, p. 1159, 2015.
- [119] Z. Wang, J. Xu, P. Yang, Z. Wang, L. H. K. Duong, and X. Chen, "High-Radix Nonblocking Integrated Optical Switching Fabric for Data Center," *J. Light. Technol.*, vol. 35, no. 19, pp. 4268–4281, 2017.
- [120] Q. Cheng, M. Bahadori, S. Rumley, and K. Bergman, "Highly-scalable, low-crosstalk architecture for ring-based optical space switch fabrics," in *6th IEEE Photonics Society Optical Interconnects Conference, OI 2017*, 2017, no. June, pp. 41–42.
- [121] Q. Cheng, M. Bahadori, Y. H. Hung, Y. Huang, N. Abrams, and K. Bergman, "Scalable Microring-Based Silicon Clos Switch Fabric with Switch-and-Select Stages," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 5, 2019.
- [122] T. Van Vaerenbergh *et al.*, "Energy Efficiency Analysis of Comb Source Carrier-injection Ring-based Silicon Photonic Link," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 26, no. i, 2019.
- [123] M. G. Ahmed *et al.*, "A 12-Gb/s -16.8-dBm OMA Sensitivity 23-mW Optical Receiver in 65-nm CMOS," *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 53, no. 2, pp. 445–457, 2018.
- [124] W. Bogaerts, P. De Heyn, T. Van Vaerenbergh, and R. Baets, "Silicon Microring Resonator," *Laser Photonics Rev*, 2012.

- [125] X. Zhou, R. Urata, and H. Liu, "Beyond 1Tb/s Datacenter Interconnect Technology: Challenges and Solutions (Invited)," *2019 Opt. Fiber Commun. Conf. Exhib.*, p. Tu2F.5, 2019.

# Publications & Brevets

## Liste des publications/proceedings :

- **N.Michit**, P.Le Maitre, B.Charbonnier, S.Guerber, I.Charlet, R.Orobtchouk, F.Boeuf « Scalability Upper Limit Estimation of Silicon Microring Based Configurable Optical Switches », International Photonics and OptoElectronics Meetings, 2019.
- Benoit Charbonnier, Stéphane Bernabé, Yvain Thonnart, **Nicolas Michit**, Marouan Kouissi, Patrick Le Maitre, Bertrand Szelag, Christophe Kopp, “Enhanced silicon photonics platform for high performance many-core processors” , proceedings PHOTONICS 2018
- **N. Michit**, P. Le Maitre, B. Charbonnier, R. Orobtchouk, A. Michard, J.-F.Carpentier, "Scalable highly flexible WDM switch for ONoC architectures,"Proc. SPIE 10560, Metro and Data Center Optical Networks and Short-ReachLinks, 105600D (2018).
- Michard, A., **Michit, N.**, Quelene, J., Ferreira, P. M., Michard, A., Michit, N., Quelene, J., Carpentier, J., “Influence of Thermo-mechanical Effects induced by 3D Assembly on Silicon Microring Resonator,” 3–5 (2017).
- Quélène, J., Michard, A., **Michit, N.**, Carpentier, J., Maître, P. Le and Guennec, Y. Le., “Impact of process variability on carrier depletion silicon all pass ring modulator power penalty” IEEE Journal of Lightwave Technology (JLT), 2018.
- Benoit Charbonnier, Stéphane Bernabé, Yvain Thonnart, **Nicolas Michit**, Pierre Tissier, Marouan Kouissi, Patrick Le Maitre, Karim Hassan, Jean Charbonnier and Bertrand Szelag “Advanced Silicon Photonics Platform for High Performance Computing Applications”, SPHPC 2019.
- Audrey Michard, Jean-François Carpentier, **Nicolas Michit**, Patrick Le Maître, Philippe Bénabès and Pietro M. Ferreira, "A sub-pJ/bit, low-ER Mach-Zehnder-based Transmitter for chip-to-chip Optical Interconnects," IEEE Photonics Society Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 2019.
- Audrey Michard, **Nicolas Michit**, Jean-François Carpentier, Patrick Le Maître, Jean-Baptiste Quélène, and Pietro Maris Ferreira, “O-band 50Gb/s ring modulator in a 300mm Si photonic platform,” IEEE European Conference on Optical Communication (ECOC), 2018



