



**HAL**  
open science

# Les lasers à verrouillage de modes hybrides à faible fréquence de répétition en InP/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>

Yasmine Ibrahimi

► **To cite this version:**

Yasmine Ibrahimi. Les lasers à verrouillage de modes hybrides à faible fréquence de répétition en InP/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. Optique / photonique. Université Paris-Saclay, 2023. Français. NNT : 2023UPAST191 . tel-04400898

**HAL Id: tel-04400898**

**<https://theses.hal.science/tel-04400898v1>**

Submitted on 17 Jan 2024

**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.

# Les lasers à verrouillage de modes hybrides à faible fréquence de répétition en InP/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>

*A Study of hybrid integrated mode-locked lasers in InP/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> with low repetition rate*

## Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n°575, electrical, optical, bio: physics and engineering (EOBE)  
Spécialité de doctorat : Electronique, Photonique et Micro-Nanotechnologies  
Graduate School : Sciences de l'ingénierie et des systèmes. Référent : Faculté des Sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche **Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies** (Université Paris-Saclay, CNRS), sous la direction de **Laurent VIVIEN**, directeur de recherche, et la co-supervision de **Frederic VAN DIJK**, ingénieur de recherche, III-VLab

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 12 décembre 2023, par

**Yasmine IBRAHIMI**

### Composition du Jury

Membres du jury avec voix délibérative

<b>Jeremy WITZENS</b> Professeur des Universités, Aachen University	Président & Rapporteur
<b>Antoine MONMAYRANT</b> Chargé de recherche (HDR), Université de Toulouse	Rapporteur & Examineur
<b>Vincent RONCIN</b> Professeur des Universités, Université Sorbonne Paris Nord	Examineur

**Titre :** Les lasers hybrides à verrouillage de modes à faible fréquence de répétition en InP/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>

**Mots clés :** lasers à verrouillage de modes, lasers hybrides, semiconducteurs, circuits photoniques intégrés

**Résumé :** Les guides en nitrure de silicium (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) offrent des pertes minimales et permettent de créer des résonateurs optiques compacts de haute qualité. Tandis que, le phosphore d'indium (InP) est un semi-conducteur III-V polyvalent qui permet l'intégration de sources lasers, de modulateurs optoélectroniques, d'amplificateurs optiques et de photodétecteurs à grande vitesse sur une seule puce. En combinant une puce en nitrure de silicium avec une puce en InP dans une configuration hybride, nous pouvons réaliser des lasers hybrides tels que les lasers à verrouillage de modes à faible taux de répétition (<1 GHz) pour des applications RADAR et LIDAR.

Dans cette thèse, nous concevons un laser à verrouillage de modes avec une fréquence de répétition de 364 MHz en utilisant un amplificateur à semiconducteur (R-SOA) en InP et une puce Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> passive. Le développement de ce laser implique une étude des circuits intégrés photoniques hybrides, y compris des simulations et des mesures, en mettant l'accent sur la génération des impulsions optiques avec une durée de vie de l'ordre de la dizaine de picoseconde et l'incorporation de composants tels que des filtres et des amplificateurs sur la même puce pour répondre aux exigences des applications que nous avons ciblées.

**Title:** A Study of hybrid integrated mode-locked lasers in InP/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> with low repetition rate

**Keywords:** Mode locked lasers, hybrid lasers, semiconductors, photonic integrated circuits

**Abstract:** Silicon nitride guides offer minimal losses and enable the creation of compact, high-quality optical resonators. Indium phosphide (InP), on the other hand, is a versatile III-V semiconductor that enables the integration of laser sources, optoelectronic modulators, optical amplifiers, and high-speed photodetectors on a single chip. By combining a silicon nitride chip with an InP chip in a hybrid configuration, we can conceive hybrid lasers such as mode-locked lasers with low repetition rates (<1 GHz) for RADAR and LIDAR applications.

In this thesis, we design a mode-locked laser with a repetition rate of 364 MHz using an InP R-SOA and a passive Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> chip. The development of this laser involves a study of hybrid photonic integrated circuits, including simulations and measurements, with emphasis on the generation of optical pulses with lifetimes in the picosecond range, and the incorporation of components such as filters and amplifiers on the same chip to meet the requirements of our application.

*“Nobody ever figures out what life is all about, and it doesn't matter. Explore the world.  
Nearly everything is really interesting if you go into it deeply enough.”*

*— Richard P. Feynman*



## Remerciements

Je n'aurais pas pu réaliser cette thèse sans ceux qui m'ont soutenu et encouragé. Je voudrais tout d'abord remercier les laboratoires qui m'ont accueilli pour réaliser cette thèse : le 3-5Lab et le Centre de Nanoscience et Nanotechnologies (C2N). Merci de votre bienveillance durant ces trois dernières années. Faire partie des équipes de Thales et de 3-5Lab a été une expérience riche, tant sur le plan professionnel que personnel. Je remercie notamment le directeur du III-V Lab Jean-Pierre Hamaide et l'administrateur Pascale Nouchi.

Je voudrais ensuite remercier mon directeur de thèse, Laurent Vivien. J'ai toujours apprécié nos échanges, et tes conseils et ta vision scientifique et m'ont été très utiles. Je voudrais te remercier également pour ton soutien durant la période de la rédaction du manuscrit et la soutenance de cette thèse.

Je voudrais remercier mon encadrant : Frédéric Van Dijk. Merci de m'avoir accompagné tout le long de ma thèse. J'ai beaucoup appris de toi, et tes conseils m'ont beaucoup aidé à avancer et à m'améliorer. Merci de m'avoir encouragé à sortir de ma zone de confort et d'apprendre de nouvelles compétences. Et enfin merci d'avoir été toujours très agréable, optimiste et réaliste.

Je remercie Antoine Monmayrant et Jeremy Witzens pour avoir accepté d'être mes rapporteurs. Je vous remercie du temps que vous avez pris pour relire mon manuscrit, et de vos commentaires qui m'ont été d'une grande utilité. Je remercie également Jeremy Witzens pour avoir présidé le jury et Vincent Roncin et le reste du jury pour leurs questions et remarques lors de la soutenance.

Je remercie également l'équipe «group sources optroniques » qui m'a accueilli au sein du III-V Lab : François Duport, pour son enthousiasme scientifique que j'ai toujours beaucoup apprécié (merci d'avoir pris le temps de m'expliquer tant de choses surtout sur les composants actifs, et merci de m'avoir aidé pour les manip). Sylvain, qui m'a formé lors de mon arrivée au labo (merci pour ton aide sur les manip et tout le reste), Sara et Maxime qui ont été des apprentis très sympas et à qui je souhaite une bonne continuation, Barbara et enfin Michel Krakowski pour ses encouragements et enthousiasme.

Je remercie également les doctorants du III-V Lab : Thomas, Mathurin, Claire, Pierre, Théo, Hajar, et Gregory. Merci pour tous les moments sympas qu'on a passés ensemble au cours de ces trois dernières années.

Je remercie toute personne m'ayant apporté de l'aide, de l'encouragement, ou du soutien durant cette thèse, ça fût un plaisir de travailler avec vous. Je voudrais remercier en particulier mes collègues du III-V Lab : le personnel des salles blanches au III-V Lab, et les équipes du backend. Je remercie également, Joan et Alessandro. Je voudrais remercier l'équipe du CEA-Leti, en particulier, Quentin Wilmart et Sylvain Guerber. Merci de votre aide durant la conception et la fabrication des puces.

Je n'aurais pas pu réaliser cette thèse au III-V Lab si je n'avais pas réalisé mon stage de fin d'année du M2 au sein des équipes de TRT. Je voudrais donc remercier Vincent Crozatier, et Loïc Morvan pour leur encadrement durant ce stage, et Ghaya Baili qui m'a aidé avec les manip et les interprétations de mes résultats, pendant ce stage et ensuite durant la thèse (ça fût un plaisir de travailler avec toi, merci pour ta bienveillance). Je remercie également les

doctorants de TRT : Vincent, Pierre, Jérémie, Léa, Delphin, Guillaume, Lothaire, Inès, et Maxime.

Pour finir, je remercie ma famille, et mes amis qui m'ont soutenu durant cette thèse. Je remercie en particulier Ornella qui a toujours été là pour moi et avec qui j'ai passé des super moments tout au long de ces trois années, et Jérémie qui m'a supporté pendant la période de la rédaction et qui m'a toujours encouragé.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Chapitre I: Etude théorique des lasers à verrouillage de modes .....</b>	<b>16</b>
1.1	Introduction : les peignes de fréquences optiques .....	16
1.1.1	Les peignes de fréquences optique : définition .....	16
1.1.2	Techniques de génération d'un peigne de fréquences.....	17
1.1.3	Conclusion.....	21
1.2	Théorie des lasers à verrouillage de modes .....	23
1.2.1	Caractéristiques des lasers à verrouillage de modes .....	26
1.2.2	Verrouillage de modes passif .....	28
1.2.3	Les effets non-linéaires dans une cavité de laser à verrouillage de modes .....	30
1.2.4	Verrouillage de modes actif et harmonique .....	31
1.3	Spécifications d'un laser à verrouillage de modes pour des applications RADAR/LIDAR.....	34
1.3.1	Les lasers à verrouillage de modes dans les systèmes RADAR .....	34
1.3.2	Les peignes de fréquences dans les systèmes LIDAR .....	36
1.4	Conception d'un laser à verrouillage de modes.....	39
1.4.1	Etat de l'art des lasers hybrides à verrouillage de modes.....	39
1.4.2	Méthodes d'hybridation .....	41
1.5	Conclusion.....	44
<b>2</b>	<b>Chapitre II : Amplification et modulation du laser à verrouillage de modes.....</b>	<b>47</b>
2.1	Etude des caractéristiques d'un amplificateur optique à semi-conducteur.....	47
2.1.1	Principes théoriques .....	47
2.2	R-SOA double section et la modulation directe .....	56
2.2.1	Fabrication des R-SOA .....	57
2.2.2	Caractéristiques statiques des R-SOA.....	59
2.3	Etude de la modulation directe dans un R-SOA.....	64
2.4	Les effets non-linéaires dans un R-SOA .....	68
2.4.1	Le mélange à quatre-ondes dans un R-SOA .....	68
2.4.2	La dispersion dans un amplificateur à semiconducteur .....	73
2.5	Conclusion.....	77
<b>3</b>	<b>Chapitre III : Étude des circuits passifs en Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub> .....</b>	<b>79</b>
3.1	Introduction .....	79
3.2	Conception des circuit passifs en Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> /SiO <sub>2</sub> .....	80
3.2.1	Rappels théoriques .....	80

A.	Cas d'un guide $\text{Si}_3\text{N}_4$ fin à faible confinement optique .....	82
B.	Cas d'un guide $\text{Si}_3\text{N}_4$ épais à fort confinement optique.....	83
3.2.2	Processus de fabrication des guides en $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ .....	93
3.2.3	Mesure des pertes dans les guides.....	95
3.3	Conception des réseaux de Bragg en $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ pour une cavité de laser à verrouillage de modes.....	99
3.3.1	Rappels théoriques .....	99
3.4	Conclusion.....	116
<b>4</b>	<b>Chapitre IV : Laser à verrouillage de modes passif et actif à cavité hybride en <math>\text{InP-Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2</math>.....</b>	<b>118</b>
4.1	Introduction .....	118
4.2	Etude expérimentale du verrouillage de modes passif et actif avec une cavité étendue en $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ faible confinement .....	120
4.2.1	Mesures statiques des lasers .....	120
4.2.2	Etude des différents types de verrouillage .....	122
4.2.3	Mesures de bruit de phase et de la largeur d'impulsion.....	128
4.3	Etude expérimentale des effets de dispersion dans le laser à verrouillage de modes 141	
4.3.1	Génération d'impulsions picoseconde .....	141
4.3.2	Mesure de la dispersion de phase.....	143
4.3.3	Les techniques de compression d'impulsion.....	145
4.4	Conclusion et perspectives .....	148
4.4.1	Peigne de fréquences pour un système RADAR.....	148
4.4.2	Etude préliminaire du verrouillage de modes avec une cavité étendue en $\text{Si}_3\text{N}_4$ épais 148	
4.4.3	Perspectives .....	152
<b>5</b>	<b>Conclusion générale .....</b>	<b>155</b>
<b>6</b>	<b>Références .....</b>	<b>158</b>



## Introduction générale

Depuis l'apparition des sources laser dans les années 1960, ceux-ci sont au centre de nombreuses applications [1]. De la spectroscopie [2] à la métrologie en passant par les applications de détection et de télémétrie [3], [4], et bien d'autres encore, les sources laser ont révolutionné l'industrie à bien des égards. L'optique intégrée a permis d'aller encore plus loin [5]. Les lasers intégrés sur puce composés de matériaux dont les propriétés permettent la génération de la lumière cohérente offrent un avantage inégalé lorsqu'il s'agit d'applications nécessitant des sources compactes et peu coûteuses. Ils sont compatibles avec la plateforme CMOS, une plateforme établie depuis des décennies grâce à l'évolution des circuits électroniques intégrés. Cette compatibilité est au cœur de la simplification de la production des puces optiques intégrées et permet donc une production en série. Outre leurs avantages en termes de taille, les optiques intégrées offrent aujourd'hui des performances comparables à celles des lasers à colorant et à cristal. Pour atteindre des performances adaptées aux applications de ces lasers, leur développement est toujours en cours avec des améliorations réalisées par plusieurs groupes de recherche [6], [7]. Mon travail de thèse s'inscrit dans cette tendance avec comme objectif principal d'atteindre de meilleures performances pour les lasers intégrés hybrides. En particulier, nous nous intéressons aux sources optiques à peigne de fréquences. Pour avoir une meilleure idée du contexte, nous devons d'abord parler des peignes de fréquences optiques et de leur utilité pour les applications industrielles.

Les peignes de fréquences optiques [1] fournissent une série de lignes optiques sur une gamme de longueurs d'ondes. La fréquence de répétition ou l'intervalle spectral libre du peigne (intervalle en longueur d'onde entre chaque ligne et la suivante), et la largeur de bande en longueur d'onde peuvent être accordées en fonction de l'application souhaitée. La Figure 1 montre les différentes applications des peignes de fréquence. Dans le domaine des fréquences, ces peignes constituent une excellente source pour générer des fréquences micro-ondes, ce qui est utile pour les systèmes de détection tels que les RADARS [2], [3].

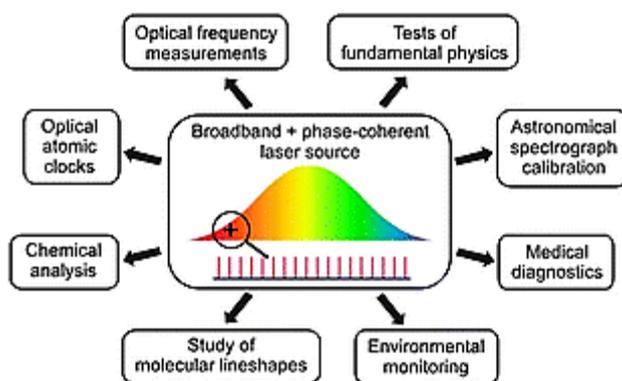


Figure 1 Applications des peignes de fréquences. Figure extraite de la référence [4].

Dans ce manuscrit, nous nous concentrerons sur les applications de détection et de télémétrie, en particulier les systèmes RADAR et LIDAR.

Les systèmes RADAR [5] reposent sur la transmission et la réception des ondes électromagnétiques pour détecter et localiser des objets dans leur voisinage. En règle générale, ces systèmes utilisent un laser à ondes continues (CW) ou un laser à impulsions comme source

d'ondes électro-magnétiques. Bien que ces sources lasers traditionnelles puissent offrir une sensibilité et une résolution élevées, elles sont limitées par leur largeur de bande relativement étroite et peuvent souffrir d'instabilité de fréquence et de bruit. En revanche, les peignes de fréquences offrent un plusieurs avantages pour les applications RADAR. L'un des principaux avantages des peignes de fréquences est leur capacité à générer un grand nombre de fréquences précises équi-espacées, pouvant être utilisées pour transmettre simultanément plusieurs signaux avec des fréquences de porteuses différentes. Cette approche, connue sous le nom de RADAR à ondes continues modulées en fréquence (OCMF) [6], permet des mesures très précises de la portée, de la vitesse et de l'angle, même dans des environnements encombrés. En outre, les peignes de fréquences peuvent être utilisés pour générer un grand nombre de trains d'impulsions avec des taux de répétition variables, ce qui permet d'utiliser des techniques de saut de fréquence pour améliorer les performances du RADAR dans des environnements bruyants ou de brouillage.

Un autre avantage des peignes de fréquences sur puce est de réduire la taille et le poids des systèmes RADAR. En utilisant des sources laser intégrées pour générer des peignes de fréquences, il est possible de réduire le nombre de composants discrets nécessaires à un système RADAR et d'intégrer plusieurs fonctions sur une seule puce. Cela pourrait conduire à des systèmes plus petits et plus légers qui conviendraient mieux à une utilisation dans des véhicules aériens sans pilote ou d'autres applications où l'espace et le poids sont contraints.

Plusieurs démonstrations réussies de systèmes RADAR basés sur des peignes de fréquences ont déjà été démontrés. Par exemple, des chercheurs ont mis au point un système RADAR OCMF utilisant une source de peigne de fréquences intégrée pour obtenir une résolution submillimétrique et une sensibilité élevée [7]. D'autres groupes ont démontré l'utilisation de peignes de fréquences dans des systèmes RADAR d'imagerie, qui peuvent fournir des images 3D détaillées d'objets et d'environnements [8].

Le laser développé lors de mes travaux détaillés dans ce manuscrit, a pour but de générer une banque de fréquences micro-ondes, permettant d'éliminer l'usage de plusieurs sources laser mono-fréquences pour couvrir une large gamme de détection. Le peigne de fréquences développé pourrait aussi être utilisé dans un système RADAR à ondes modulées, cependant, dans ce manuscrit, nous limitons notre étude à la génération de fréquence micro-ondes. Pour cette application, la fréquence de répétition du peigne de fréquences doit être la plus faible possible afin d'améliorer la précision des fréquences générées (nous étudierons ce cas plus en détail dans le premier chapitre).

Les peignes de fréquences jouent également un rôle essentiel dans les systèmes LIDAR [9], [10]. Ces systèmes utilisent les lasers pour mesurer la distance d'un objet en chronométrant le trajet aller-retour d'une impulsion lumineuse. En général, les systèmes LIDAR utilisent des lasers pulsés à fréquence unique, et peuvent fournir une précision et une résolution élevées. Cependant ils sont limités dans leur capacité à distinguer plusieurs objets à des distances différentes ou à mesurer la vitesse des objets en mouvement. En utilisant des peignes de fréquences optiques, il est possible d'atteindre une haute résolution, une haute précision et un taux de rafraîchissement rapide. Ce type de LIDAR utilisant les peignes de fréquences (que nous décrivons plus en détails dans ce manuscrit), est appelé « dual frequency LIDAR ».

Comme pour les systèmes RADAR, l'usage des peignes de fréquences dans un système LIDAR permet de réduire la taille et le coût. Ainsi, il est possible de réaliser des LIDARs plus petits et

plus légers qui conviendraient mieux à une utilisation dans l'automobile, la robotique et toute application où l'espace et/ou le poids est restreint.

Pour générer un peigne de fréquences, il existe plusieurs méthodes :

- Les lasers à verrouillage de modes : ces lasers sont l'un des moyens les plus courants de générer des peignes de fréquences optiques. Ils génèrent une série d'impulsions courtes à fréquence de répétition fixe.
- L'exploitation de l'effet Kerr optique dans des micro-résonateurs : cette méthode de génération des peignes de fréquences optiques consiste à utiliser des micros résonateurs, qui sont de petites cavités optiques à facteur de qualité  $Q$  élevé. En pompant un micro résonateur avec un laser à ondes continues, il est possible de générer un peigne de fréquences par le processus non-linéaire connu sous le nom de mélange à quatre ondes.
- Les lasers à cascade quantique (QCL) : ce type de laser à semi-conducteur peut générer un peigne de fréquences en utilisant une série de régions actives en cascade pour émettre de la lumière à des fréquences multiples. Les peignes de fréquences basés sur les QCL ont un potentiel de puissance et d'efficacité élevé, et sont intéressants pour les applications de détection et de spectroscopie dans l'infrarouge moyen.
- La génération de supercontinuum : un supercontinuum est généré par une impulsion laser de haute intensité. En se propageant dans un milieu optique non linéaire, cette impulsion provoque l'élargissement du spectre de l'impulsion par des effets non-linéaires tels que l'auto-modulation de phase, et le mélange à quatre ondes. Cette méthode peut générer un large spectre de fréquences, qui peut être utilisé pour générer un peigne de fréquences à l'aide de filtres optiques.

Pour la génération de peigne de fréquences, nous avons choisi les lasers à verrouillage de modes. Comparé aux autres méthodes, les lasers à verrouillage de modes permettent d'adapter la fréquence de répétition du peigne généré. Nous pouvons donc facilement générer un peigne de fréquences avec une fréquence de répétition inférieure au GHz. Ceci permettra la génération de fréquences micro-ondes avec précision comme nous le verrons dans le premier chapitre de ce manuscrit. De plus, comparé à la méthode de génération de supercontinuum, les lasers à verrouillage de modes ne requièrent pas une puissance de pompage très élevée (de l'ordre de plusieurs dizaines de watt).