*Liste des Brevets :*

- **(US20190101699)** : PHOTONIC INTERCONNECTION SWITCHES AND NETWORK INTEGRATED IN AN OPTOELECTRONIC CHIP
- **(US20190079247)** : INTEGRATED PHOTONIC INTERCONNECT SWITCH AND INTEGRATED PHOTONIC INTERCONNECT NETWORK
- HYBRID SILICON/SILICON NITRIDE RING RESONATOR (en cours)
- ELECTRICAL ON CHIP DETECTION OF PEAK RESONANCE OF OPTICAL RING RESONATOR (en cours)
- 2D CONFIGURABLE N-WAVELENGTHS SCALABLE 4x4 WDM SWITCH FOR OPTICAL CIRCUIT (en cours)

THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON OPEREE AU SEIN DE L'INSA LYON

NOM : MICHIT

DATE de SOUTENANCE : 2020

Prénom : Nicolas

TITRE : Switch optique pour la conception de liens WDM rapides en photonique sur silicium

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : N°2016/0584

Ecole doctorale : Ecole Doctorale N° 160 Electronique, Electrotechnique, Automatique (EEA)

Spécialité : Electronique, Micro et Nano-électronique, Optique et Laser

RESUME :

La photonique sur silicium est une solution de remplacement de l'électronique pour les communications demandant des débits extrêmement élevés, intégré avec une haute densité au sein des serveurs, des cartes voire des puces. Pour atteindre de hauts débits (400G, 800G et au-delà), il est intéressant de multiplexer l'information et désagréger les ressources. Cela amène la nécessité de penser des switches capables de gérer de hauts débits et un grand nombre de ports.

Dans cette étude, nous nous concentrons sur des interconnexions intra puce basées sur les liens WDM à la longueur d'onde 1310nm. La taille de ces liens peut s'élever jusqu'à quelques centimètres pour viser des applications multi-GPU sur un interposeur photonique. L'intégration de la source laser, la modulation ainsi que la réception de l'information n'ont pas fait l'objet de développement pour se concentrer uniquement sur la partie commutation optique.

Dans un premier temps, le choix d'utiliser des liens à base d'anneaux a été justifié notamment en termes de compacité, de flexibilité du réseau qu'ils apportent et de faibles pertes optiques. Ces structures résonantes sont cependant très sensibles et il est important de bien comprendre les phénomènes physiques en jeu.

Nous décrivons alors plusieurs modèles de résonance de l'anneau pour ensuite créer un modèle à la fois solvable analytiquement et suffisamment précis pour rendre compte des phénomènes mis en jeu. La validation de ce modèle est réalisée à l'aide de plusieurs tests faisant intervenir l'optique et l'électrique. Ce travail a permis de mieux appréhender l'anneau et ses paramètres constitutifs pour parvenir à minimiser son impact sur un lien WDM.

Ensuite, nous avons soumis des idées d'améliorations possibles de ces résonateurs pour pallier à leurs défauts. Ainsi, des disques et des résonateurs utilisant la plateforme en nitrure de silicium ont été simulés, fabriqués puis testés pour finalement les comparer aux résonateurs en anneaux de référence. L'une de ces améliorations est topologique, il s'agit de cascader plusieurs résonateurs pour modifier la résonance finale. Cette modification topologique implique des modifications de l'architecture qui n'est pas forcément adaptée. Une réflexion sur les architectures WDM basées sur des simples et doubles anneaux est alors présentée..

Enfin, nous proposons une réponse à la question de la taille maximale d'un switch avec des anneaux. A partir d'hypothèses maîtrisées, nous estimons le cout final d'une architecture WDM en fonction du débit, du nombre de ports et de liens WDM. Ces résultats viennent ensuite confirmer ou contredire les hypothèses prises en compte pour l'élaboration de l'architecture du switch.

MOTS-CLÉS : photonique sur silicium, switch optique, anneau résonant, liens WDM, non-linéaire

Laboratoire (s) de recherche : Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL)

Directeur de thèse: Régis OROBTCHOUK

Président de jury : Jean Emmanuel BROQUIN

Composition du jury :

Jean Emmanuel BROQUIN / Professeur / Grenoble INP	Président
Christophe PEUCHERET / Professeur / ENSSAT	Rapporteur
Pascal BALDI/ Professeur / Université Nice- Sophia Antipolis	Rapporteur
Ségolène CALLARD / Professeur / Ecole Centrale de Lyon	Examinatrice
Régis OROBTCHOUK / Maître de conférence / INSA Lyon	Directeur de thèse
Frédéric BŒUF / Docteur / STMicroelectronics	Encadrant de thèse
Benoit CHARBONNIER / Docteur / CEA LETI	Invité
Patrick LE MAITRE / Ingénieur de recherche / CEA LETI	Invité