Il existe plusieurs types de cavités laser à verrouillage de modes sur puce tels que :

- Les cavités laser en III-V (aussi appelés lasers monolithique)
- Les cavités laser hybrides III-V sur Si (silicium)
- Les cavités laser hybrides formés par une puce en III-V couplée à une puce passive en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (nitrure de silicium)

Notre but étant de réaliser un laser à verrouillage de modes à faible fréquence de répétition, nous devons choisir une plateforme offrant des faibles pertes de propagation, et un niveau de confinement du mode optique permettant la conception de circuits intégrés compacts. Pour répondre à ces exigences, le du nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) s'avère le meilleur choix. Les guides en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  offrent des pertes de propagation très faibles  $<1\text{dB/m}$  [11]. De plus, ces guides ne souffrent pas de l'absorption à deux photons contrairement aux guides en Si [12], et permettent de travailler avec des puissances élevées sans pertes supplémentaires [13]. Ils offrent également un niveau de confinement optique adaptatif permettant de concevoir des guides faiblement ou fortement confinés [14]. Ces guides d'onde en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  offrent également la possibilité de les utiliser pour, par exemple, la génération de supercontinuum ou la compensation de la dispersion

optique grâce au seuil faible des effets non-linéaires dans le  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Comme nous le verrons dans le chapitre 4 de ce manuscrit, la compensation de la dispersion par effets non-linéaires est particulièrement intéressante car elle permet la génération d'impulsions courtes (de l'ordre de quelques picosecondes).

Dans ce manuscrit, nous étudions les lasers à verrouillage de modes hybrides en III-V/ $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Nous commençons dans le chapitre 1 par décrire les peignes de fréquences optiques plus en détails ainsi que les méthodes pour les générer. Nous nous concentrons ensuite sur les lasers à verrouillage de modes où nous expliquons pourquoi les lasers à verrouillage de modes répondent aux spécifications nécessaires pour des systèmes RADAR et LIDAR.

Nous consacrons ensuite le chapitre 2 à l'étude de la puce active en InP, nous décrivons sa conception, ses caractéristiques ainsi que son rôle dans notre cavité laser.

Le chapitre 3 est consacré à l'étude de la puce passive en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et des éléments qu'elle contient. Nous décrivons la conception de ces guides ainsi que leurs caractéristiques.

Pour terminer, le chapitre 4 est consacré à la description du laser à verrouillage de modes. Dans ce chapitre, nous exposons les performances de notre laser à verrouillage de modes ainsi que les résultats des différentes études que j'ai réalisé au cours de mon travail de thèse. Dans la conclusion générale, je résumerai les principaux résultats de mes travaux, ainsi que les perspectives de ces derniers.



# 1 Chapitre I: Etude théorique des lasers à verrouillage de modes

## 1.1 Introduction : les peignes de fréquences optiques

Le but de ce chapitre est de présenter les composants que nous avons développés dans le cadre de nos travaux. Nous commençons par présenter les peignes de fréquences optiques et leurs applications. Ensuite, nous passons en revue les différentes méthodes de génération de peignes de fréquences optiques, avec un intérêt particulier pour les lasers à verrouillage de modes puisque c'est la méthode que nous avons choisie pour répondre à nos spécifications. Pour justifier ce choix, nous présentons dans un premier temps les différentes solutions permettant la génération d'un peigne de fréquences, et nous expliquons ensuite le raisonnement derrière le choix des lasers à verrouillage de modes intégrés comme solution. Nous discutons également de la différence en termes de performances entre les lasers intégrés à base de semi-conducteurs et les lasers à fibre. Nous nous concentrons ensuite uniquement sur les solutions à base de semi-conducteurs. Nous décrivons alors l'état de l'art actuel (au moment de la rédaction de ce manuscrit) des lasers à verrouillage de modes intégrés, les plateformes utilisées, et les performances obtenues, avec un intérêt particulier pour les lasers hybrides à cavité étendue puisqu'ils représentent le centre d'intérêt de nos travaux. Dans la suite de la première section, nous citons les raisons derrière le choix des plateformes hybrides InP-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pour nos lasers, ainsi que les spécifications imposées pour une utilisation de ces lasers dans un système RADAR ou un système LIDAR.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous expliquons les différents principes théoriques relatifs au verrouillage de modes. Nous commençons par une description du principe de fonctionnement d'un laser à cavité étendue, ensuite, nous décrivons les effets non-linéaires dans la cavité qui permettent de déclencher un verrouillage de modes passif. Et enfin, nous décrivons le principe de fonctionnement de nos lasers à verrouillage de modes sous régime de verrouillage actif (avec source externe) et actif harmonique. Les performances de nos lasers dans chacun des régimes mentionnés seront détaillées dans le chapitre 4 de ce manuscrit.

### 1.1.1 Les peignes de fréquences optique : définition

Les peignes de fréquences optiques (« *Optical frequency Combs* » (OFC)) sont sujets de nombreux travaux de recherche depuis leur apparition dans les années 1990. Grâce à l'étendue de leurs applications telles que la spectroscopie [1], [15]–[17], la métrologie [18], la génération de fréquence micro-onde pour les systèmes RADAR [19][18], [20], et les télécommunications [1], les peignes de fréquences optiques ont bénéficié d'avancées rapides et de l'expertise développée dans chacun de ces domaines d'intérêt.

Idéalement, un peigne de fréquences optiques est représenté dans le domaine fréquentiel par une série de fonctions delta de Dirac centrées autour d'une fréquence  $f_n$  :

$$f_n = nf_{rep} + f_{CEO} \quad (1.1)$$

Avec,  $f_{rep}$  la fréquence de répétition et  $f_{CEO}$  la fréquence dite « carrier offset frequency » ou la fréquence de la porteuse. Dans le domaine temporel, un peigne de fréquences est formé par un train d'impulsions dont la période est inversement proportionnelle à la fréquence de répétition  $f_{rep} = 1/\Delta T$  (Figure 2).

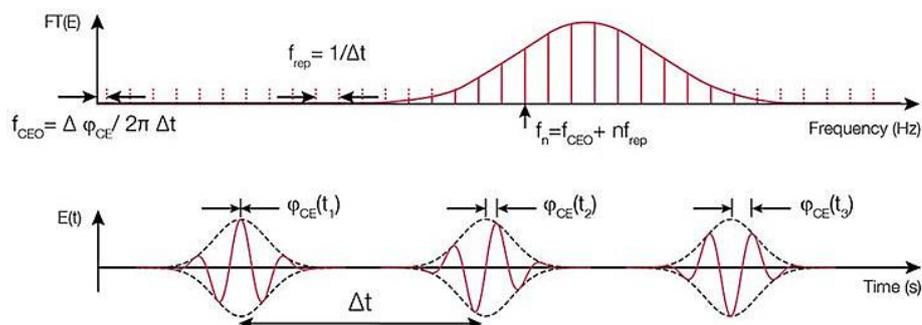


Figure 2 (a) Représentation d'un peigne de fréquences optiques dans le domaine fréquentiel, avec  $f_{rep}$  la distance entre chaque mode optique et le suivant, et  $f_{CEO}$  la fréquence de la porteuse optique. (b) Représentation d'un peigne de fréquences optiques dans le domaine temporel, avec  $\Delta t$  la période inversement proportionnelle à la fréquence de répétition  $f_{rep}$ , et  $\phi_{CE}$  la phase relative à chaque impulsion. Cette figure est extraite de la référence [21].

## 1.1.2 Techniques de génération d'un peigne de fréquences

Comme nous l'avons mentionné, il existe plusieurs méthodes permettant la génération d'un peigne de fréquences optiques. Dans cette section, nous présentons ces méthodes, leurs avantages et leurs inconvénients. Nous introduisons également la méthode que nous avons choisi dans le cadre de nos travaux.

### A. Les lasers à verrouillage de modes

Les premiers peignes de fréquences optiques étaient basés sur des lasers à verrouillage de mode. [3]. Ces lasers ont permis de remplacer les systèmes complexes utilisés précédemment dans le domaine de la métrologie dès les années 1990 (en particulier en tant que source pour la génération des fréquences micro-ondes dans les chaînes de multiplication des fréquences) [3]. Le laser à verrouillage de modes fournit des modes équidistants, et cohérents en phase les uns par rapport aux autres. La fréquence et la phase d'un mode optique peuvent être déduites simplement en déterminant la fréquence absolue d'un seul mode puisque l'intervalle spectral libre entre les modes est constant, de même pour la phase. Grâce à cette approche déterministe, les lasers à verrouillage de modes ont révolutionné plusieurs domaines de recherche dont la spectroscopie et la métrologie.

Comme mentionné dans l'introduction de ce chapitre, nous limiterons notre revue dans ce manuscrit aux lasers à verrouillage de modes à base de semi-conducteurs (SC). Il convient quand même avant de commencer cette étude des lasers à verrouillage de modes à base de semi-conducteurs et de leurs performances, d'examiner brièvement les différents types de laser à verrouillage de modes non intégrés. Ceci nous permettra par la suite de mieux situer les lasers à SC dans l'état de l'art actuel.

Outre les lasers à semi-conducteurs intégrés, il existe plusieurs types de lasers à verrouillage de modes :

- **Les lasers à colorant** : Un laser à colorant contient un colorant à base de molécules organiques (généralement sous forme liquide). Ce colorant joue le rôle du milieu à gain dans la cavité de ces lasers [22], [23]. Ces lasers offrent une large bande passante en longueur d'onde et des valeurs élevées de puissance en sortie (de l'ordre de dizaine à des centaines de mW). La taille de ces lasers est pourtant importante et son utilisation devient encombrante surtout dans le cas de systèmes embarqués tel qu'un LIDAR par exemple.
- **Les lasers à cristal** : dits aussi « lasers à l'état solide » sont des lasers basés sur un cristal comme milieu à gain. Le choix de ce cristal permet de définir la longueur d'onde d'émission. Le fonctionnement de ces lasers est similaire à celui des lasers à colorant, la cavité laser contient en plus du cristal, des miroirs permettant d'orienter la trajectoire de la lumière et définir le taux de répétition dans le cas des lasers à verrouillage de modes. Comme les lasers à colorant, ce type de lasers à l'avantage de pouvoir générer des puissances optiques très élevées et des taux de répétition faibles (grâce à l'espace dédié à la cavité, il est possible de réaliser une cavité très longue). Les lasers à cristal sont aujourd'hui parmi les meilleures solutions pour des applications telles que la spectroscopie (grâce à leur bande passante importante) ou la génération de supercontinuum (grâce à leur niveau de puissance crête allant jusqu'à des centaines de mJ) [24]–[26]. La taille de ces lasers reste un désavantage pour les applications nécessitant une solution compacte.
- **Les lasers à fibre** : ces lasers sont une forme particulière des lasers à cristal, ils sont basés sur une fibre dopée comme milieu à gain. Pour une émission dans la bande C, le milieu de gain de la fibre est constitué d'une fibre dopée avec des ions de terres rares tels que l'erbium ( $Er^{3+}$ ), ou l'ytterbium ( $Yb^{3+}$ ). Ils offrent donc une solution plus compacte que les lasers à cristal ou à colorant. De plus, leur taille peut être réduite davantage en utilisant des diodes lasers à émission continue et à forte puissance pour pomper la section en fibre [27], [28]. Les lasers à verrouillage de modes à fibre offrent des durées d'impulsions de l'ordre de la centaine de femtosecondes, et des taux de répétition de l'ordre de quelques kHz [29]–[32] grâce à la possibilité de rallonger la cavité en rajoutant une longueur de fibre importante. En termes de taille, les lasers à fibre sont les plus proches des lasers à semi-conducteur entièrement intégrés. Leurs performances, notamment en ce qui concerne les taux de répétition, peuvent être supérieures à celles des lasers SC (par exemple, les lasers SC à verrouillage de modes n'ont pas encore atteint des taux de répétition inférieurs à des centaines de MHz). Cependant, les lasers SC conservent l'avantage d'être faciles à intégrer dans des systèmes embarqués ou pour des applications qui nécessitent l'intégration d'une source laser dans des systèmes sur puce.

Avec les avancées technologiques des télécoms, le développement des systèmes embarqués pour les moyens de détection et de télémétrie, et le développement des datacenters, il est devenu nécessaire de limiter la taille des sources lasers. Les lasers à semi-conducteurs constituent une solution appropriée, car en plus de réduire l'encombrement, ils permettent également d'intégrer des systèmes plus complexes à moindre coût [2][33]. Ces dernières années, de nombreuses solutions basées sur les semi-conducteurs pour la génération des lasers à verrouillage de modes ont été développées dans le but de remplacer les lasers à cristaux volumineux, qui malgré leurs avantages, deviennent inadaptés aux applications où la taille la taille est considérée comme une contrainte (comme les systèmes que nous avons mentionnés plus haut) [34],[35], [36].

Les lasers à verrouillage de modes monolithiques en III-V ont été le premier type de laser intégrés à atteindre une maturité importante. Ces sources laser permettent de générer des impulsions courtes avec une durée d'impulsion de quelques picosecondes [37] à des taux de répétition élevés (quelques GHz à des centaines de GHz). Cependant, avec les progrès des applications et le besoin d'une plus grande précision, que ce soit en spectroscopie ou en génération de fréquences micro-ondes par exemple, les lasers à verrouillage de modes à base de semi-conducteurs avec des taux de répétition plus faibles deviennent nécessaires. Pour cette raison, les lasers à verrouillage de modes basés sur une plateforme hybride telle que III-V/Si ont été introduits comme une nouvelle solution compacte, et peu coûteuse grâce à la compatibilité CMOS de leur procédure de fabrication. Cette compatibilité permet de réaliser plusieurs diodes lasers durant une seule itération de fabrication et donne donc la possibilité de commercialiser ce type de lasers plus facilement.

Dans la suite de cette section, nous présenterons les différentes plateformes d'intégration des lasers à verrouillage de modes intégrés. Le but de nos travaux étant de développer un laser hybride à verrouillage de modes basé sur un couplage par la tranche (dit aussi « butt-coupling ») entre une puce III-V et une puce passive en nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), nous décrivons les avantages de cette plateforme en particulier plus en détail dans la suite de ce chapitre.

### **B. Les peignes de fréquences basés sur l'effet Kerr**

Cette méthode de génération des peignes de fréquences optiques s'appuie sur les effets non linéaires, en particulier l'effet Kerr dans un résonateur à haut facteur de qualité Q pour générer un peigne de fréquences optiques. La Figure 3 montre la configuration d'une telle source formée par le couplage par la tranche d'un laser DFB et un résonateur en anneau sur puce  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

Cette technique particulière a fait l'objet de recherches actives au cours des dernières années. Grâce aux progrès réalisés il est possible de générer des peignes avec une bande passante allant jusqu'à une octave et des fréquences de répétition élevées (10-100GHz). Notons que les peignes de fréquences générés par cette méthode constituent une variation des lasers à verrouillage de modes dont nous avons parlé dans la section précédente lorsque le peigne est stabilisé et la phase relative entre les modes optiques est constante [38]. Contrairement aux lasers à verrouillages des modes hybrides, il est difficile d'atteindre un intervalle spectral libre faible avec cette solution car le rayon de l'anneau requis serait de quelques dizaines de centimètres, rendant ainsi la cavité laser peu compacte. Pour se passer de cette contrainte, nous pourrions utiliser un résonateur avec une spirale, cependant, la puissance nécessaire pour un pompage efficace de cette cavité (avec une telle circonférence du résonateur) serait très élevée. Cette solution reste donc, dans notre cas, moins convenable que les lasers à verrouillage de mode.

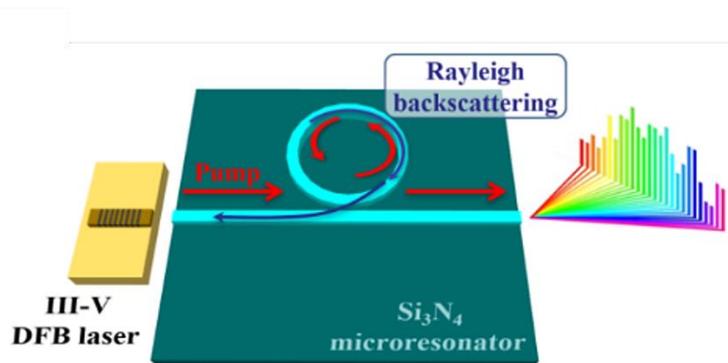


Figure 3 Figure d'un laser hybride à cavité étendue. Le pompage d'un résonateur en anneau par un laser DBR permet la génération d'un peigne de fréquences optiques. (Figure extraite de [39])

Les résonateurs en anneau à haut facteur de qualité fabriqués sur puce en nitrure de silicium  $\text{Si}_3\text{N}_4$  profitent du seuil non linéaire très bas pour faciliter la génération du supercontinuum en réduisant le niveau de la puissance de pompage nécessaire. Ceci est possible car, comparé à une cavité en silicium (Si), le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ne souffre pas de pertes causées par le phénomène d'absorption à deux photons (TPA). La puissance de pompage nécessaire pour déclencher l'effet Kerr [40] dans cette cavité est donc plus faible. Grâce à cet avantage, la puissance de pompage nécessaire est suffisamment faible pour que des lasers à semi-conducteur puissent être utilisés comme source de pompage [39], [41] permettant ainsi la conception de sources compactes.

Dans notre cas, puisque notre application nécessite un faible taux de répétition tout en gardant la cavité laser compacte, cette technique de génération de peigne de fréquences optiques ne correspond pas à nos spécifications.

### C. La modulation électro optique d'un laser monomode

Cette technique permet de générer un peigne de fréquences à partir d'une source laser monomode continue. En appliquant une modulation à cette source continue via un modulateur électro-optique (en anglais "*electro-optical modulator*" (EOM)) piloté par une source RF externe il est possible de générer des bandes latérales [42]. Le modulateur électro-optique utilisé peut être un modulateur de phase (PM) ou un modulateur de phase et un modulateur d'amplitude (AM). Prenons comme exemple le cas d'un modulateur de phase. Ce dernier permet de moduler la phase du signal à la fréquence de modulation choisie alors que l'amplitude et la fréquence du signal restent constantes. La fréquence de répétition du peigne généré correspond à cette fréquence de modulation (Figure 4).

Pour comprendre comment la modulation de phase permet de générer des bandes latérales (et par conséquent un peigne de fréquences), supposons qu'un faisceau laser de pulsation  $\omega$  est envoyé dans un modulateur électro-optique (MEO) de phase, tel que l'intensité du faisceau laser est donnée par :  $Ae^{i\omega t}$  avec  $\omega = 2\pi f_{laser}$ .

Lorsque nous appliquons un signal sinusoïdal au MEO avec une fréquence  $\Omega$  et une petite amplitude  $a$ , une phase dépendante du temps est ajoutée et le signal en sortie du modulateur est donné par :

$$Ae^{i\omega t + iasin(\Omega t)} \quad (1.1)$$

En utilisant une expansion de Taylor nous avons :

$$Ae^{i\omega t}(1 + ia \sin(\Omega t)) \approx A \left( e^{i\omega t} + \frac{a}{2} e^{i(\omega+\Omega)t} - \frac{a}{2} e^{i(\omega-\Omega)t} \right) \quad (1.2)$$

Nous obtenons donc deux bandes latérales à des valeurs de pulsation  $\omega_1 = 2\pi f_1 = \omega - \Omega$  et  $\omega_2 = 2\pi f_2 = \omega + \Omega$ .

En prenant une amplitude du signal de modulation importante, l'approximation de l'expansion de Taylor n'est plus valable. Dans ce cas, l'expression contient un nombre infini de bandes latérales (mathématiquement ce nombre est infini, mais en réalité le nombre de bandes latérales générés est limité par la puissance optique disponible), l'expression du signal obtenu après modulation est comme suit (en utilisant l'expansion de Jacobs-Anger) :

$$Ae^{i\omega t}(1 + ia \sin(\Omega t)) = Ae^{i\omega t} \left( J_0(a) + \sum J_k(a) e^{ik\Omega t} + \sum (-1)^k J_k(a) e^{-ik\Omega t} \right) \quad (1.3)$$

Avec,  $J_k$  les fonctions de Bessel de première espèce.

Nous avons donc la génération de plusieurs bandes latérales et la formation de peigne de fréquences électro-optique.

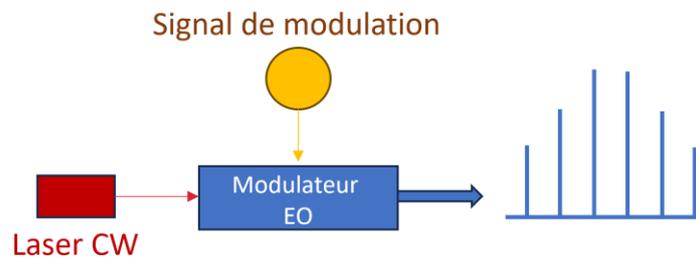


Figure 4 La génération d'un peigne de fréquences électro-optique (EO) est réalisée par injection d'un laser continu dans un modulateur électro-optique pompé électriquement à une fréquence correspondant à la fréquence de répétition souhaitée du peigne EO.

La bande passante à 3-dB du peigne électro-optique généré est limitée par rapport aux méthodes que nous avons mentionnées précédemment [43]–[45]. Cependant, cette technique présente l'avantage de pouvoir adapter la fréquence de répétition du peigne de quelques GHz à des dizaines de GHz en fonction de la vitesse du modulateur. Cette méthode nécessite cependant un système volumineux avec l'EOM approprié et une source RF capable de générer une puissance suffisante. Étant donné que la solution pour la génération de peigne de fréquences optiques est basée sur des circuits photoniques intégrés, cette méthode ne correspond pas non plus à nos spécifications.

### 1.1.3 Conclusion

Le Tableau 1 montre une comparaison basée sur la revue des différentes méthodes permettant la génération des peignes de fréquences optiques. D'après cette comparaison et pour les raisons citées ci-dessus, le laser à verrouillage de modes est la méthode la plus adaptée à nos besoins.

<b>Méthode</b>	<b>Fréquence de répétition</b>	<b>Largeur de spectre optique</b>	<b>Complexité du système</b>
<b>Laser à verrouillage de modes intégrés</b>	100 MHz-100 GHz	Centaines de GHz-THz	<b>Système compact</b> ++
<b>Résonateur en anneaux à effet Kerr</b>	100 GHz	THz (peut atteindre une octave)	<b>Système compact +</b>
<b>Modulation électro-optique d'un laser CW</b>	MHz-GHz (dépend de la source RF)	Quelques GHz	<b>Système complexe</b> (source externe nécessaire)

Tableau 1 Comparaison des différentes méthodes utilisées pour la génération de peignes de fréquences optique. Notons que les lasers à verrouillage de modes représentent la solution la plus adaptée à la génération d'un peigne de fréquences optiques à faible taux de répétition. Les peignes de fréquences optique offrent une bande passante très large comparée aux autres solutions mais le taux de répétition reste supérieur à quelques centaines de GHz. Contrairement, aux solutions intégrées les peignes de fréquences EO possèdent un système complexe et peu compact.

Dans la suite de ce manuscrit, nous nous concentrons uniquement sur les lasers à verrouillage de modes comme moyen de génération de peignes de fréquences optiques.

## 1.2 Théorie des lasers à verrouillage de modes

La modélisation théorique du phénomène de verrouillage de modes est un sujet de recherche actif, depuis l'apparition de ce type de cavité [46]–[51]. Dans cette section, nous allons passer en revue les principes du verrouillage de modes en nous concentrant sur le cas d'un laser hybride à verrouillage de modes formé en couplant un amplificateur optique à semi-conducteur réflectif (R-SOA) au guide passif sur une puce en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  dont la longueur est choisie de manière que le taux de répétition du laser soit inférieur à 1GHz.

L'émission d'un laser à verrouillage de mode est constituée de plusieurs modes optiques équidistants liés par une relation de phase constante entre eux. Dans le domaine des fréquences, la distance entre chaque mode du peigne généré et le suivante est appelée « intervalle spectral libre » (dit « free spectral range (FSR) » en anglais). Cet intervalle spectral libre correspond à la fréquence de répétition du peigne de fréquence. Sa valeur est définie par l'inverse du temps nécessaire pour réaliser un aller-retour dans la cavité dans le cas d'un verrouillage de modes fondamental. Dans le cas d'un verrouillage de modes harmonique la fréquence de répétition du peigne généré correspond à l'une des harmoniques de la fréquence de répétition fondamentale, tel que :

$$FSR = m_h \frac{c}{2n_g L} \quad (1.4)$$

Où,  $L$  est la longueur de la cavité,  $n_g$  est l'indice de groupe, et  $m_h$  l'ordre de l'harmonique (pour un verrouillage de modes fondamental  $m_h=1$ ). Notons que l'indice du groupe  $n_g$  est dépendant de la fréquence tel que :

$$n_g(\omega) = n_{eff}(\omega) + dn_{eff}(\omega)/d\omega \quad (1.5)$$

Où,  $n_{eff}$  est l'indice effectif,  $\omega = 2\pi f$  et  $dn_{eff}(\omega)/d\omega$  représente la dispersion résultante de la dépendance en fréquence de l'indice du matériau constituant la cavité du laser.

Le verrouillage de modes se met en place une fois que la relation de phase entre les modes est constante. Cette relation de phase correspond à :

$$\phi_{n+1} - \phi_n = \phi = cte \quad (1.6)$$

Avec,  $\phi_n(\omega)$  la phase du mode  $n$  dans le domaine fréquentiel, et  $\phi$  la différence entre deux modes consécutives dont la valeur est constante.

Le champ électrique total de l'émission du laser est formé par la contribution de tous les modes optiques du spectre, tel que :

$$E(t) = Re\{\sum E_0 \exp[j(2\pi f_n t + \phi_n)]\} = Re\{A(t) \exp(j2\pi f t)\} \quad (1.7)$$

Avec,  $f_n$  la fréquence du mode  $n$ ,  $A(t)$  l'amplitude complexe du champ électrique et  $I(t) = |A(t)|^2$  l'intensité du champ électrique tel que :

$$A(t) = \sum E_0 \exp[jn(2\pi f_{rep} t + \phi)] \quad (1.8)$$

Si la condition de phase (1.7) est respectée, l'amplitude  $A(t)$  est proportionnelle à la transformée de Fourier de l'amplitude spectrale des modes  $E_n$ . Dans ce cas, les impulsions générées sont dites limitées par transformée de Fourier (en anglais « Transforme Limited » (TL)). Ceci revient à dire que la durée de l'impulsion  $\Delta\tau$  est minimisée et inversement proportionnel à la largeur à

mi-hauteur du spectre  $\Delta f$ , tel que :  $\Delta\tau = a/\Delta f$ . Le facteur  $a$  est dit en anglais « Time Bandwidth Product » (TBP) et dépend de la forme des impulsions générées. Dans le cas d'impulsion gaussienne  $a=0.441$  [52]–[54].

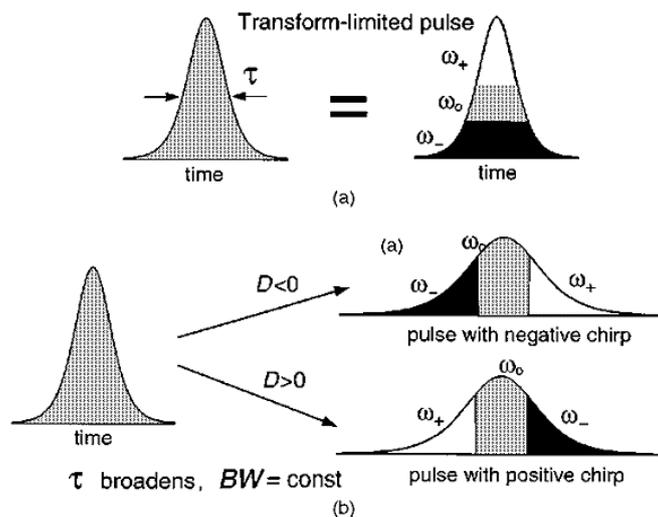


Figure 5 Différence entre une impulsion limitée par transformée de Fourier (TLP) et une impulsion élargie par effet de la dispersion. Dans le cas d'une dispersion positive ou négative, les fréquences optiques (ici  $\omega_+$ ,  $\omega_-$ , et  $\omega_0$ ) contenues dans l'impulsion sont décalées et l'impulsion est élargie contrairement au cas où la dispersion est nulle. Cette figure est extraite de la référence [55].

Si la relation de phase est différente de la condition (1.7), les impulsions sont élargies à cause du la « dérive » de fréquence (en anglais « chirp »). Dans ce cas, la condition de phase est la suivante :

$$\phi_n = n\phi + n^2\theta \quad (1.9), \text{ avec } 2\phi_n - \phi_{n+1} - \phi_{n-1} = \Phi$$

La Figure 5 montre la différence entre une impulsion TL et une impulsion élargie à cause de la dérive. Selon le signe de la dispersion présente dans la cavité les impulsions sont affectés par une dérive positive ou négative.

Pour évaluer la dérive, la largeur d'impulsion doit être mesurée et le TBP calculé et comparé à la valeur théorique d'une impulsion parfaite. Cette dérive peut ensuite être compensée avec des méthodes adéquates [56] telles que la compensation de la dispersion par ajout de longueur de fibre avec une dispersion du signe opposé, ou de réseau de Bragg avec une dispersion adaptée. Nous décrivons ces méthodes plus en détails dans le chapitre 4 de ce manuscrit.

Le verrouillage de modes et donc la synchronisation de la phase spectrale des modes est atteint par ; (i) la modulation du gain du laser à une fréquence spécifique  $f$  (verrouillage de modes actif), (ii) l'exploitation des effets non-linéaires du milieu du gain pour contrer les effets de la dispersion et de la saturation du gain (verrouillage de modes passif). Nous décrivons chacun de ces régimes de verrouillage dans la suite de ce manuscrit.

#### • Fonctionnement d'une cavité hybride étendue

L'effet d'une cavité étendue a été étudié de manière approfondie, principalement pour améliorer la largeur de raie et les propriétés de bruit des lasers à semi-conducteurs [57]–[63]. Dans notre cas, la cavité étendue passive permet en effet d'améliorer les propriétés de bruit de notre laser, mais elle est surtout nécessaire pour étendre la longueur totale de la cavité et ainsi obtenir un faible taux de répétition. De plus, cette cavité contient le réseau de Bragg qui permet la sélection

des modes optiques, limitant ainsi la largeur du spectre à la gamme de longueurs d'onde dont nous avons besoin pour notre application (quelques nanomètres autour de 1550 nm). Dans cette section, nous allons présenter brièvement le rôle de la cavité externe dans la réduction de la largeur de raie et la sélection de modes.

Lorsqu'une cavité externe est couplée à une diode laser, une partie de la lumière à la sortie est rétrofléchée dans la cavité, tandis que le reste de la puissance est transmis. Cette lumière rétrofléchée entraîne un effet de verrouillage par injection, également appelé verrouillage par auto-injection (en anglais « self-injection locking »).

Lorsqu'une cavité externe est couplée à une diode incapable d'atteindre la condition d'effet laser par elle-même (par exemple dans le cas d'un R-SOA dont l'une des facettes est traitée avec une couche antireflet (AR)), c'est la rétroaction (en anglais « feedback ») de la cavité externe qui permet d'atteindre le seuil d'effet laser. La cavité laser est donc composée d'une région active soumise à l'effet du « feedback » de la cavité externe et constitue un laser hybride à cavité étendue. Cette approche permet d'atteindre des propriétés de bruit améliorées [64]–[66], de rallonger la cavité pour atteindre des taux de répétitions bas, et aussi d'intégrer dans la cavité externe des éléments passifs tels que des filtres. Notre cavité laser est basée sur cette approche, puisque notre laser est composé d'un R-SOA (un milieu fournissant un gain optique, incapable de produire un effet laser par lui-même grâce à un revêtement AR) et d'une cavité passive qui lui est couplée. La cavité laser est donc formée par la facette arrière du R-SOA et du miroir situé à la sortie de la cavité externe (un filtre de Bragg ou un miroir de Sagnac par exemple).

Le fonctionnement d'un laser hybride à cavité étendue peut être simplifié en le considérant comme une simple cavité Fabry-Pérot (comme celle d'une diode laser monolithique). Cette cavité est formée par deux facettes tel que la réflectivité de sa facette arrière correspond à celle de la face arrière du R-SOA dotée d'un revêtement haute-réflectivité et la réflectivité de sa facette avant correspond à la réflectivité effective  $r_{eff}(\omega)$  résultante de la rétroaction de la cavité externe. La

La réflectivité effective  $r_{eff}(\omega)$  est donnée par (selon [68]):

$$r_{eff}(\omega) = t_{transition}^2 * t_{pertes}^2 * r(\omega) \quad (1.10)$$

Avec,  $t_{transition}$  les pertes de transition entre la puce active et passive,  $t_{pertes}$  les pertes de propagation optiques dans la puce passive, et  $r(\omega)$  représente la réflectivité de la cavité passive en fonction de la fréquence.

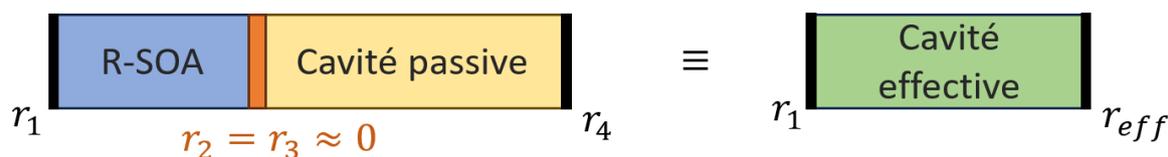


Figure 6 modélisations d'une cavité laser hybride composée de deux puces : une puce active avec une couche haute-réflectivité ( $r_1$ ) et une couche antireflet ( $r_2$ ) et une puce passive (avec  $r_3$  et  $r_4$  les réflectivités de ses deux facettes). Cette cavité hybride, peut être représentée par une cavité Fabry-Pérot avec une réflexion équivalente  $r_{eff}$ .

- **Le rôle d'un filtre de Bragg et la sélection des modes**

Le spectre de gain des amplificateurs optiques à semi-conducteurs couvre une grande plage de longueurs d'onde (jusqu'à quelques centaines de nanomètres). Sans un élément limitant la bande passante de l'effet laser, l'effet laser se produit autour de la longueur d'onde représentant le maximum du spectre de gain.

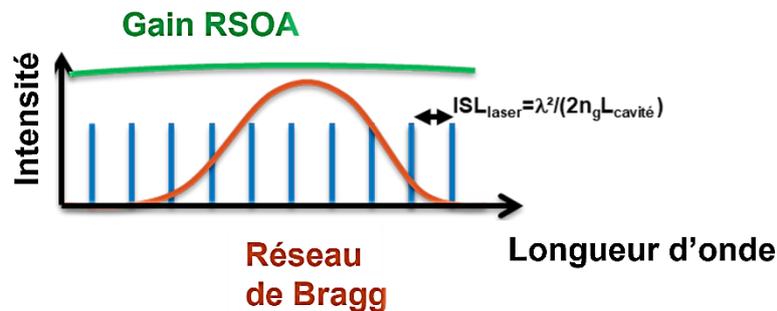


Figure 7 Principe de fonctionnement d'un laser à cavité hybride. Le gain est fourni par la puce active, le réseau de Bragg dans la puce passive permet de limiter la zone de gain et sélectionner les modes générés par la propagation de la lumière émise par la puce active dans la cavité [69].

L'ajout d'un élément de sélection de mode (Figure 7) permet de contrôler la longueur d'onde laser, et pour les lasers à verrouillage de modes, il assure également la stabilité car le réseau de Bragg limite le nombre de modes dans la cavité et ainsi permet d'avoir plus de puissance par mode impliqué dans les phénomènes de verrouillage.

### 1.2.1 Caractéristiques des lasers à verrouillage de modes

Dans cette section, nous donnons un aperçu des caractéristiques d'une source laser à verrouillage de modes. Les mesures de ces paramètres seront essentielles pour notre étude des lasers à verrouillage de modes dont nous présentons les résultats au chapitre 4.

- **Le spectre optique**

Le spectre d'émission d'un laser à verrouillage de modes est défini par:  $S(\omega) = |E(\omega)|^2$ , et peut être mesuré grâce à un analyseur de spectre optique de haute résolution (ASO). Il est important que la résolution de l'appareil de mesure soit adaptée à la fréquence de répétition du laser afin de permettre une meilleure inspection des modes et de l'intervalle spectral libre. Grâce aux avancées technologiques, les ASO aujourd'hui bénéficient d'une résolution de l'ordre de quelques MHz.

La mesure du spectre optique est importante car elle nous permet d'inspecter la forme du spectre et la qualité du verrouillage de modes, par exemple une mesure de la forme du spectre en fonction du courant d'injection nous permet de définir la valeur de courant la plus adaptée pour obtenir un spectre homogène, cette mesure nous sert également à connaître la largeur à mi-hauteur de spectre, cette valeur nous permet de calculer le TBP et de déduire la qualité des impulsions générées par le laser à verrouillage de modes.

À partir de la mesure du spectre optique nous pouvons déduire le nombre de modes dans la cavité via la relation suivante :  $N = \Delta f / f_r$  (1.11).

Avec,  $N$  est le nombre de mode,  $f_r$  est la fréquence de répétition and  $\Delta f$  la largeur à mi-hauteur du spectre optique. Un nombre de modes élevé est important pour plusieurs applications, par exemple pour la génération des fréquences micro-ondes à partir du spectre du peigne de fréquences, un nombre de modes élevé est équivalent à une précision élevée.

- **Le bruit de phase et la largeur de raie RF**

Le bruit de phase est lié au bruit quantique causé par l'émission spontanée amplifiée (ESA) des photons, la phase effectue une marche aléatoire qui produit le bruit de phase. Cette valeur de bruit est limitée par la limite de « Shawlow-Townes » qui correspond à la valeur minimale possible du bruit de phase. Une description théorique plus détaillée se trouve dans les références [50], [52]. Ce niveau de bruit est crucial pour de nombreuses applications telles que les communications optiques, les systèmes LIDAR, la spectroscopie, et les horloges atomiques. Ainsi, les lasers à bruit de phase ultra-faible sont activement étudiés.

Idéalement, en l'absence de bruit de phase, le spectre radiofréquence (RF) (correspondant à la transformée de Fourier du spectre optique du laser à verrouillage de modes) devrait être constitué de lignes de Dirac centrées autour de :  $m f_{rep}$  où  $m = [1, N - 1]$  avec  $N$  le nombre de modes. La fréquence de chaque mode du spectre optique est donnée par :  $f_n = f_{CEO} + n f_{rep}$ . En réalité, les lignes RF subissent un élargissement dû au bruit de phase et par conséquent ont une forme lorentzienne.

Selon les travaux de Shawlow et Townes et M. Lax [70], l'expression de la largeur de raie d'un résonateur est donnée par :

$$\Delta f = \frac{\pi h f \Delta f_{osc}^2}{P_{out}} \quad (1.12)$$

Avec  $hf$  l'énergie de photon,  $\Delta f_{osc}$  est la bande passante de l'oscillateur, et  $P_{out}$  est la puissance émise. Une forme plus générale de cette expression permet de lier la largeur de raie du laser aux paramètres du résonateur :

$$\Delta f = h\nu\theta\alpha T_{oc}/4\pi\tau_{rt}^2 P_{out} \quad (1.13)$$

Avec,  $\theta$  le facteur de l'émission spontanée,  $\alpha$  les pertes dans le résonateur,  $T_{oc}$  la transmission couplée en sortie de l'oscillateur, et  $\tau_{rt}$  le temps d'un aller-retour dans la cavité de l'oscillateur.

Le bruit de phase associé à chaque mode représente l'écart de phase par rapport à une oscillation sinusoïdale de fréquence moyenne  $f_j$ . Le bruit de phase optique de l'émission d'une source laser (donnée par le battement entre les modes) est décrit par la densité spectrale de puissance  $S_{\phi,opt}(f)$ , ce paramètre est lié à la largeur de raie optique tel que :

$$\Delta f_{opt} = 2\pi S_{\phi,opt}(f) * f_j^2 \quad (1.14)$$

Dans le domaine fréquentiel, le niveau de bruit résultant du bruit de phase optique se traduit par un élargissement de la raie RF du battement entre les modes. Ce bruit est caractérisé par la largeur de raie RF  $\Delta f_{RF}$  qui correspond à la largeur à mi-hauteur de la ligne RF du battement.

En plus du bruit de l'émission spontanée, la largeur de ligne RF peut être affectée par des vibrations mécaniques, des réflexions parasites et le bruit des composants électriques utilisés dans le circuit de mesure. Pour les lasers monomodes le bruit de phase peut être caractérisé par une mesure de la densité de puissance à l'aide d'un système de détection auto-hétérodyne.

Cependant pour les lasers à verrouillage de modes il est plus simple de mesurer la largeur de raie RF.

- **La dispersion et compensation d'impulsion**

La compensation de la dispersion est un sujet largement étudié en raison de l'impact de la dispersion sur les liaisons de communications optiques [71]–[73]. La dispersion correspond à la variation de la vitesse de groupe en fonction des composantes fréquentielles se propageant dans un milieu dispersif qu'il s'agisse d'une longueur de fibre (dans les liaisons télécoms) ou d'un guide d'onde dans le cas des lasers intégrés (c'est ce qu'on appelle la dispersion de vitesse de groupe ou GVD). Dans les lasers à verrouillage de modes, la dispersion dans la cavité provoque une dérive et mène à un élargissement des largeurs d'impulsion et induit une dispersion de phase entre les modes dans la cavité. Ainsi, la relation de phase est maintenue entre les modes, mais elle n'est plus uniforme. Dans des cas extrêmes, la dispersion peut être si importante que les impulsions sont incapables de se former. En plus de dérive, la stabilité d'un laser à verrouillage de modes peut être perturbée par la dispersion d'indice dans la cavité, la valeur de cette dispersion et son impact dépendent de sa source. Dans le cas de la dispersion liée au matériau, sa valeur est intrinsèquement liée à la variation de l'indice de réfraction du matériau en fonction de la longueur d'onde. Sa valeur est généralement faible et peut être négligeable pour des guides de quelques centimètres de longueur. Cependant, dans le cas où la dispersion est due aux effets non-linéaires, la perturbation induite est importante et la valeur de dispersion dans la cavité doit être compensée pour améliorer les performances du laser à verrouillage de modes. Nous décrivons ce 2<sup>e</sup> cas en plus de détails dans la suite de ce manuscrit.

Pour ces raisons, il est très important de prêter attention à la dispersion lorsque l'on travaille avec des lasers à verrouillage de modes.

Pour éliminer l'effet de la dispersion (notamment l'élargissement de l'impulsion), il faut utiliser un composant dispersif dont le signe de dispersion est opposé au signe du dérive que l'on souhaite éliminer. Dans ce contexte, Les aspects théoriques de la modélisation de l'effet de la compensation de la dispersion ont été étudiés dans plusieurs travaux [74], [75]. En pratique, nous pouvons utiliser une fibre dispersive avec une longueur appropriée pour assurer la bonne quantité de dispersion. Les réseaux de Bragg inscrit dans des fibres et plus récemment les réseaux de Bragg sur puce sont également d'excellents outils pour la compensation de la dispersion car leur dispersion peut être ajustée de manière à correspondre à la valeur nécessaire.

En utilisant la technique de compensation de la dispersion, on est capable de réduire la dérive appliquée aux impulsions, c'est ce que nous appelons la compression des impulsions. Cette méthode est utilisée pour atteindre (ou se rapprocher) de la largeur d'impulsion en limite de transformation de Fourier, et s'est avérée très utile pour permettre aux lasers monolithiques à semi-conducteurs d'atteindre des largeurs d'impulsion inférieures à la picoseconde.

## **1.2.2 Verrouillage de modes passif**

Le verrouillage passif des modes correspond au déclenchement d'un régime pulsé dans les lasers sans source de modulation externe. Le verrouillage de modes passif est un phénomène non linéaire, induisant une fluctuation d'intensité. Cette fluctuation subit moins de moins en moins de pertes optiques avec chaque passage dans le milieu à gain et permet de former une impulsion une fois que le gain dans la cavité dépasse les pertes. Les non-linéarités sont introduites dans la

cavité soit via (i) l'intégration d'un absorbant saturable dans la cavité ou (ii) en exploitant les effets non-linéaires présents dans le matériau du milieu à gain dans (dans notre cas l'InP). Dans cette section, nous rappelons brièvement le principe de chaque méthode permettant d'atteindre un verrouillage de mode passif.

- **Verrouillage de modes passif à l'aide d'un absorbant saturable**

La méthode la plus simple et la plus utilisée pour déclencher un régime de verrouillage de mode passif dans une cavité laser à semi-conducteur est d'introduire un absorbant saturable dans la cavité en plus du milieu de gain (Figure 8-a). Cette méthode est largement utilisée pour réaliser des lasers à verrouillage de modes passif à cavité monolithique en III-V ou à cavité hybride en Si/III-V.

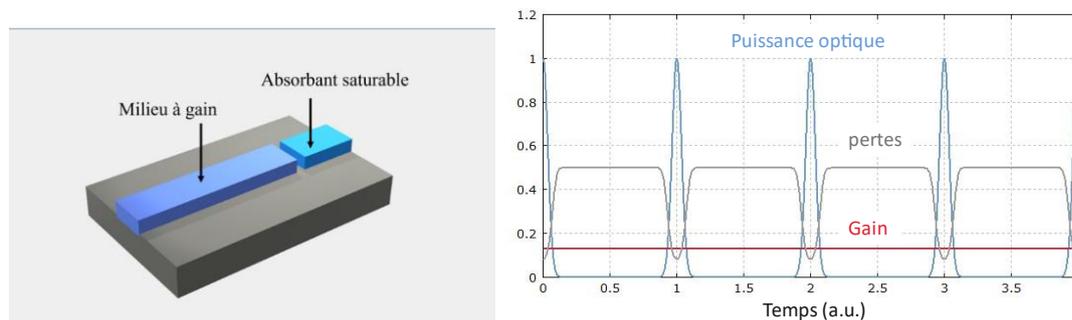


Figure 8 (a) schéma de la cavité d'un laser à verrouillage de modes. La cavité contient un milieu à gain et un absorbant saturable permettant d'équilibrer les pertes et le gain dans la cavité pour la génération d'impulsions verrouillées. (b) la relation entre le gain généré par le milieu à gain et la saturation des pertes dans un absorbant saturable permettant la génération d'impulsion. Figure (b) est adaptée de la référence [76].

La propagation d'une onde optique dans l'absorbant saturable cause une chute des niveau des pertes dans la cavité pendant cette courte période l'absorbant devient transparent et le gain dépasse les pertes pendant ce laps de temps avant que la récupération des pertes ne prenne le relais. Des impulsions peuvent se former pendant la fenêtre entre la transparence et la récupération, comme le montre la courbe de la Figure 8-b. Nous obtenons ainsi un train d'impulsions. Le verrouillage de modes observé dans les lasers à base d'absorbant saturable a fait l'objet de plusieurs modèles théoriques, dont la plupart décrivent avec succès les dynamiques de ces dispositifs [50], [77].

Nous n'entrerons pas dans les détails des dynamiques sous-jacentes de verrouillage de modes dans ces dispositifs, car nous nous intéressons au verrouillage de modes passif dans les lasers à semi-conducteurs à cavité sans absorbant saturable.

- **Verrouillage de modes passif par effets non-linéaires dans le milieu à gain III-V**

Dans ce cas, la cavité laser contient simplement un milieu à gain. L'absence d'absorbant saturable dans ces dispositifs évite au laser des pertes supplémentaires et permet une puissance de sortie moyenne plus élevée et une largeur de raie potentiellement plus faible.

Le verrouillage de modes passif a été rapporté au fil des ans dans des lasers Fabry-Pérot monolithiques sans absorbeur saturable [78]–[82]. Cependant, un modèle théorique capable d'expliquer les mécanismes responsables de la génération d'impulsions dans ces dispositifs reste toujours incomplet. L'explication la plus plausible du verrouillage de modes attribue la génération d'impulsions à l'effet non linéaire du mélange à quatre ondes, (en anglais « four-

wave mixing » (FWM)) un effet non linéaire du troisième ordre [83]) dans le milieu à gain. Grâce au mélange à quatre ondes, des bandes latérales sont générés à partir des modes Fabry-Pérot circulants dans la cavité. Ces modes générés donner lieu à un verrouillage par injection du mode le plus proche et permettent d'atteindre un régime de verrouillage de modes passif de proche en proche sur une grande partie du spectre [84]. Ce verrouillage sera d'autant plus efficace si la dispersion dans la cavité est faible. Ce verrouillage de modes dépend également du niveau de la puissance optique dans la cavité, et de l'importance des effets non-linéaires.

Les impulsions générées par le verrouillage de modes passif basé sur le mélange à quatre ondes et le verrouillage par injection ont en général des durées plus importantes que la limite théorique d'une impulsion idéale (transform-limited (TL) pulse) et souffrent de dérive, bien que ce dernier puisse être compensé pour obtenir des impulsions (TL) picosecondes et même sous-picosecondes [85]. Cette dérive est liée à la dispersion de vitesse de groupe (GVD « group velocity dispersion ») à l'intérieur de la cavité. Dans la suite de ce manuscrit, nous partageons nos observations et interprétation concernant le dérive observé et l'effet du GVD sur le fonctionnement d'un laser à verrouillage de modes (dans le chapitre 4).

Pour clarifier le rôle du mélange à quatre ondes et du verrouillage par injection dans le verrouillage de modes passif, nous discuterons brièvement chacun de ces phénomènes dans la section suivante. Notons que nous avons choisi un verrouillage de modes basé sur les effets non-linéaires car l'absence d'un absorbant saturable permet de réduire les pertes dans la cavité et le niveau de bruit, mais aussi parce que notre étude vise à explorer le rôle des effets non-linéaires sur le verrouillage de modes et a pour but le développement de ces lasers dans une configuration hybrides.

### 1.2.3 Les effets non-linéaires dans une cavité de laser à verrouillage de modes

Comme mentionné dans la section précédente, les effets non-linéaires sont à la base du verrouillage de modes passif. Dans cette section, nous décrivons le mélange à quatre-ondes et le verrouillage par injection et leurs contributions au verrouillage de modes.

- **Le mélange à quatre-ondes**

Le mélange à quatre ondes est un effet non-linéaire du 3<sup>e</sup> ordre, décrit par la susceptibilité  $\chi^{(3)}$ . Il est déclenché si au moins deux ondes optiques se propagent dans un milieu non-linéaire. Lors de cette propagation, une modulation d'indice à la fréquence équivalente à la différence en fréquences des deux ondes est déclenchée. Ceci mène à la génération de deux nouvelles fréquences :

$$f_3 = 2f_1 - f_2 \text{ et } f_4 = 2f_2 - f_1 \quad (1.15)$$

Où  $f_1, f_2$  sont respectivement les fréquences des deux ondes dites « fréquences de pompage » tel que ( $f_2 > f_1$ ).

Cette modulation d'indice est une conséquence de la pulsation de la densité des porteurs dite CDM (Carrier Density modulation). L'interaction liée au CDM est asymétrique, cet effet a été étudié par Bogotov et al, [86] et il a été démontré par la suite que cette asymétrie est liée à la valeur non-nulle du facteur de Henry  $\alpha$  dans le modèle théorique des effets du CDM dans les

SOA (les amplificateurs à semi-conducteur) de Agrawal [52]. Nous étudions cet effet plus en détail dans la suite de ce manuscrit dans le chapitre 2, où nous partagerons les résultats de notre étude sur l'efficacité du mélange à quatre ondes dans le R-SOA et les conséquences du CDM sur la dispersion dans la cavité.

- **Verrouillage par injection**

Le verrouillage par injection est étudié depuis des décennies, d'abord pour les lasers à cristal [87], puis pour les lasers à semi-conducteurs [88], [89]. Cette technique permet de stabiliser la fréquence d'un oscillateur libre à celle d'un oscillateur maître stabilisé. Le laser sous verrouillage par injection est appelé "laser esclave". Le verrouillage par injection se produit tant que la différence de fréquences entre le laser maître et le laser esclave est inférieure à la limite dite de "plage de verrouillage".

D'après le modèle développé par Adler et al [87], la plage de verrouillage est donnée par :

$$\Delta f = \frac{f_{esclave}}{Q} * \sqrt{\frac{P_i}{P_{esclave}}} \quad (1.16)$$

Or, Q est le facteur de qualité de la cavité du laser esclave,  $P_i$  est la puissance injectée provenant du laser maître.

Le verrouillage par injection est présent dans les lasers à cavité externes [66] et dans les lasers à cavité étendue où il est considéré comme de l'*auto-verrouillage par injection* [64]. Ce mécanisme permet d'améliorer la largeur de raie et le niveau de bruit du laser esclave, et d'améliorer la stabilité de la longueur d'onde dans le cas d'un laser monomode et la stabilité de la fréquence de répétition dans le cas d'un laser à verrouillage de modes.

Dans nos lasers à cavité étendue le verrouillage par injection est un auto-verrouillage, puisque la lumière rétro-réfléchiée dans la cavité laser par le miroir de Bragg est responsable de cet effet.

#### 1.2.4 Verrouillage de modes actif et harmonique

Le verrouillage de modes actif consiste à appliquer une modulation directe du courant d'injection à la section de gain à une fréquence égale à la fréquence fondamentale de la cavité (Figure 9). Cette modulation permet de stabiliser l'intervalle spectral libre du laser par verrouillage par injection entre la lumière modulée dans la puce active et la lumière réfléchiée par le miroir de la cavité étendue. Lorsque la fréquence de modulation est synchronisée à la fréquence de répétition native de la cavité, elle permet la génération d'impulsions courtes et améliore le niveau de bruit du laser.

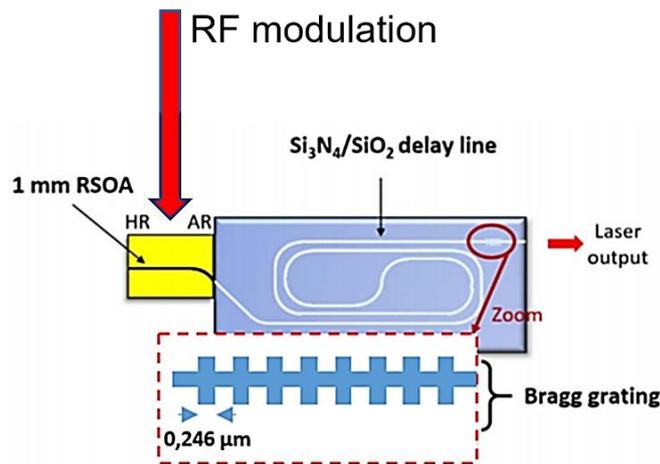


Figure 9 Principe du verrouillage du modes active. Le signal RF est appliqué directement au R-SOA à une fréquence de modulation équivalente à  $N$ -fois la fréquence de répétition fondamentale du laser (figure extraite de [69]).

Le verrouillage de modes actif (fondamental ou harmonique) est extrêmement sensible au décalage de fréquence entre la fréquence de modulation et la fréquence fondamentale du laser. Ce décalage cause un élargissement de la largeur de ligne RF et par conséquent la largeur des impulsions générés et cause également une instabilité de la fréquence de répétition du peigne généré. Il est donc important de s'assurer que le décalage de fréquence est à son minimum à tout moment. Il est à noter que ce désaccord en fréquence peut augmenter en raison des changements de l'indice de réfraction du milieu actif liés à des instabilités en température ou lors de la variation du courant de pompage, il est donc nécessaire de stabiliser la température du milieu actif à l'aide d'un module Peltier par exemple. La qualité de la source RF externe utilisée pour la modulation externe est également importante. Comme le bruit du laser reproduit le bruit de la source RF, il exerce donc une influence directe sur la largeur des modes du laser à verrouillage du mode et ses performances en termes de bruit de phase.

Le verrouillage de modes harmonique est un cas particulier du verrouillage de modes actif comme le montre la Figure 10. On dit qu'un laser est en verrouillage harmonique lorsque la fréquence de modulation appliquée est équivalente à  $N$  fois la fréquence fondamentale de la cavité tel que :

$$f_{mod} = N * f_{repetition}, N \in \mathbb{N}^* \quad (1.17)$$

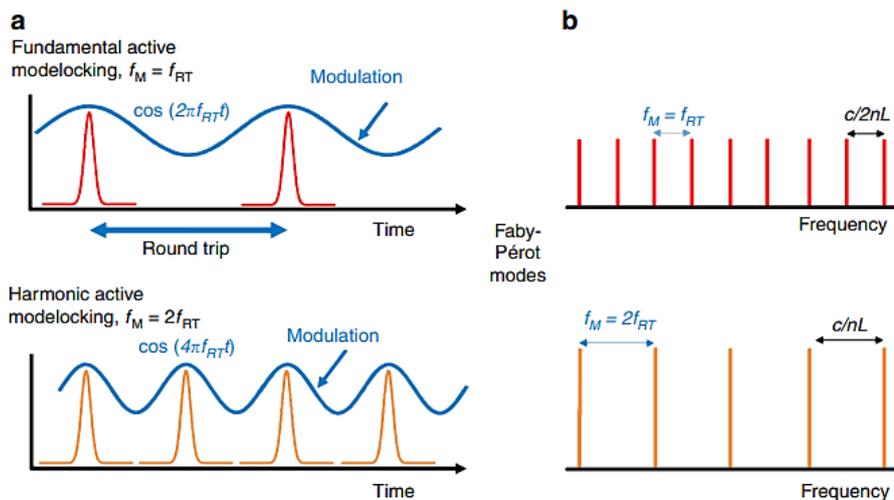


Figure 10 Différence entre le verrouillage de modes fondamental et le verrouillage de modes actif. (Figure extraite de [90]).

Cette technique de verrouillage de modes permet d'obtenir un fonctionnement à des fréquences de répétition ajustables en fonction du besoin. Elle offre la possibilité d'opérer le laser à des hautes fréquences de répétition, atteignant des taux en GHz et de dizaines de GHz. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, le choix des fréquences de verrouillage harmonique est limité par la bande passante de modulation, et par l'efficacité de modulation.

Afin de préciser les limitations de ce régime de verrouillage de modes pour nos lasers, nous avons effectué des études des propriétés de modulation directe dans le R-SOA. Dans le chapitre suivant, nous partageons les résultats de cette étude, à savoir, les mesures de bande-passante et les mesures de l'efficacité de modulation. Nous proposons également une méthode pour améliorer cette efficacité et réduire les besoins en puissance RF nécessaire pour éteindre un verrouillage de modes harmonique avec un SMSR > 50 dB.

## 1.3 Spécifications d'un laser à verrouillage de modes pour des applications RADAR/LIDAR

### 1.3.1 Les lasers à verrouillage de modes dans les systèmes RADAR

Ces dernières années, un intérêt croissant a été porté aux systèmes RADAR basés sur des composants photoniques, étant donné qu'ils peuvent fournir une large bande passante avec un bruit plus faible et une précision plus élevée que les composants micro-ondes numériques [5], [91].

Les lasers à verrouillage de modes produisent une série de tonalités dans le domaine des micro-ondes à une fréquence de répétition précise définie par la longueur de la cavité optique. De plus, grâce au verrouillage de modes harmoniques, cette fréquence de répétition peut être ajustée à  $N$  fois sa valeur. Ces caractéristiques font des lasers à verrouillage de modes des candidats idéaux pour la génération de signaux pour les systèmes RADAR [19], [92]–[94]. Dans le cadre de nos travaux, nous avons développé un laser compact intégré à verrouillage de modes dont le but est la génération de fréquences micro-ondes pour un système RADAR [95]–[99]. Dans cette section, nous allons donner un exemple du rôle d'un laser à verrouillage de modes dans une architecture RADAR, et les spécifications nécessaires pour cette application.

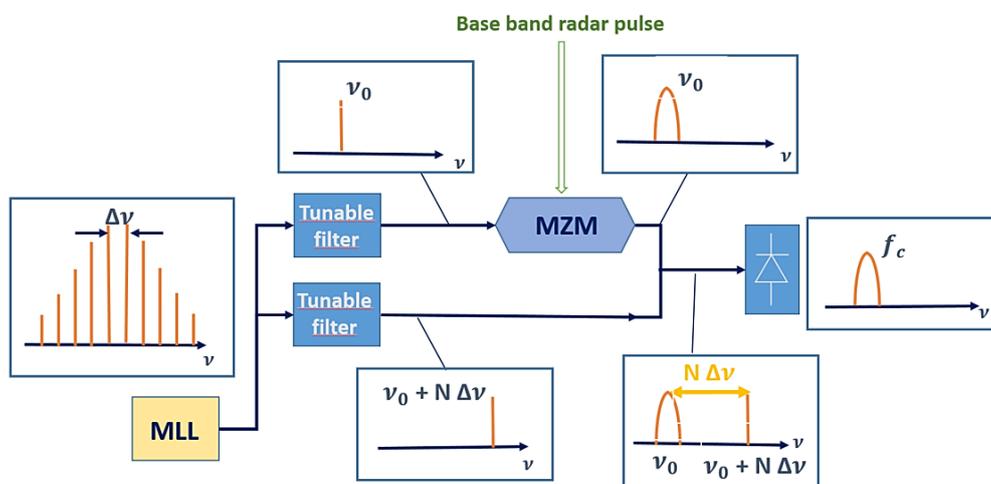


Figure 11 Architecture d'un système RADAR avec un générateur de fréquences micro-ondes basé sur des composants photoniques. Cette figure est reprise de l'article [100].

Pour expliquer le rôle d'un laser à verrouillage de modes dans un système RADAR, Nous nous servons des travaux de Paolo Ghelfi et al, dans le développement de systèmes RADAR basés sur des composants photoniques [20], [100]. L'architecture du système RADAR en question est présentée dans la (Figure 11). Dans cette section, nous nous concentrerons uniquement sur la partie génératrice de fréquences micro-ondes de l'architecture, car elle correspond à l'application principale de nos travaux sur les lasers à verrouillage de modes pour les systèmes RADAR [69].

La génération des signaux micro-ondes par moyen optique est réalisée par le battement de raies lasers sur une photodiode. En utilisant un laser à verrouillage de modes, nous pouvons

sélectionner à l'aide de filtres accordables deux raies n'importe où sur le spectre pour obtenir une fréquence dans le domaine micro-ondes équivalente à la différence en fréquence entre ces deux raies comme montré sur la Figure 12.

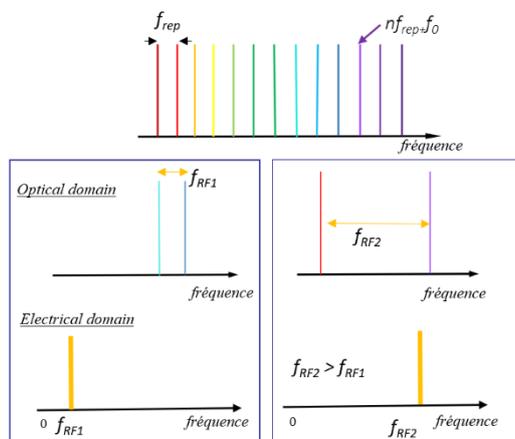


Figure 12 Principe de la génération de fréquences micro-ondes par battement de deux raies optiques. Le choix de la fréquence des deux raies optiques permet de choisir la valeur de la fréquence générée.

Grâce au spectre large des lasers à verrouillage de modes, les fréquences disponibles couvrent un intervalle important permettant ainsi de créer une « banque de fréquence ». Pour cette application, la précision des fréquences optiques générées est importante et représente un avantage des générateurs de fréquence micro-onde photonique. C'est pourquoi, il est important d'avoir un intervalle spectral libre (fréquence de répétition) faible, car plus l'ISL est faible plus la fréquence générée par battement est précise.

Pour atteindre un intervalle spectral libre faible, il faudrait un laser à cavité hybride, avec une puce passive dont les pertes sont assez faibles pour pouvoir intégrer une ligne à retard de plusieurs centimètres de long. Comme discuté précédemment, le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  offre le meilleur niveau de pertes actuellement avec des pertes de l'ordre de quelques dB par mètre. C'est pour ces raisons que nous avons choisi de travailler avec une cavité hybride en  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

Le laser utilisé dans un générateur pour système RADAR devrait également avoir une puissance optique en sortie supérieure à 1mW, il est donc important d'avoir un niveau de gain adapté et des faibles pertes de couplage entre les deux puces (active et passive) en plus des faibles pertes de propagation. Il est donc nécessaire de mettre en œuvre une technique d'intégration pour limiter au maximum ces pertes. Comme discuté précédemment, nous avons choisi une intégration par mise en module « Butterfly ».

Le tableau suivant résume les spécifications que notre laser à verrouillage de modes doit respecter :

Tableau 2 Les spécifications de notre laser à verrouillage de modes.

	Longueur d'onde	Fréquence de répétition	Puissance de sortie	Niveau de bruit de phase	Intégration
MLL	Bande-C	< 1 GHz	>1mW	-135 dBc/Hz @ 100 kHz	Mise en module

Dans le chapitre 4 de ce manuscrit, nous détaillerons les performances de notre laser et nous les comparerons à ces spécifications. Dans la suite de ce chapitre, nous discutons brièvement des principes théoriques des lasers à verrouillage de modes, à savoir les différents régimes de fonctionnement de ces lasers, et leurs caractéristiques. Ces notions nous permettront de mieux comprendre les mesures présentées dans le chapitre 2, et 4 de ce manuscrit.

### 1.3.2 Les peignes de fréquences dans les systèmes LIDAR

La détection et la télémétrie par laser sont largement utilisées de nos jours. Par exemple, les systèmes LIDAR sont utilisés pour mesurer les distances et sont aujourd'hui intégrés dans des capteurs permettant de mesurer facilement les dimensions d'un objet. Les systèmes LIDAR offrent une précision globale, une longue portée et une acquisition rapide pour toute application ayant besoin de détection et de télémétrie.

Compte tenu de son impact sur les applications scientifiques et industrielles, il est intéressant de concevoir des sources LIDAR compactes sur puce pour permettre une plus grande diversité dans son utilisation. Au cours des dernières décennies, les peignes de fréquences optiques ont trouvé leur place dans ce domaine. Ils présentent des avantages uniques par rapport aux sources laser à ondes continues (CW). Dans cette section, nous examinerons les raisons de ces avantages et nous donnerons un exemple de système LIDAR utilisant des peignes de fréquences optiques.

Les systèmes LIDAR se basent sur le délai optique pour déduire la distance. Son principe de fonctionnement est essentiellement assez simple : la lumière est émise vers l'objet que l'on souhaite détecter, et elle est réfléchiée lorsqu'elle touche l'objet. Un capteur dans la partie « récepteur » du système LIDAR détecte alors cette lumière réfléchiée et détermine la distance séparant l'émetteur de cet objet. Cette technique est connue sous le nom de LIDAR à temps de vol (TdV). En pratique, cependant, la télémétrie exige de la précision et les performances des systèmes LIDAR TdV peuvent être limitées par la portée de détection disponible. Pour aller au-delà des performances offertes par les systèmes LIDAR basés sur les lasers à émission continue, les systèmes LIDAR à double peignes ont été développés.

Examinons le mode de fonctionnement de ce système et ses performances, nous prenons comme exemple le système à double peignes de fréquences réalisé sur puce par Philippe Trocha et al [9].

Ce système (Figure 13) utilise deux peignes de fréquences optiques générés par des résonateurs en anneaux en nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) à fort facteur de qualité Q pompé par un laser semi-conducteur continu en III-V (il s'agit d'une méthode populaire pour générer des peignes de fréquences optiques, en particulier avec une fréquence de répétition élevée.) L'intervalle spectral libre de chaque peigne de fréquences est de 100 GHz.

La lumière du peigne « signal » est utilisée pour sonder la cible, tandis que le second peigne est utilisé comme oscillateur local pour la détection hétérodyne. La lumière réfléchiée par la cible est renvoyée et séparée en deux faisceaux à l'aide d'un séparateur de faisceau 50:50, puis combinée à la lumière de l'oscillateur local. Les faisceaux de battement sont ensuite détectés par une paire de photodiodes équilibrées. Ce type de LIDAR est dit LIDAR cohérent [101], [102]. Contrairement au LIDAR à détection directe où la lumière diffusée est récoltée pour déterminer la distance à un objet, dans un système LIDAR cohérent, le signal diffusé (généralement de faible puissance) est mélangé à l'oscillateur local et envoyé vers un détecteur.

L'amplitude du signal est considérablement amplifiée, ainsi le signal est moins sensible au bruit et les contraintes sur les détecteurs sont relâchés.

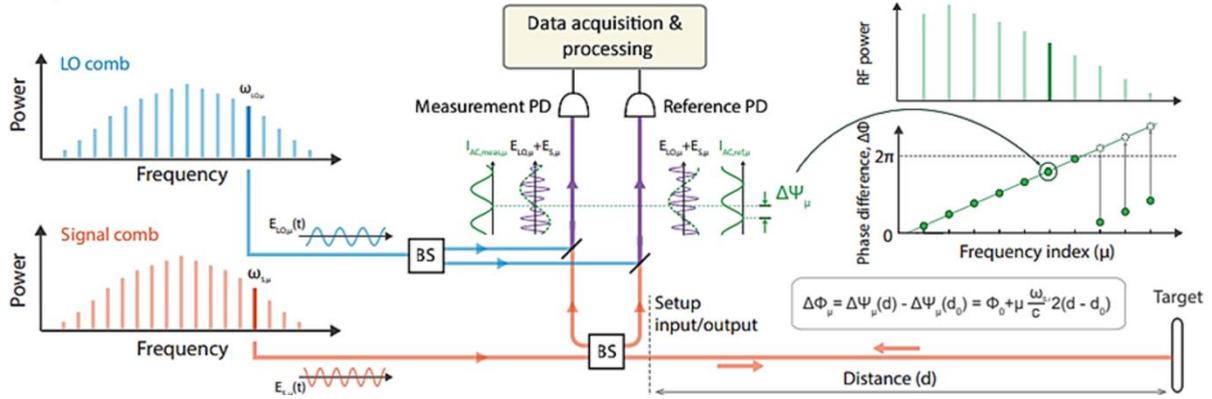


Figure 13 Description du système LIDAR basé sur des peignes de fréquences optique développé dans [9]. Le signal est envoyé vers une cible. Le battement entre le signal réfléchi et le signal de l'oscillateur local permet de réaliser une détection hétérodyne. La phase mesurée permet de calculer la distance séparant l'émetteur de la cible. (Figure extraite de [9]).

Pour comprendre comment cette technique permet d'obtenir des mesures rapides et précises, nous reprenons brièvement la démonstration théorique de l'article [88], notons qu'une démonstration détaillée est fournie par les auteurs de l'article dans les annexes. Lors de sa propagation le signal composé de fréquence discrète :  $f_{signal,i} = f_{signal,0} + f_{signal,r}$  accumule une phase  $\Phi_{mesurée,i}$ . Or, le signal se propageant de la source de référence vers la photodiode accumule une phase  $\Phi_{ref,i}$ . Tel que :

$$\Phi_{mesurée,i} = -\frac{\omega_{signal,i}}{c}(L_{mesurée} + 2d) \text{ et } \Phi_{ref,i} = -\frac{\omega_{signal,i}}{c}(L_{réf}) \quad (1.18)$$

Avec,  $\omega_{signal,r}$  la fréquence de répétition du peigne de fréquences optiques,  $\omega_{signal,0}$  la fréquence centrale,  $L_{mesurée}$  la distance de propagation dans le guide optique,  $d$  la distance optique séparant la sortie de la puce de la cible, et  $L_{réf}$  la distance de propagation dans le guide du signal référence vers la photodiode. Notons que l'indice  $i$  fait référence aux fréquences discrètes telles que  $i \in [0, N]$  où  $N$  est le nombre de lignes discrètes dans la largeur de bande du peigne de fréquences.

Nous pouvons donc déduire la différence de phase en fonction de la distance  $\Delta\Phi_i(d)$  :

$$\Delta\Phi_i(d) = \Phi_{mesurée,i} - \Phi_{réf,i} \quad (1.19)$$

Pour enlever la dépendance de cette valeur sur les distances de propagation sur puce une mesure calibrée est réalisée avec une distance connue  $d_0$ . Nous pouvons ainsi déduire la distance  $d$  en calculant la pente de la différence de phase  $\Delta\Phi_i = \Delta\Phi_i(d) - \Delta\Phi_i(d_0)$  en fonction de la fréquence  $i$ , tel que :

$$\Delta\Phi_i = \Delta\Phi_0 + i \frac{\omega_{signal,r}}{c} * 2(d - d_0) \quad (1.20) \text{ avec, } \Delta\Phi_0 = i \frac{\omega_{signal,0}}{c} * 2(d - d_0) \quad (1.21)$$

A partir de (3.3) et (3.4), l'expression de la différence de phase est donnée par ;

$$\Delta\Phi_i = 2(d - d_0) * [i \frac{\omega_{signal,r}}{c} + i \frac{\omega_{signal,0}}{c}] \quad (1.22)$$

Ainsi, en utilisant cette méthode, la fiabilité des mesures de distance est améliorée puisque la différence de phase est utilisée comme métrique pour écarter les données erronées qui peuvent résulter de réflexions parasites.

La portée de cette méthode, c'est-à-dire la distance maximale possible pour les mesures, dépend du nombre de lignes dans le peigne de fréquences optiques, de sorte qu'un large spectre améliore cette mesure.

Ainsi, d'après ce que nous avons vu jusqu'à présent, le système LIDAR à double peignes optiques fournit un système de détection et de télémétrie robuste avec des mesures précises et une distance de détection qui n'est limitée que par la bande passante d'acquisition du convertisseur analogique numérique et la bande passante du peigne de fréquences.

Bien que les peignes de fréquences optiques basés sur un résonateur en anneau soient la méthode de choix pour générer un large spectre optique pouvant s'étendre sur plus d'une octave [103], les lasers à verrouillage de modes stabilisés peuvent également jouer le même rôle dans un système LIDAR, ce qui ouvre davantage de possibilités pour les applications des lasers à verrouillage de modes.

## 1.4 Conception d'un laser à verrouillage de modes

### 1.4.1 Etat de l'art des lasers hybrides à verrouillage de modes

Les lasers à verrouillage de modes fournissent un peigne de fréquences large pouvant être relativement plat, dont les fréquences de répétition peuvent aller de quelques centaines de MHz à la centaine de GHz. Associés à la technologie PIC, les lasers à verrouillage de modes sont compacts, peu coûteux et offrent des performances qui s'approchent aujourd'hui de celles des lasers à cristaux [104]. Il existe plusieurs plateformes permettant la réalisation de lasers à verrouillage de modes :

- Les sources monolithiques en matériau III-V, de manière générale de l'InP. Ces lasers fournissent des fréquences de répétition de l'ordre de dizaines voire de centaines de GHz. [105]–[108],
- Les lasers à verrouillage de modes hybrides à cavité étendue en III-V/Si [109]–[111] et III-V/ Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub> [112], [113].

Dans cette section, nous présentons ces deux types de cavité laser à verrouillage de modes et nous évaluons l'état de l'art, en prenant en compte leur intervalle spectral libre (fréquence de répétition), leur bande passante, leur largeur d'impulsion et leur niveau de bruit. Cette comparaison nous permet de déterminer la méthode la plus adaptée à notre application : la génération de formes d'ondes pour les systèmes RADAR et/ou LIDAR.

- **Laser à verrouillage de modes monolithique**

Les diodes lasers en matériaux III-V utilisent les mêmes techniques de fabrication que les lasers monolithiques monomodes. La cavité laser est formée par un guide et limitée par les facettes définies par clivage de la puce (Figure 14). Grâce à la simplicité de cette cavité (comparé à des cavités hybrides nécessitant des techniques de fabrications plus complexes), les lasers monolithiques en III-V furent les premier laser à verrouillage de modes intégrés apparu dans la littérature [85], [114], [115].

La fréquence de répétition de ces lasers est déterminée par la longueur de la cavité (quelques mm). Ces lasers permettent la génération d'impulsions courtes [85], [114] (picoseconde et sub-picosecondes) avec des fréquences de répétition de l'ordre de 10-100 GHz. Cependant, la largeur de raie de ces lasers est limitée par le bruit causé par le niveau de pertes élevés pour des longueurs de cavité supérieures à quelques mm, et leur fréquence de répétition est limitée par la longueur de cavité. Pour surpasser ces limitations les lasers à cavité hybrides ont été développés. La cavité de ces lasers contient en plus du guide actif (contenant les puits quantiques), un guide passif en III-V permettant de rallonger la cavité pour obtenir des fréquences de répétition plus faibles (<10GHz) [107], [116]. Ces lasers à cavité étendue représentaient une évolution des lasers monolithiques développés dans le but de s'affranchir des limitations de ces derniers et atteindre des taux de répétition plus faibles. Ces lasers souffraient quand même du bruit causé par les pertes élevées dans les guides passifs III-V. Pour réduire la largeur de raie de ces lasers (et leur niveau de bruit), une cavité externe est couplée à la sortie de ces lasers, formant ainsi ce qu'on appelle un laser à cavité externe. Cette cavité externe est constituée d'une section d'espace libre (consistant en un miroir positionné à une distance L de la sortie de la cavité FP) ou une section de fibre. La longueur de la cavité externe peut atteindre les dizaines de centimètres et peut alors permettre de réduire la fréquence de répétition de ces lasers. Il a été prouvé que la rétroaction de la cavité externe permet de réduire

la largeur de raie [59], [117], et améliore les performances des lasers monolithiques en termes de bruit [118].

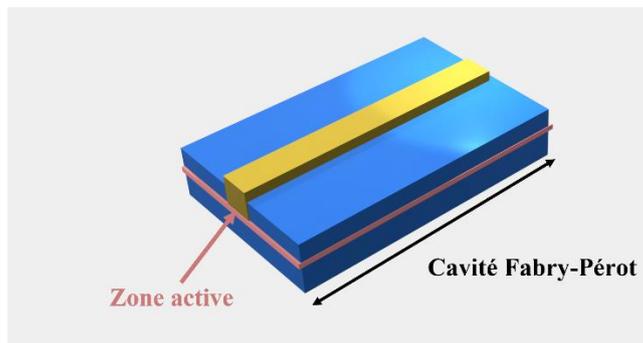


Figure 14 Cavité d'un laser à verrouillage de modes en III-V monolithique. Le taux de répétition du laser est défini par la longueur de la cavité Fabry-Pérot

L'utilisation d'une cavité externe intégrée permet d'intégrer des éléments des circuits passifs tels que les réseaux de Bragg, mais aussi des éléments actifs tel que des modulateurs ce qui est par exemple très utile pour les applications télécoms [119].

- **Laser à verrouillage de modes hybride à cavité étendue**

Les lasers hybrides à cavité étendue sont des lasers dont la cavité est formée d'une puce active et d'une puce passive (Figure 15). Le principe de fonctionnement de ce type de cavités est similaire à celui d'un laser à cavité externe, et a pour but d'améliorer la largeur de raie du laser et de permettre l'ajout d'éléments passifs dans la cavité, comme nous l'avons vu dans la section 2.

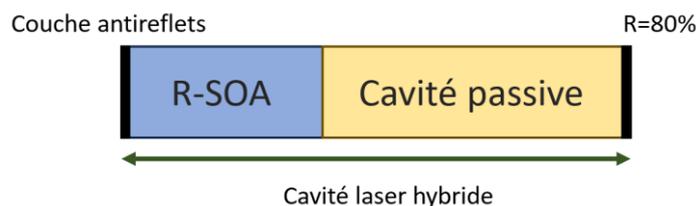


Figure 15 Représentation d'une cavité laser hybride : la cavité laser est formée par le R-SOA couplé à la cavité passive en  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

Les lasers à verrouillage de modes hybrides sont devenus populaires grâce aux avancées dans le domaine de la photonique du silicium et à l'avènement de la plateforme III-V sur silicium. Cette plateforme permet l'intégration d'un amplificateur optique à semi-conducteur (SOA) couplé par évanescente à une puce en silicium contenant des éléments passifs tels que des réseaux de Bragg et de longues lignes à retard permettant des taux de répétition  $< 1\text{GHz}$ . Par la suite des résultats du développement des lasers hybrides III-V/Si à verrouillage de modes, les lasers hybrides par couplage par la tranche d'une puce III-V et d'une puce  $\text{Si}_3\text{N}_4$  sont apparus au cours des dernières années. Ces lasers ont l'avantage d'avoir de très faibles pertes ( $< 0.1\text{dB/cm}$ ) dans le nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) et peuvent atteindre des taux de répétition encore plus faibles, de l'ordre de centaines de MHz et des valeurs de largeur de raie  $< 1\text{Hz}$  avec des impulsions picosecondes.

- **Comparaison des différents types de cavités laser à verrouillage de modes**

Le Tableau 3 montre une comparaison des lasers à verrouillage de modes à base de semi-conducteurs en fonction de la plateforme utilisée. Nous remarquons que l'usage d'une cavité

laser étendue en Si ou en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  permet de réduire drastiquement le niveau de bruit. Ceci permet aussi de réduire la fréquence de répétition à quelques MHz. Pour ces raisons, nous avons choisi d'utiliser la plateforme III-V– $\text{Si}_3\text{N}_4$  pour nos lasers à verrouillage de modes. Grâce à la possibilité d'intégrer des lignes à retard de l'ordre de dizaine de centimètre nous avons pu atteindre une fréquence de répétition d'une faiblesse record (au moment de la rédaction de ce manuscrit), et une durée d'impulsion picoseconde. Les performances de nos lasers ainsi que les mesures effectuées seront détaillées dans le chapitre 4 de ce manuscrit.

Plateforme	Fréquence de répétition	Puissance en sortie	Durée d'impulsion (ps)	$\Delta f$ (MHz)	Référence	Année
III-V monolithique	40 GHz	>1mW	2 ps	5 MHz	[20]	2016
III-V monolithique étendue	1 GHz	-	36 ps	1 MHz	[107]	2010
III-V/Si	17.36 GHz	1 mW	7.7 ps	2.9 MHz	[120]	2015
III-V/Si	930 MHz	-	200 ps	-	[121]	2014
III-V/ $\text{Si}_3\text{N}_4$	755 MHz	125 $\mu\text{W}$	7.46 ps	146 KHz	[113]	2021
III-V– $\text{Si}_3\text{N}_4$ (Notre laser)	360 MHz	3 mW	8 ps	-	[69]	2021

Tableau 3 Comparaison des performances des lasers à verrouillage de modes en fonction de la plateforme utilisée. Avec  $\Delta f$  la largeur de raie optique.

## 1.4.2 Méthodes d'hybridation

La cavité des lasers hybrides à cavité étendue est formée par le couplage de deux puces. Contrairement aux lasers monolithiques, les lasers hybrides nécessitent une étape d'hybridation qui consiste à aligner les deux puces et à fixer cet alignement pour maintenir les deux puces en place. Il existe deux types d'alignement :

- (i) **Le couplage vertical** (intégration hétérogène et intégration par transfert de micro-vignettes ou « transfert printing ») : la puce active est couplée au guide de la puce passive par couplage évanescent, cette méthode de couplage est utilisée pour les lasers hybrides à cavité étendue en III-V sur Si (Figure 16), elle est très populaire grâce aux avancés de la plateforme hybride III-V/Si.

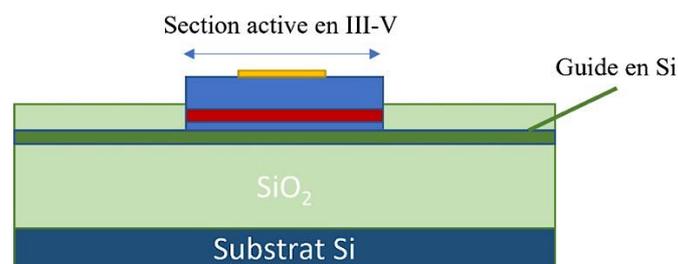


Figure 16 schéma en coupe du couplage vertical entre la section active en InP et le guide passif en Si. Le mode optique généré dans la partie active en InP est transféré par évanescente vers le guide Si passif. Cette solution permet de concevoir un laser hybride compact et monolithique.

- (ii) **Le couplage par aboutement** [122] dit aussi couplage par la tranche (intégration hybride) : la puce active est alignée horizontalement avec la puce passive (Figure 17), cette méthode ne permet pas une intégration hétérogène. Pour aligner les deux puces et fixer leur position, ils existent des méthodes d'intégration que nous décrirons dans la suite de cette section. Dans le cadre des mesures de caractérisation du laser au laboratoire, cet alignement actif est réalisé à l'aide d'un support à 3 degrés de liberté (x,y,z) permettant de bouger la puce passive afin de coupler la lumière émise par le R-SOA vers le guide passive.

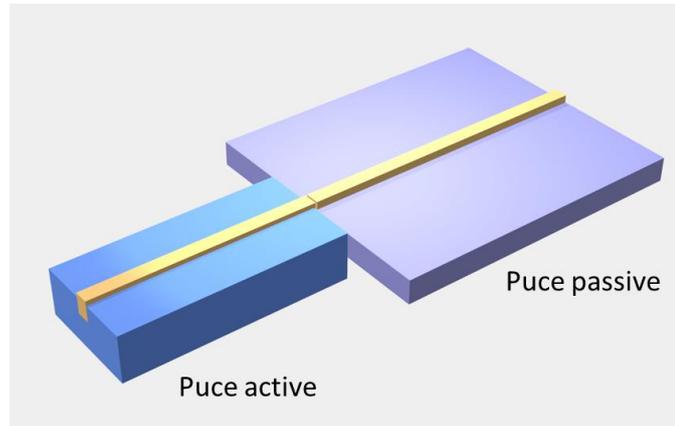


Figure 17 couplage par aboutement, les deux puces sont alignées horizontalement et la lumière est couplée d'une puce à l'autre.

#### 1.4.2.1 Méthodes d'hybridation par couplage vertical

- **Micro-Transfer printing**

Cette technique est devenue populaire au cours des dernières années, elle permet une intégration hétérogène des lasers hybrides, et elle est utilisée généralement pour intégrer les lasers III-V sur Si, et récemment des lasers en III-V sur  $\text{Si}_3\text{N}_4$  [123].

Le III-V est épitaxié et traité sur son substrat d'origine, et une fois la fabrication de la puce passive en Si terminée, le III-V est alors prélevé de son substrat et positionné sur le Si à l'aide de marqueurs d'alignement. Une fois cette étape terminée, des liaisons électriques sont ajoutées [112], où cette technique a été utilisée pour intégrer un laser à verrouillage de modes.

Cette méthode d'intégration permet une intégration hétérogène, et élimine les pertes puce-à-puce (quand l'alignement est réalisé parfaitement). Elle est développée dans le but d'intégrer des puces d'un substrat aux puces sur une seule plaque (wafer) dans un autre matériau (ici le silicium), ce qui permet de gagner du temps et des ressources, et peut également constituer une étape vers la production en masse de circuits photoniques [124]–[126].

- **Intégration par collage III-V/Si**

Cette méthode d'intégration hétérogène (en anglais « die-to-wafer bonding ») est utilisée pour les lasers à couplage vertical en III-V/Si [127]–[129]. C'est la méthode la plus utilisée pour les lasers hybrides en photonique sur silicium. L'intégration se réalise comme suit : après la croissance épitaxiale des éléments III-V, ceux-ci sont collés sur la puce passive en Si (qui contient déjà les guides d'onde définis), après cette étape, les puces III-V sont traitées et les connexions électriques sont ajoutées (Figure 18). Cette méthode est similaire à l'impression par micro-transfert, elle présente cependant moins de contraintes en termes d'alignement.

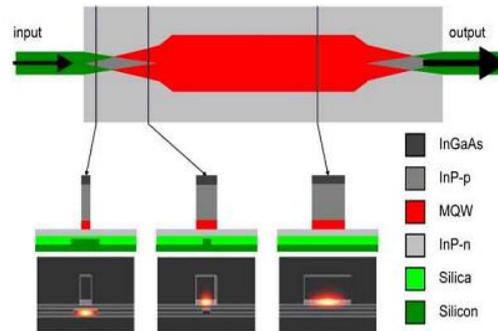


Figure 18 Représentation de la technique de l'intégration hétérogène. Le guide actif est fabriqué séparément et ensuite intégré au guide passif en silicium. Figure extraite de [130].

### 1.4.2.2 Méthodes d'hybridation par couplage en aboutement (« butt-coupling »)

- **Intégration directe par la tranche « butt-coupling »**

Cette technique est la plus utilisée pour les lasers à couplage par la tranche. Elle permet un niveau d'intégration avancé et directement adapté à une mise en module.

La puce active (R-SOA) est alignée avec la puce passive à l'aide de microlentilles, cet alignement peut aussi être fixé en utilisant un liquide d'indice permettant de réduire les pertes de couplage entre la puce active et passive en adaptant l'indice de réfraction à celui du nitrure de silicium. Les deux puces sont ensuite positionnées à l'intérieur d'un module « butterfly » (Figure 19) et la position de chaque puce est fixée pour maintenir l'alignement optique entre les deux puces. Une fibre est ensuite collée à la sortie de la puce passive, et les connexions électriques sont effectuées entre les pads électrique de la puce passive et les broches de chaque côté du module papillon. Une fois terminée cette intégration et mise en module « butterfly » permet un usage facile et direct du laser hybride.



Figure 19 Module Butterfly de notre laser à verrouillage de modes (intégration réalisée au III-VLab).

Dans le cadre de nos travaux de thèse, nous avons choisi d'utiliser cette méthode pour l'intégration de notre laser à verrouillage de modes (Figure 19). Contrairement aux tests sur un banc de mesure avec un alignement dynamique, cette méthode nous a permis de s'affranchir des instabilités de couplage et des pertes de couplage puce-à-puce et puce-à-fibre. L'utilisation d'un module intégré est également idéale pour les mesures sensibles aux vibrations mécaniques telles que les mesures de largeur de raie, de bruit de phase, ou de largeur d'impulsion.

- **Intégration « flip-chip »**

Cette technique permet l'intégration des lasers hybrides à couplage par la tranche. En principe elle est similaire à un couplage par aboutement standard, Son avantage réside dans le fait que la puce active est encastrée dans le substrat de la puce passive, de sorte que toute la cavité laser

est constituée d'une seule puce. Il en résulte un composant plus compact. Elle est de plus en plus utilisée, surtout pour les lasers en III-V– $\text{Si}_3\text{N}_4$  [131], [132].

Une tranchée est spécifiquement ajoutée dans la puce de silicium (ou de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) pour accueillir la puce active (Figure 20). Des plateformes sont ajoutées au fond de la tranchée pour assurer la bonne position d'alignement et un adaptateur de mode (« spot size Converter (SSC)») est ajouté au guide d'onde à l'entrée de la puce passive pour minimiser les pertes de couplage entre les deux puces [110]. (Plus d'informations sur les convertisseurs de taille de mode dans le chapitre 3).

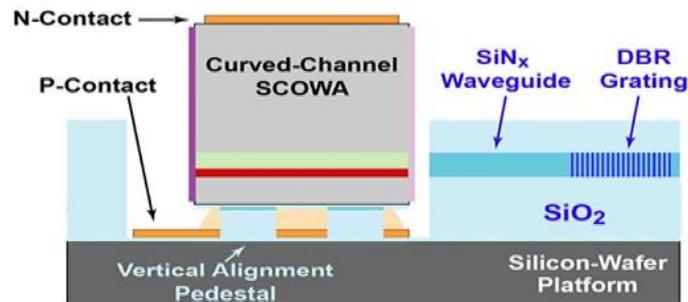


Figure 20 Schéma d'une cavité laser en intégration flip-chip. Une zone dans la puce passive est gravée jusqu'au substrat, et la puce active est positionnée dans cet emplacement et alignée avec le guide optique de la puce passive à l'aide de piédestal d'alignement. (Cette figure extraite de [13]).

Dans le cadre de nos travaux de thèse, nous avons conçu de telles cavités pour nos lasers à verrouillage de modes. Cette technique d'intégration est intéressante parce qu'elle offre la possibilité de positionner la puce active dans le substrat de la puce passive et résulte donc en une seule puce ce qui facilite les opérations de tests et de packaging (mise en module), ainsi que l'intégration dans un system-on-chip (un transmetteur RADAR par exemple).

## 1.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit les concepts clés nécessaires à la compréhension du sujet de notre travail. Nous avons commencé par présenter les peignes de fréquences optiques, leur fonctionnement, et les méthodes disponibles pour la génération de peignes de fréquences optiques sur puce : lasers à verrouillage de modes, peigne de fréquences à résonateur en anneau et peignes de fréquences électro-optiques. Comme nous l'avons vu, parmi ces méthodes nous avons choisi de travailler avec des lasers à verrouillage de modes, ce choix a été motivé par notre besoin d'une solution compacte fournissant une faible fréquence de répétition. Nous avons également comparé les différents types de lasers à verrouillage de modes intégrés, des lasers monolithiques aux lasers à cavité externe hybride. Étant donné que nous avons besoin d'un taux de répétition inférieur à 1 GHz, nous avons opté pour un laser à verrouillage de modes hybride à cavité étendue.

Nous avons ensuite discuté les principes physiques derrière le verrouillage de modes optique dans une cavité laser. Nous avons vu que le verrouillage de modes dans une cavité hybride composée d'une puce active en InP et d'une puce passive en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  est basé sur les effets non-linéaires, en particulier l'effet du mélange à quatre ondes, et le phénomène de verrouillage par injection. Nous avons ensuite décrit les différents régimes de verrouillage de modes :

- Le verrouillage de modes passif.
- Le verrouillage de modes actif (par modulation à l'aide d'une source RF).
- Le verrouillage de modes actif harmonique.

Pour compléter cette introduction des lasers à verrouillage nous avons introduit les paramètres clés permettant de caractériser un laser à verrouillage de modes, principalement, les spectres optiques et électriques, le bruit de phase, la largeur de raie, et la largeur d'impulsion.

Nous avons également introduit les applications principales de notre source laser à verrouillage de modes : les systèmes RADAR et LIDAR basés sur une source optique. Dans un système RADAR, le laser à verrouillage de modes joue le rôle d'une source de génération de fréquences micro-ondes, fournissant ainsi une banque de fréquence. Tandis que dans le système LIDAR, le laser à verrouillage de modes permet de sonder la cible et de déduire la distance entre cette dernière et l'émetteur. Pour répondre aux spécifications de ces deux applications, nous avons besoin d'un laser à verrouillage de modes à faible fréquence de répétition, et à faible niveau de bruit ( $< -130$  dBc/Hz).

Dans la suite de ce manuscrit, nous consacrons deux chapitres (chapitre 2 et 3) à l'étude de chacune des deux puces qui constitue notre cavité laser. Nous détaillerons leurs caractéristiques, leur fabrication, ainsi que les résultats des études réalisés afin d'améliorer leurs performances. Dans le dernier chapitre de ce manuscrit, nous partageons les résultats des mesures que nous avons réalisées pour caractériser notre laser à verrouillage de modes.



## 2 Chapitre II : Amplification et modulation du laser à verrouillage de modes

### 2.1 Etude des caractéristiques d'un amplificateur optique à semi-conducteur

L'amplificateur optique à semi-conducteur (en anglais « *Reflective semiconductor optical amplifier* » ou (R-SOA)) est un composant essentiel à notre cavité laser. En plus de son rôle en tant que source du gain optique, il est également la source des effets non-linéaires nécessaires au verrouillage passif des modes optiques dans notre laser (nous présentons plus de détails de ces effets non-linéaires, en particulier l'effet du mélange à quatre-ondes, dans la suite de ce chapitre). Ces effets non-linéaires peuvent cependant entraîner une dispersion non-linéaire dans le R-SOA, ce qui peut affecter les performances du verrouillage de modes, et entraîner un effet d'élargissement des impulsions. Nous parlons de ce point plus en détails dans le chapitre 4. Outre son rôle en tant que milieu à gain, le R-SOA peut être modulée directement, il permet donc de réaliser un verrouillage de modes actif et actif harmonique comme nous l'avons vu dans le chapitre 1.

Dans ce chapitre, nous présentons les caractéristiques du R-SOA, en commençant par une introduction des principes théoriques notamment les effets permettant la génération du gain dans un amplificateur optique à semi-conducteur et les principaux paramètres nécessaires à sa conception. Ensuite, nous présentons les techniques de fabrication (épitaxie et processus technologiques) utilisés pour concevoir les guides R-SOA. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous partageons les résultats des mesures caractéristiques d'un R-SOA, à savoir, les mesures de gain et de l'émission spontanée, la mesure de puissance optique ainsi que les mesures du profil du mode optique en champ lointain. Nous discutons ensuite les résultats de notre étude sur l'efficacité de modulation dans un R-SOA et des solutions proposées pour améliorer cette efficacité.

#### 2.1.1 Principes théoriques

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) font l'objet de nombreuses études depuis quelques décennies [133], [134]. Cet intérêt provient des diverses applications de ces amplificateurs dans les télécoms [135], dans les liaisons de transmission et dans les systèmes de traitement du signal à haut débit [136]. En plus de ces applications, l'amplificateur optique à semi-conducteur est devenu un composant important des lasers hybrides à cavité étendue. Dans le cas d'un laser hybride à couplage par la tranche, le laser est composé d'une puce R-SOA et une puce contenant des guides optiques passifs en  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

Dans un SOA la lumière entre d'un côté de la puce amplificatrice et sort de l'autre côté de celle-ci. Dans un R-SOA, la lumière entre par la facette avant et effectue un aller-retour dans la cavité avant de sortir amplifiée du même côté de la puce (Figure 21). Les facettes d'un R-SOA sont traitées de manière à avoir un antireflet du côté de la facette « entrée/sortie » et une haute réflectivité du côté arrière (typiquement avec une réflectivité d'environ 80% dans notre cas).

Ainsi un R-SOA peut être utilisé à la fois comme miroir et comme source de gain dans une cavité laser étendue, le reste de la cavité optique et en particulier le second miroir étant réalisé en espace libre ou dans une autre puce comme dans les lasers présentés dans nos travaux.

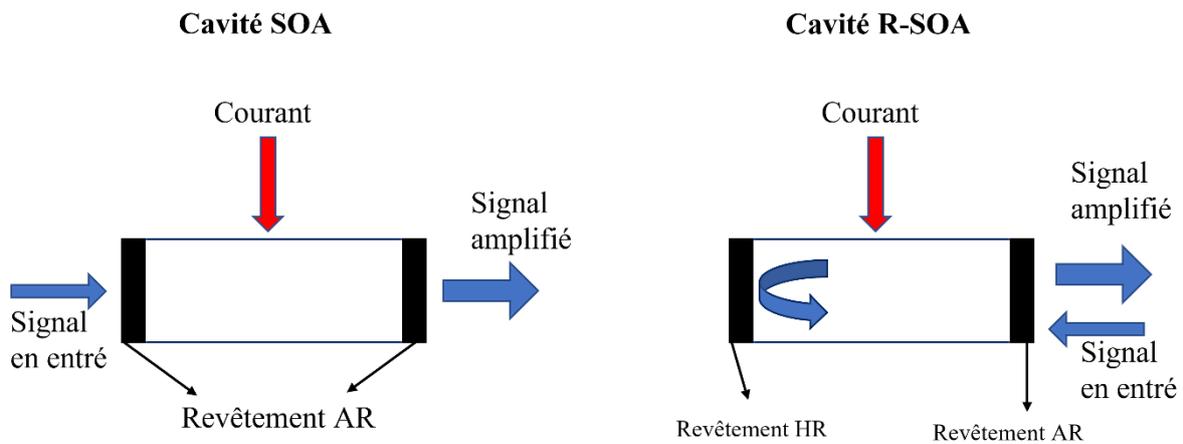


Figure 21 fonctionnement d'un SOA comparé à celui d'un R-SOA (AR: anti-reflets, HR: haute-réflexions). Dans un SOA la lumière effectue un seul passage dans le milieu amplificateur, et dans un R-SOA, la lumière effectue un aller-retour dans le milieu amplificateur.

### 2.1.1.1 Le gain dans un amplificateur optique à semi-conducteur

Considérons le cas d'une structure utilisant une simple hétérojonction constituée d'une zone de gain massive entourée de deux couches de confinement optique et électrique que nous appellerons gaine. L'amplificateur à semi-conducteur est ainsi formé d'une région active insérée dans une région avec d'un côté une couche dopée N (contenant un surplus d'électrons) et de l'autre côté une couche dopée P (contenant un surplus de trous). L'ensemble forme une jonction P-I-N (Figure 22). Lorsque cette jonction est pompée électriquement, des porteurs (trous et électrons) sont injectés dans le milieu actif (le centre non-dopée). En se recombinant ils donnent lieu à l'émission dite spontanée.

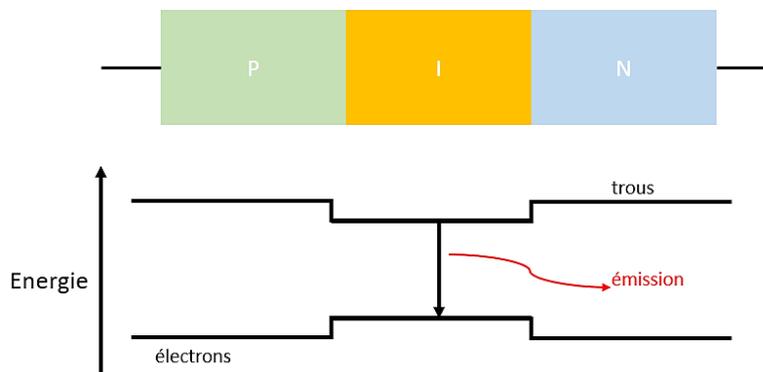


Figure 22 jonction P-I-N, avec le diagramme d'énergie d'une jonction avec deux zones de dopage : dopées P et N respectivement

Dans le cas de notre structure, la différence d'indice de réfraction entre la région active (I) et les gaines (P-N) permet de guider la lumière qui se propage dans le SOA. Le confinement du mode optique dans la zone active est donné par :

$$\Gamma = 2\pi^2(n_a^2 - n_g^2)S^2/\lambda_0^2 \quad (2.1)$$

Où  $n_a$  et  $n_g$  sont respectivement les indices de réfraction de la zone active et des gaines,  $S$  est la section de la zone active et  $\lambda_0$  est la longueur d'onde dans le vide. Notons que cette expression correspond au niveau de confinement dans la zone active pour une structure simplifiée, formée uniquement par deux couches gaine et une zone active. En réalité, l'empilement des couches permettant de former la zone active est beaucoup plus complexe. Le niveau de confinement est généralement obtenu à l'aide de simulateurs de modes de type FDM (*Finite-Difference Mode solver* [137]) lors de la conception de l'amplificateur. Cette méthode fournit une valeur précise du confinement, en particulier lorsque l'on travaille avec des couches multiples comme nous le verrons dans la section suivante de ce chapitre. Pour la conception de nos R-SOA, nous adoptons alors la méthode FDM pour simuler le confinement dans les guides de la puce active.

Lorsqu'une onde optique se propage dans un amplificateur à semi-conducteur, sa puissance est amplifiée, grâce à l'émission stimulée (Figure 23). Cette émission stimulée fournit un gain optique lorsque le courant injecté dépasse la valeur dite de « courant de transparence ». Dans ce cas, la densité de porteurs dans la région active devient suffisamment importante pour avoir un gain qui permet de compenser les pertes, ainsi la puissance optique incidente est amplifiée.

Le rapport entre la puissance en sortie et la puissance injectée dans le SOA correspond au gain. Le gain interne du SOA s'écrit :

$$G_{\text{int}} = \exp((\Gamma g(N) - \alpha) * L) \quad (2.2)$$

Où,  $\Gamma$  est le confinement dans la zone active,  $g(N)$  est le gain matériau,  $\alpha$  est le niveau de pertes internes et  $L$  est la longueur de la cavité SOA.

Le niveau des pertes dans un SOA dépend des pertes matériaux mais aussi des pertes par diffusion. Le coefficient des pertes est donné par :

$$\alpha(n) = \alpha_0 + \Gamma\alpha_1 n \quad (2.3)$$

Avec,  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  les pertes matériaux et les pertes dues à la diffusion et l'absorption des porteurs.

Le gain matériau dépend de la densité des porteurs, et des pertes, il est exprimé comme suit, au-delà du courant de la transparence :

$$g(N) = a(N - N_{\text{tr}}) \quad (2.4)$$

Avec,  $N_{\text{tr}}$  la densité des porteurs à la transparence,  $N$  la densité des porteurs (qui varie en fonction du courant injecté) et  $a$  le gain différentiel  $dg/dN$ .

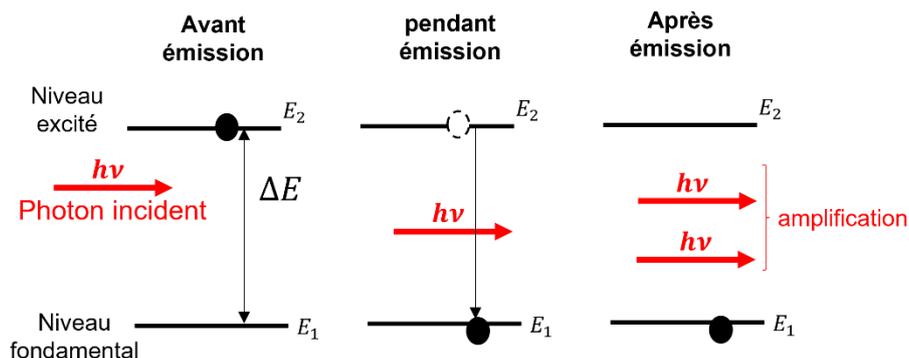


Figure 23 principe de l'émission stimulée. L'énergie du photon incident induit une recombinaison trou-électron et génère un deuxième photon.

### • Saturation du gain

Le gain dans un SOA dépend de la puissance optique injectée. Au-delà d'une puissance dite puissance de saturation  $P_{sat}$ , le gain est saturé et ne peut plus augmenter. La puissance d'une onde optique en propagation dans le guide d'un amplificateur optique est donnée par :

$$\frac{dP}{dz} = g_0 P(z) / (1 + \frac{P(z)}{P_{sat}}) \quad (2.5)$$

Avec,  $z \in [0, L]$  l'axe de propagation,  $L$  étant la longueur du guide optique ; et  $g_0$  le gain à la transparence tel que :  $g_0 = \Gamma g(N) - \alpha$ .

Cette équation est résolue avec les conditions suivantes :

$$P(0) = P_{in}, P(L) = P_{out} \quad (2.6) \text{ et } G = P_{in}/P_{out} \quad (2.7)$$

Tel que :

$$G_{int} = G_0 / (1 + \frac{P_{in}}{P_{out}}) \quad (2.8)$$

$G_{int}$  est le gain correspondant à  $P \ll P_{sat}$ , nous remarquons que le gain diminue quand la puissance en sortie de l'amplificateur  $P_{out}$  tend vers  $P_{sat}$ .

### • Dynamique des porteurs

Le temps de vie des porteurs dans un R-SOA dépend du taux d'émission spontanée, du taux d'émission stimulée et de celui des mécanismes de recombinaisons non-radiatives.

Les taux de recombinaisons résultant de l'émission spontanée des électrons-trous est donné par :  $R_{sp} = BN^2$ , avec  $N$  la densité des porteurs et  $B$  la probabilité de recombinaisons spontanées dans le semiconducteur.

En ce qui concerne les recombinaisons non radiatives, nous avons :

- La recombinaison Auger : Dans ce cas l'énergie d'une recombinaison électron-trous est transférée à un autre porteur, cette particule se désexcite par la suite pour respecter l'équilibre thermique (Figure 24). Le taux de recombinaisons associé est donné par :  $R_{Au} = CN^3$ .

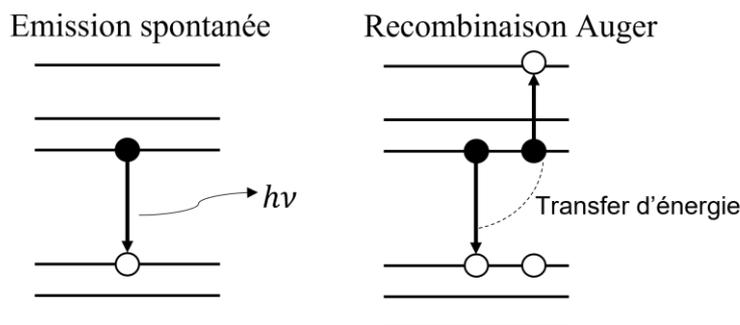


Figure 24 Description de l'émission spontanée et de la recombinaison Auger. Ces phénomènes sont des processus de recombinaison radiative.

- La recombinaison Shockley-Read-Hall : Un porteur en transition se recombine dans un niveau d'énergie créé par un défaut dans la structure cristalline. Cette recombinaison non-radiative a une probabilité plus faible que celle de la recombinaison Auger. Son taux de recombinaison est donné par:  $R_{SRH} = AN$ .

En tenant en compte du taux d'émission stimulée, le **temps de vie des porteurs**  $\tau_s$  dans un guide amplificateur à semi-conducteurs, est donné par :

$$N/\tau_s = R_{sp} + R_{Au} + R_{SRH} + R_{st} = AN + BN^2 + CN^3 + v_g a \Gamma S \quad (2.9)$$

$$\rightarrow 1/\tau_s = A + BN + CN^2 + v_g g S \quad (2.10)$$

Avec,  $v_g$  la vitesse de groupe,  $a$  le gain optique différentiel donné par  $\frac{dg}{dN}$ ,  $S$  la densité de photons et  $R_{st}$  le taux d'émission stimulé.

### 2.1.1.2 Conception d'un amplificateur optique à semiconducteur à base de puits quantiques

Nous avons fait précédemment l'hypothèse d'un amplificateur à semi-conducteur constitué d'une couche active massive prise en sandwich entre deux couches dopées (P ou N) dont la bande interdite est supérieure à celle de la couche active. Le mouvement des porteurs perpendiculairement à la couche active étant limité, on considère que les porteurs sont confinés dans un puits de potentiel unidimensionnel. Afin d'améliorer la performance de la zone active il est possible de remplacer la zone de gain massive par un empilement de puits quantiques séparés par des barrières. Dans ce cas, on dit qu'il s'agit d'un amplificateur à puits quantiques ou «*Multi Quantum Wells (MQW)*» [138], [139].

Un SOA à multi puits quantiques est réalisé en alternant des couches actives de quelques nanomètres et des couches « barrières » dopées respectivement P et N. Les matériaux de la zone active sont basés sur des alliages InGaAsP adaptés pour émettre autour de 1550 nm. Les couches dopées P et N permettent de guider le mode optique grâce à la différence entre leurs indices de réfraction et celui de la couche active en InGaAsP.

La densité des états dans une structure à multi puits quantiques est discrète (Figure 25), contrairement aux structures à zone active massive où la densité d'états est continue. Les SOA à multi puits quantiques offrent une bande passante plus élevée que les SOA à puits quantique unique. En outre, elles offrent une puissance de saturation et un gain optique plus élevés. Pour

profiter de ces avantages, le R-SOA utilisé dans notre travail est basé sur une structure à multi puits quantiques.

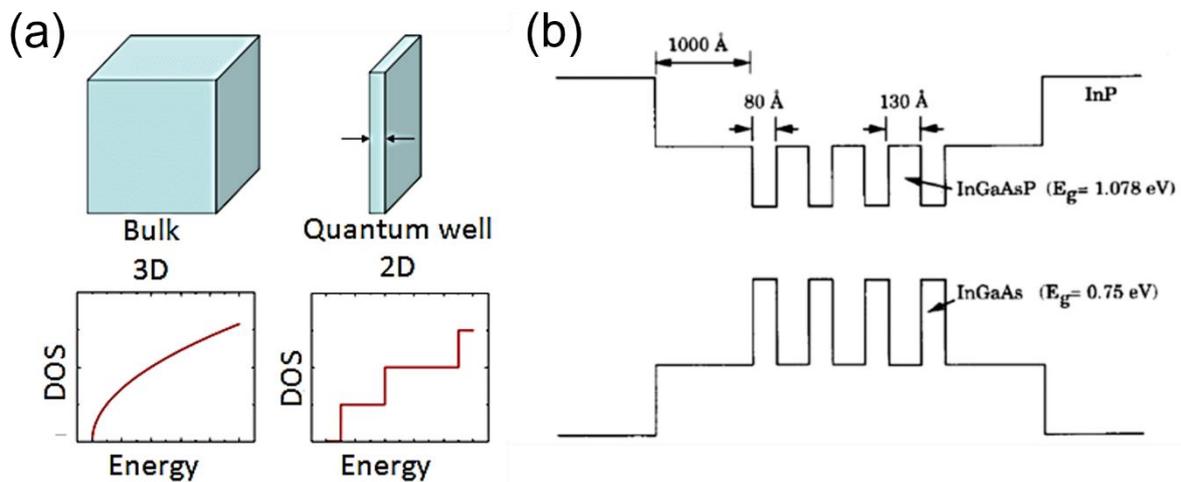


Figure 25 (a) différence entre un SOA à zone active massive et un SOA à zone active à multi-puit quantiques (b) exemple d'un diagramme d'énergie d'une structure à puits quantique (image extraite de la référence [138])

Les performances de l'amplificateur optique à semi-conducteurs reposent donc sur le choix de la composition de la zone active. Dans la suite de cette section, nous allons décrire la composition de cette zone active ainsi que les méthodes utilisées pour simuler le niveau de confinement lors de la phase de conception du SOA.

### 2.1.1.3 Design de la structure verticale

#### A. Composition de la zone active à multi puits quantiques

La zone active de notre R-SOA contient six puits quantiques en InGaAsP de 8 nm d'épaisseur séparés par 7 couches barrières de 10 nm d'épaisseur également en InGaAsP (avec une composition d'alliage différente de celle des puits quantiques), cette structure est entourée de couches SCH (*Separate confinement hetero-structure*) (Figure 26). Cette composition est adoptée pour de nombreux dispositifs réalisés au III-VLab, notamment les lasers DFB, les lasers FP et les SOA. Le processus d'épitaxie de ces structures est bien maîtrisé et assure des résultats reproductibles. Cette composition a été validée dans de nombreux travaux publiés au sein de notre équipe, notamment les travaux de thèse de C. Pham et M. Faugeron [84], [140].

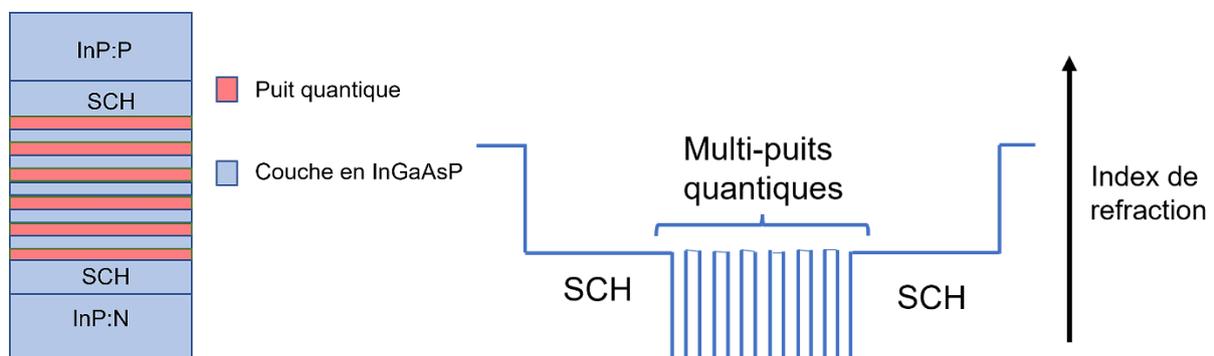


Figure 26 structure de la zone active avec les puits quantiques et les couches SCH.

Les couches SCH sont à base d'InGaAsP épais dont le but est de réduire le confinement dans la région dopée P et dans les puits quantiques [141]. Ceci est possible grâce à la différence d'indice entre la couche en InGaAsP ( $n_{InGaAsP} = 3.31754$ ) et les couches en InP dopées P et N ( $n_{InP:N} = 3.165$ ,  $n_{InP:P} = 3.16594$ ) et permet de confiner le mode dans les couches à l'indice le plus élevé. Sans les couches SCH, l'épaisseur de la couche active à MQW serait insuffisante pour confiner et guider le mode optique correctement, même en ayant l'indice le plus élevé.

### B. Guidage latéral : technologie SIBH

Le guidage latéral du mode optique et la localisation de l'injection électrique au niveau du guide optique sont assurés grâce à l'architecture SIBH « Semi-Insulating Buried Heterostructure » [142], [143]. Cette technique consiste à enterrer le guide d'onde en utilisant un matériau non-conducteur, dans notre cas, nous utilisons de l'InP dopé fer (InP :Fe). À la suite d'une gravure profonde jusqu'à la région dopée N, l'InP dopé fer est déposé par épitaxie localisée de part et d'autre du guide assurant ainsi le confinement latéral de la lumière (indice de l'InP plus faible de l'InGaAsP de la zone active) et de l'injection du courant.

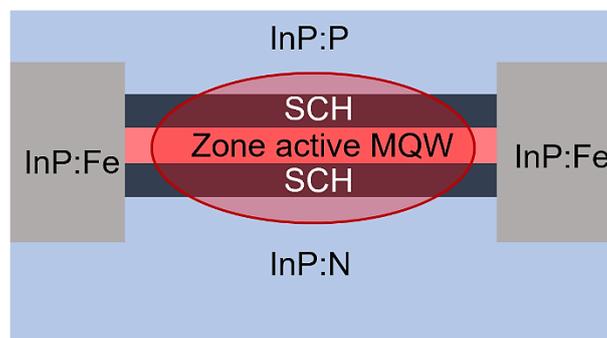


Figure 27 structure d'un amplificateur optique à semiconducteur. La zone active contenant les puits quantiques est prise en sandwich entre deux couches en InP dopé P et N respectivement.

La technologie SIBH offre plusieurs avantages : elle permet un mode optique circulaire, en plus d'une dissipation thermique plus efficace grâce à la bonne conductivité thermique de l'InP:Fe, elle permet également de limiter les courants de fuites grâce à la propriété d'isolation électrique de la couche l'InP:Fe (Figure 27).

### C. Effet du cladding asymétrique sur le niveau de confinement et les pertes internes

En plus des couches SCH, nous incluons dans la zone verticale un confinement optique asymétrique en rajoutant une « semelle » sous la couche active (les puits quantiques). Ceci est réalisé en introduisant une ou plusieurs couche(s) entre l'InP:N et la zone active. Le but de cette couche est d'attirer le mode optique vers les couches dopées N et de réduire la portion de puissance optique qui s'étend dans les couches dopées P, permettant ainsi de réduire les pertes internes. L'indice de la semelle doit être intermédiaire entre celui de la zone active et celui de la couche InP:N. Ceci implique un alliage dont la composition permet d'obtenir une telle valeur d'indice. Pourtant, l'usage d'un nouvel alliage peut causer des complications lors de sa croissance. Pour éviter ces complications, il est possible d'utiliser ce que l'on appelle une semelle diluée. Ce type de semelle consiste en une alternance de couches fines dont l'indice moyen correspond à la valeur d'indice dont on a besoin. Ainsi nous utilisons des matériaux dont la croissance épitaxiale est fiabilisée tels que l'InP:N et l'alliage InGaAsP Q1.17. Notons que

nous n'avons pas fait recours à cette solution pour les R-SOA intégrés dans la cavité de nos lasers. L'usage d'une semelle pourrait mener à une augmentation du courant du seuil, dû à la réduction du confinement dans les puits quantiques. Mais ce phénomène est compensé par la réduction des pertes optiques. Dans notre cas, cet effet n'a pas d'influence importante sur les performances de notre laser.

La Tableau 4 montre l'impact de l'épaisseur de la semelle en termes de niveau de confinement, des pertes internes, et de la taille des modes. Les pertes internes sont calculées en fonction du confinement dans les puits quantiques et le coefficient des pertes relatif à chaque couche :

$$\alpha_i = \sum \Gamma_i k_i \quad (2.11)$$

Avec,  $\Gamma_i$  le confinement en fonction de la couche  $i$ , et  $k_i$  les pertes dans chaque couche. Les pertes dans les couches utilisées dans notre structure sont comme suit :

Tableau 4 Niveaux de pertes dans les puits quantique et les couches dopées P et N.

Couche	Pertes $k_i$ ( $cm^{-1}$ )
Puits quantiques	35
InP dopé P	25.6
InP dopé N	1

Le Tableau 5 résume les résultats de simulation de différentes structures en fonction de l'épaisseur de la semelle. Ces simulations ont été réalisées par M. Faugeron dans le cadre de la conception de lasers basés sur le même empilement de couches que notre R-SOA.

Tableau 5 L'impact de l'épaisseur de la semelle sur le confinement dans les différentes couches de la section active et la semelle ainsi que sur la taille du mode et les pertes internes. Figure adaptée de la thèse de M. Faugeron [140].

Paramètres	Sans semelle	Semelle fine	Semelle épaisse
<b>Epaisseur de la semelle</b>	0 $\mu m$	0.8 $\mu m$	2 $\mu m$
$\Gamma_{\text{puits quantiques}}$	7.5 %	4.7 %	2.2 %
$\Gamma_{\text{InP dopé P}}$	31.7 %	13.1 %	5.8 %
$\Gamma_{\text{InP dopé N}}$	30.0 %	2.6 %	0.5 %
$\Gamma_{\text{semelle}}$	0 %	57.2 %	79.7 %
<b>Pertes internes (<math>\alpha_i</math>)</b>	12.5 $cm^{-1}$	6.0 $cm^{-1}$	3.9 $cm^{-1}$
<b>Taille du mode (MFD)</b>	2.1 x 0.6 $\mu m$	2.4 x 0.7 $\mu m$	2.6 x 1.1 $\mu m$
<b>Divergence</b>	16 x 60 °	15 x 50 °	13 x 31 °

D'après ces résultats de simulation, nous remarquons que l'ajout d'une semelle permet de réduire le confinement optique dans les puits quantiques et dans la zone dopée P ce qui permet de réduire les pertes internes. De plus, la taille du mode optique est plus importante pour une semelle plus épaisse puisque le confinement est plus faible.

#### D. Technique de simulation du confinement dans les puits quantiques

Le calcul de confinement dans les puits quantiques est réalisé en simulant le profil du mode dans la structure verticale composée en tenant compte des indices de réfraction des différentes

couches. La simulation est réalisée en utilisant le logiciel de simulation Fimmwave (Figure 28-a).

Pour que cette méthode soit précise, les valeurs d'indice de réfraction de chaque couche doivent être exactes. Comme la composition de la région active de notre R-SOA (Figure 28-b) a été utilisée dans plusieurs conceptions, les valeurs de l'indice ont été validées par des mesures qui assurent une bonne correspondance entre les simulations et les résultats expérimentaux. Nous pouvons donc nous fier aux résultats de la simulation pour concevoir avec précision nos composants.

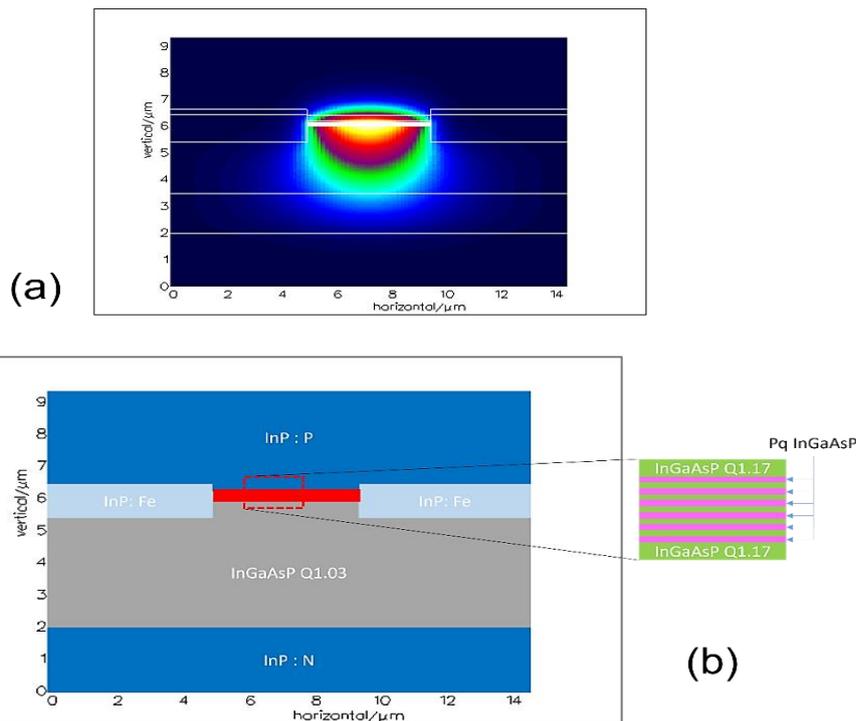


Figure 28 (a) résultat de la simulation du mode optique en utilisant le logiciel FIMMWAVE (b) la structure des couches correspondantes avec la composition de la zone active.

Ainsi, pour simuler le mode optique de notre R-SOA, nous entrons la valeur de l'indice de réfraction et l'épaisseur de chaque couche, le logiciel utilise ensuite la méthode "*Film Mode Matching*" (FMM) pour calculer l'indice de réfraction effectif du mode guidé dans la région active, le niveau de confinement et la taille du mode optique (en anglais dite « mode field diameter » ou MFD).

Le niveau de confinement et la taille du mode optique sont des paramètres particulièrement importants, ils doivent être ajustés de sorte que la taille du mode optique en sortie du guide du R-SOA soit la plus proche possible de celle du mode optique du guide d'ondes passif pour obtenir un couplage sans pertes excessives.

Le Tableau 6 résume les indices effectifs et le pourcentage de confinement du mode optique dans chaque couche. Comme attendu, le confinement est plus élevé dans les puits quantiques et dans la semelle.

Tableau 6 Pourcentage du confinement calculé, ainsi que les valeurs d'indice effectif pour chaque zone. Ces résultats ont été obtenus avec le logiciel de simulation Fimmwave.

Couche	Indice n	Confinement $\Gamma$ (%)
InP:P	3.165	10.3
Puit quantique	3.55	4.06
InP:N	3.165	0.02
Semelle	3.317	69.3

La taille du mode à  $1/e^2$  correspondante à ces paramètres (valeur d'indice et niveau de confinement) est :  $4.2 \times 1.9 \mu\text{m}^2$ . Avec cette taille de mode, nous obtenons un recouvrement de plus de 60% entre le mode du R-SOA et celui de la puce passive. Ceci est possible à l'aide d'un adaptateur de mode. Nous parlons plus en détail des méthodes utilisées pour améliorer le couplage entre les deux puces et diminuer les pertes de couplage dans le chapitre 3.

## 2.2 R-SOA double section et la modulation directe

Un R-SOA double section est composé d'un guide segmenté en deux sections. La première section, dite « section DC » permet d'appliquer un courant de polarisation  $I_{DC}$  au R-SOA, tandis que la 2<sup>e</sup> section dite « section de modulation » nous permet d'appliquer un courant de modulation  $I_{mod}$  et un signal RF permettant de moduler directement le courant d'alimentation.

L'intérêt de segmenter le guide optique du R-SOA en deux sections est d'améliorer les performances en modulation directe du R-SOA, comme nous le verrons dans la section 2 de ce chapitre. La modulation directe des SOA et des R-SOA est une solution simple et directe, pour moduler l'amplitude de l'onde optique dans le guide de l'amplificateur à semi-conducteur, en appliquant un signal RF à la fréquence de modulation souhaitée.

La réponse électro-optique (EO) d'un amplificateur à semi-conducteur est équivalente à la réponse EO d'un circuit RC [144], [145], ce modèle (Figure 29) permet d'étudier plus facilement les effets optiques et électriques dans un amplificateur à semiconducteur. Les expressions de la résistance de la diode de jonction R et de la capacité de la région active C sont données par le modèle développé par Tucker et al [144]. La bande-passante de modulation correspond donc à une bande-passante d'un filtre RC avec une fréquence de coupure :

$$f_c = \frac{1}{RC} \quad (2.12)$$

En utilisant cette modélisation de la section de modulation de notre R-SOA, nous pouvons évaluer l'efficacité de modulation, et l'améliorer en séparant la modulation de la section de polarisation en courant DC. Comparé au guide d'un R-SOA mono-section, le guide de la section de modulation est plus court (0.25 mm contre 1.1 mm), ainsi, le courant nécessaire pour passer de l'absorption à la transparence est donc plus faible. En réduisant la valeur du courant appliquée à la section de modulation, nous pouvons réduire la puissance RF (équivalent à l'amplitude du courant pic-pic) nécessaire pour une modulation efficace. Ainsi l'efficacité de modulation du R-SOA multi-section est améliorée par rapport à celle du R-SOA mono-section.

Notons qu'il convient de prendre en compte les effets de saturation qui, à forte puissance optique dans le R-SOA, réduiront l'efficacité de modulation.

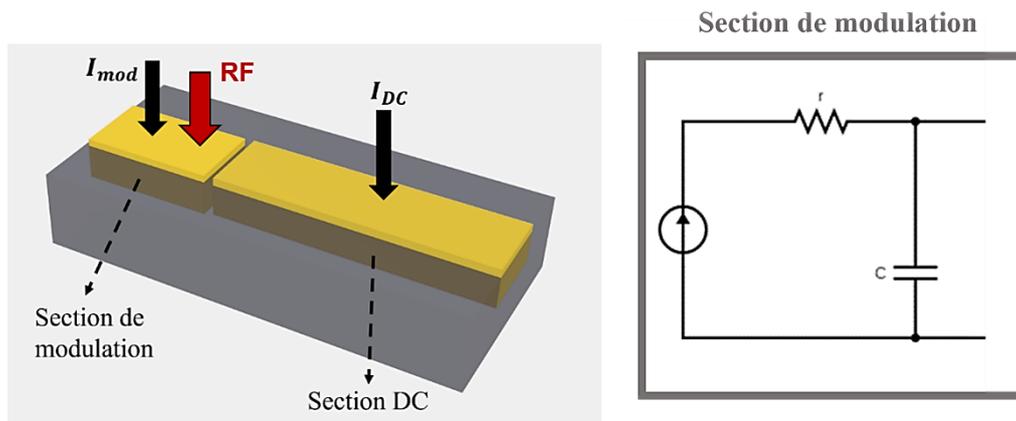


Figure 29 (droite) schéma du guide d'une R-SOA multi-sections: avec une section dédiée au signal de modulation. (Gauche) La réponse du R-SOA en modulation est représentée par un circuit RC.

Dans la suite de ce chapitre, nous présentons les résultats des mesures de l'efficacité de modulation dans un R-SOA mono-section et multi-section, et nous comparerons leurs performances.

## 2.2.1 Fabrication des R-SOA

Dans cette section, nous allons brièvement présenter la structure d'un R-SOA et du processus de fabrication d'un tel composant. Nous n'entrerons pas dans les détails des différentes étapes mises en œuvre pour fabriquer ces composants, car la fabrication de la puce active ne fait pas partie des travaux de thèse présentés ici. Pour les lecteurs désireux d'en savoir plus sur les techniques de fabrication, la référence [146] peut être consultée.

### 2.2.1.1 Méthodes de dépôt des couches minces

Pour réaliser le dépôt des couches minces lors de la fabrication des puces, l'une des méthodes suivantes est utilisée. Nous rappelons ici brièvement les étapes réalisées pour chaque méthode, ainsi que l'intérêt de choisir chacune de ces méthodes.

- Épitaxie par jet moléculaire à source gazeuse (Gas source-MBE) :** La première étape de fabrication est la croissance des différentes couches d'alliages de matériaux semi-conducteurs cristallins par épitaxie. La méthode utilisée pour la première étape d'épitaxie est l'épitaxie par jets moléculaires. La méthode d'épitaxie par jet moléculaire est basée sur l'interaction de jets moléculaires avec un substrat chauffé (à 500°C) sous ultraviolet. Les jets moléculaires sont obtenus en chauffant des cellules contenant les matériaux III et V à l'état gazeux. Dans notre cas, le dopant P est le béryllium (Be) et le dopant N est le silicium (Si). La réalisation de ce dépôt sous ultraviolet est une condition importante puisqu'elle permet d'éviter la contamination de la plaque épitaxiée et réduit ainsi le taux d'impuretés. La croissance par GS-MBE est lente avec un taux de dépôt typique de <3000 nm/heure. Ceci permet de bien contrôler les épaisseurs des couches

déposées et la stœchiométrie des alliages utilisés (tels que le InGaAsP dans notre cas) et de réaliser de couches très minces avec des niveaux de dopage précis.

- **Épitaxie par dépôt chimique en phase vapeur MOVPE** : La croissance du matériau semi-isolant InP dopé Fer et celle des couches supérieures de contact est réalisée par épitaxie d'organométalliques en phase vapeur ou MOVPE. La MOVPE est une méthode de dépôt chimique en phase vapeur pour la croissance épitaxiale de semi-conducteurs, basée sur la réaction en surface de composés organiques ou organométalliques contenant les éléments chimiques requis. Un gaz vecteur contenant les éléments chimiques à déposer balaye la surface du substrat à haute température (600°C). La réaction entre les éléments chimiques avec le substrat chauffé permet le dépôt de couches. Dans notre cas, nous utilisons les éléments silicium (Si) et Zinc (Zn) pour un dopage N et P respectivement. Contrairement à la méthode GS-MBE, la croissance par MOVPE est beaucoup plus rapide, le vide nécessaire pour cette croissance est aussi moins important.

### 2.2.1.2 Procédé de fabrication de la structure verticale du R-SOA

La structure épitaxiale RSOA contient six puits quantiques en InGaAsP de 8 nm d'épaisseur et cinq couches de barrières de 10 nm d'épaisseur formant la région active et le cœur du guide d'onde, cette structure est placée au-dessus d'un substrat en InP. Le guide d'ondes a une largeur de 5  $\mu\text{m}$  et est basé sur une structure SIBH (*Semi Insulator Buried Heterostructure*).

Le processus de fabrication commence par l'étape de l'épitaxie. Le dépôt des couches en matériaux semi-conducteur est réalisé en utilisant la technologie de l'épitaxie par jets moléculaires à source gazeuse (GS-MBE « *Gas Source Molecular Beam Epitaxy* »), ce dépôt est réalisé sur un substrat en InP dopé N. Nous utilisons la méthode GS-MBE pour réaliser le dépôt de la semelle et les puits quantiques (avec les différentes couches puits et barrières). Une fois ce dépôt terminé et la qualité de l'épitaxie validée, nous passons à l'étape suivante : la gravure des guides d'onde.

La gravure des guides d'onde est réalisée en utilisant un masque en silice reproduisant le dessin de masque. Ce masque contient les différents dessins de composants que nous souhaitons tester. Pour nos SOA et R-SOA nous intégrons dans le masque des composants de différentes longueurs. Cette étape commence par un dépôt d'une couche en silice. Ensuite, nous inscrivons les motifs du masque par lithographie optique sur une résine photosensible. Le contenu du masque est ensuite transféré par gravure sur la couche silice. La couche de silice joue le rôle du masque pour définir l'épaisseur et la position du guide lors du procédé de gravure des guides. Ensuite, une reprise d'épitaxie SIBH est réalisée, la couche en InP dopé fer est déposée par MOVPE. Une fois la croissance de matériau isolant terminée, cette couche en silice est retirée. Ensuite, une reprise d'épitaxie permet de déposer la couche InP dopée P et les couches de contact. Ces étapes sont illustrées dans la Figure 30.

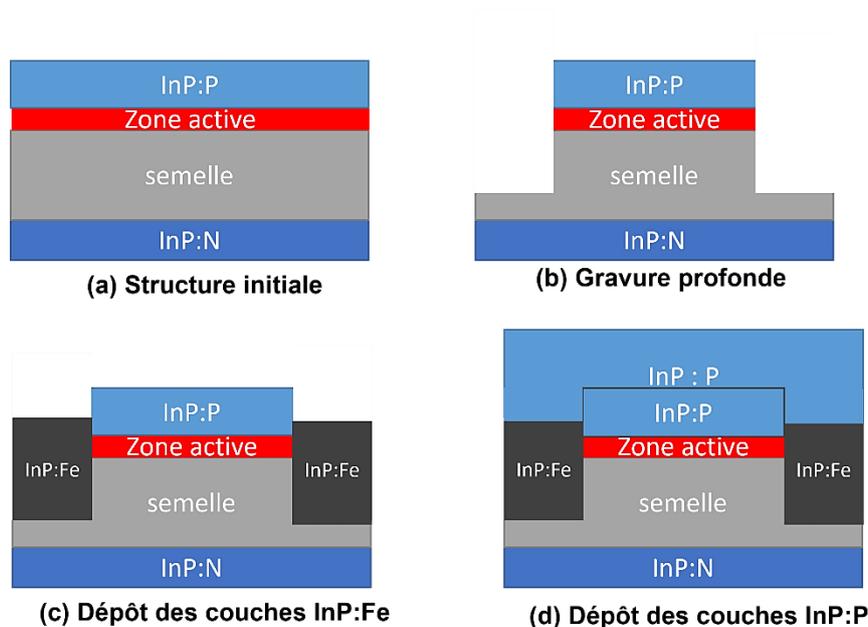


Figure 30 Les étapes de SIBH, après le dépôt de toutes les couches, le guide optique est gravé jusqu'à la semelle, et une couche en InP:Fe est déposée.

### 2.2.1.3 Contacte électriques et mise en embase

Une fois toutes les étapes de dépôt et gravure sont terminées, les électrodes sont définies et le guide optique est transféré sur une embase permettant de rajouter les contacts électriques entre le guide et les électrodes de l'embase.

- **Métallisation des faces avant et arrière** : Après la croissance des différentes couches ainsi que les étapes de SIBH. L'étape suivante consiste à rajouter une métallisation sur la face avant et les électrodes pour appliquer le courant de polarisation. Pour séparer les électrodes (pour chaque section), nous effectuons une dernière étape de lithographie, puis une étape de gravure ionique. La qualité de cette gravure est importante pour obtenir une meilleure isolation électrique entre les différentes électrodes. La dernière étape est d'amincir et polir le substrat, et de métalliser la face arrière également.
- **Mise en embase** : Une fois toutes les étapes de fabrication terminées, nous avons une plaque que nous clivons en barrettes, à l'aide d'une pointe en diamant. Nous traitons ensuite la facette avant avec un traitement AR (anti-réflexions) et la facette arrière avec un traitement HR (haute-réflexion). Le traitement AR est réalisé par un dépôt de  $TiO_2$  et  $SiO_2$ , dans notre cas, ce dépôt nous permet de minimiser le niveau de réflectivité en dessous de 5%. Pour le traitement HR, nous utilisons un dépôt en  $Al_2O_3/Si$ , pour une réflectivité  $>90\%$ . Les barrettes sont ensuite séparées en puces individuelles pour pouvoir les monter sur des embases en nitrure d'aluminium (AlN). Le substrat est soudé sur l'embase, et ensuite nous réalisons les contacts électriques entre les électrodes et l'embase par des fils d'or.

## 2.2.2 Caractéristiques statiques des R-SOA

Dans cette section, nous présentons les résultats des mesures caractéristiques des R-SOA utilisés dans nos cavités lasers. Pour caractériser un R-SOA nous mesurons le niveau de gain, la courbe de la puissance en fonction du courant, le spectre d'émission spontanée amplifiée, et le champ lointain. En mesurant ces caractéristiques nous pouvons nous assurer du bon fonctionnement du R-SOA, et vérifier que les performances visées lors de la phase de conception du composant sont obtenues.

Les figures suivantes montrent des photos du guide optique sur embase pour un R-SOA multi-section (Figure 31) et mono-section (Figure 32). Nous pouvons voir les fils électriques liant les électrodes de l'embase au guide. Nous pouvons aussi voir les deux sections du guide du R-SOA multi-section, chaque section est alimentée par des électrodes différentes pour pouvoir livrer le courant de polarisation pour la section DC, et le courant de modulation pour la section de modulation.

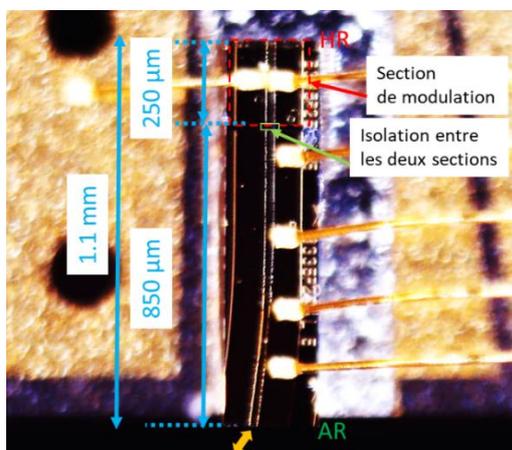


Figure 31 photo d'un guide R-SOA à double section : section de modulation avec  $L=250\mu\text{m}$  et une section DC avec  $L=850\mu\text{m}$ .

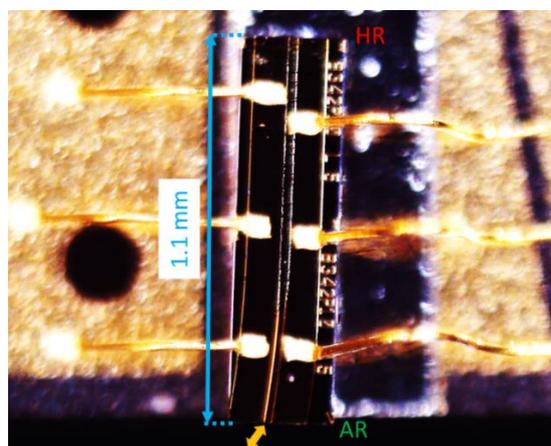


Figure 32 Photo d'un guide R-SOA mono-section de 1.1 mm de longueur.

Dans la suite de ce chapitre, nous verrons à travers les mesures réalisées, la différence entre ces deux R-SOA.

### 2.2.2.1 Spectre d'émission spontanée

La mesure du spectre d'émission spontanée correspond au spectre optique du signal en sortie d'un R-SOA polarisé. Ce spectre est mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre optique.

Le spectre résultant (Figure 33) montre la gamme d'émission du R-SOA en fonction de la longueur d'onde. Le maximum d'émission est centré autour de 1530 nm pour un courant de 400 mA (valeur du courant de polarisation typique utilisé en configuration laser). Le R-SOA fournit un spectre optique large bande, la bande passante optique du spectre mesuré à -3dB pour un courant de 400 mA est de  $\sim 58$  nm.

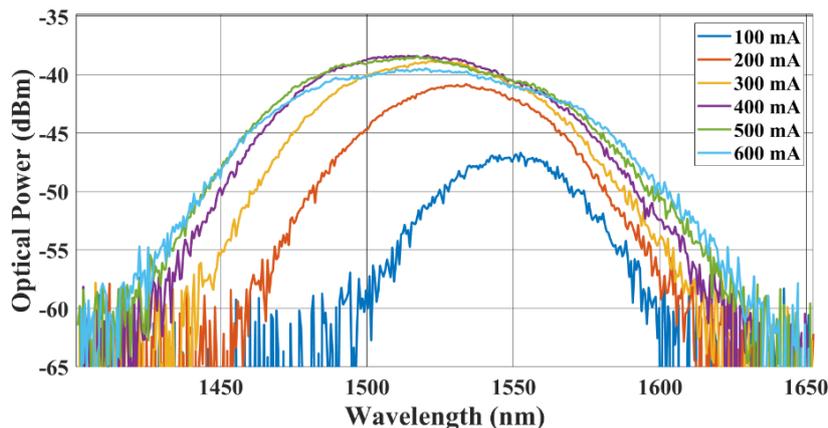


Figure 33 la réponse en ASE d'un R-SOA pour différentes valeurs du courant de polarisation entre 100mA et 600mA.

On considère que le spectre d'émission spontanée donne une bonne approximation à la fois de la position du maximum du gain et de la largeur à -3 dB de l'émission. Ceci a été vérifié par des mesures croisées de spectre de l'émission spontanée (ASE ou en anglais « amplified spontaneous emission ») et du spectre de gain sur des SOA similaires.

### 2.2.2.2 Mesure du gain

Pour mesurer le niveau de gain dans un R-SOA, nous injectons un laser continu à une puissance  $P_{in}$  dans le guide R-SOA à l'aide d'une fibre lentillée. Nous récoltons ensuite la puissance amplifiée en sortie du R-SOA  $P_{out}$ , que nous envoyons vers un puissance-mètre et un analyseur de spectre optique à l'aide d'un coupleur 50:50. Nous mesurons ainsi le niveau du gain correspondant au rapport entre le niveau de puissance amplifiée et le niveau de puissance d'entrée. L'utilisation de l'analyseur de spectre optique permet de s'affranchir de la contribution de l'émission spontanée à la puissance optique mesurée.

Notons qu'il est important de prendre en compte les pertes de couplage entre la fibre lentillée et la puce (en entrée et en sortie) ainsi que les pertes de propagation dans les fibres afin d'estimer les valeurs du gain correctement. Le gain mesuré  $G_{mesuré}$  est donné par le ratio de puissance en entrée  $P_{in}$  du R-SOA et la puissance amplifiée en sortie  $P_{out}$ , tel que :

$$G_{mesuré} = \frac{P_{in\ mesurée}}{P_{out}} \quad (2.13)$$

Avec,  $P_{in\ mesurée} = P_{in} - P_{pertes}$ , la puissance en entrée de la puce correspondante à la puissance en entrée moins les pertes de propagation dans les fibres et les pertes du couplage entre la fibre et la puce, avec  $P_{pertes} = P_{couplage} + P_{fibre}$ , où  $P_{couplage}$  les pertes de couplage entre la fibre en entrée et en sortie du R-SOA, et  $P_{fibre}$  les pertes dans la fibre.

La Figure 34 montre les résultats de la mesure de gain pour un R-SOA mono-section et un R-SOA multi-section. Pour ces mesures, la puissance en entrée  $P_{in}$  est de 0 dBm (1mW). Le choix d'une mesure avec une puissance en entrée à 0 dBm, ce qui est plutôt élevé pour caractériser un R-SOA, visait à se rapprocher des conditions du R-SOA dans la cavité de notre laser.

Nous remarquons l'effet de la saturation du gain à partir d'un courant de polarisation de 550 mA. Notons que le gain mesuré pour dans le R-SOA multi-section est plus important que celui

mesuré dans le R-SOA mono-section, ceci est dû à la valeur plus importante du courant total appliqué, puisque nous appliquons 600 mA à la section DC plus 50 mA à la section de modulation pour la polariser également.

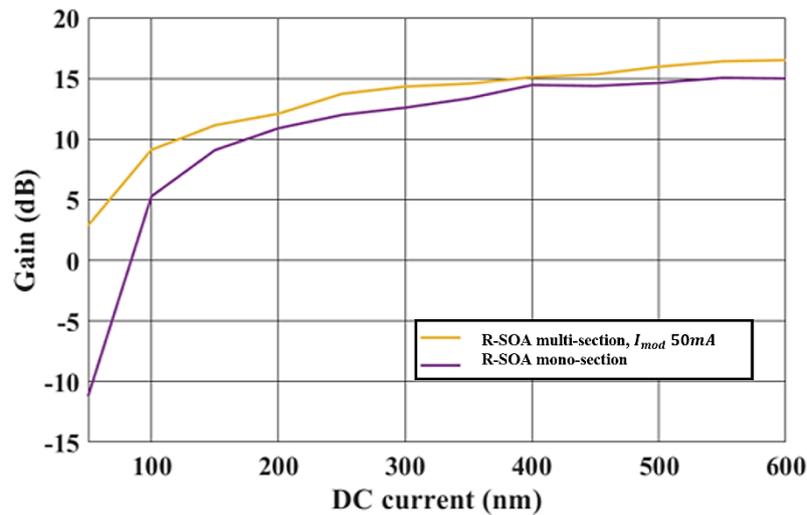


Figure 34 niveau du gain mesuré pour différentes valeurs du courant jusqu'à 600 mA pour un R-SOA mono-section et multi-section (pour un courant de modulation  $I_{mod}$  constant de 50mA).

Nous avons ensuite réalisé une étude du niveau de gain optique dans un R-SOA multi-section en fonction du courant de polarisation appliqué à la section DC en variant la valeur de courant appliqué à la section de modulation. La Figure 35 montre les résultats de ces mesures.

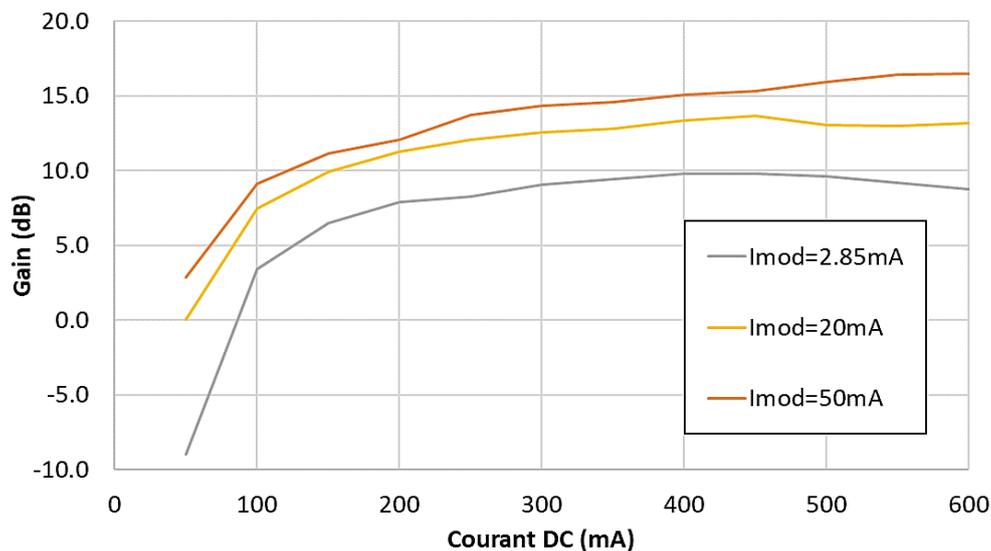


Figure 35 Mesures du niveau de gain en fonction du courant de polarisation DC appliqué pour différentes valeurs du courant  $I_{mod}$  appliqué à la section de modulation d'un R-SOA multi-section.

Nous remarquons qu'en augmentant la valeur du courant  $I_{mod}$  le niveau de gain maximal à 600 mA de courant de polarisation augmente. Nous notons une différence en niveau de gain à 600 mA de 10 dB entre le cas où nous appliquons un courant  $I_{mod}$  de 2.85 mA et le cas où nous appliquons un courant  $I_{mod}$  de 50 mA. Nous verrons dans la section 3 de ce chapitre que le choix de la valeur du courant de modulation dépend également de l'efficacité de modulation

souhaitée. Nous devons donc trouver un compromis entre le gain et l'efficacité de modulation pour atteindre les performances souhaitées.

### 2.2.2.3 Mesures du profil en champ lointain

À partir du profil de champ lointain mesuré, nous obtenons la valeur de la divergence du mode optique en sortie du guide R-SOA, cette valeur nous permet ensuite de calculer la taille du mode optique. La mesure du champ lointain est donc nécessaire pour vérifier que le mode du R-SOA est compatible avec le couplage vers la puce passive (comme nous le verrons dans le chapitre 3). Cette mesure nous permet également de vérifier que la divergence du mode simulée est proche de la valeur mesurée, validant ainsi nos résultats de simulation.

En considérant que le faisceau de sortie du guide optique est un faisceau gaussien à diffraction limitée, le demi-angle de la divergence à  $1/e^2$  est donné par :

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi n \omega_0} \quad (2.14)$$

Avec,  $\omega_0$  représente le « beam waist » (Figure 36), et  $n$  l'indice effectif. La taille du mode (MFD) est ensuite calculée à partir de la divergence comme suit :

$$MFD = 2 * \omega_0 = \frac{2\lambda}{\pi\theta n} \quad (2.15)$$

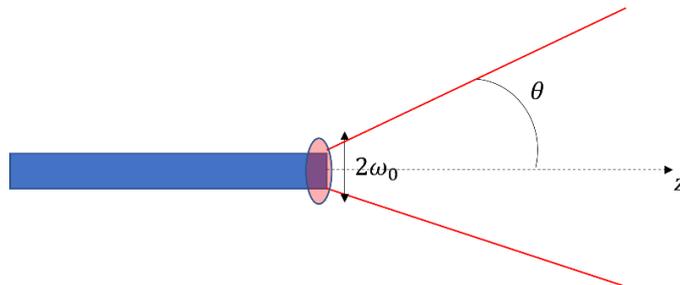


Figure 36 description des différents paramètres d'un faisceau en sortie d'un guide optique (en bleu), avec  $\theta$  la demi-angle de divergence,  $2*\omega_0$  est la taille du mode sans divergence.

Pour mesurer le champ lointain, nous polarisons le R-SOA (ici à 300 mA), puis nous mesurons la puissance avec une photodiode mobile en fonction de l'angle d'émission par rapport au plan de sortie du R-SOA. Ce système permet de mesurer la divergence verticale et horizontale. La Figure 37 montre les résultats de cette caractérisation. Nous mesurons une divergence de  $(13.5^\circ \times 16.6^\circ)$ , ce qui correspond à une taille du mode de  $(1.979 \times 1.01 \mu\text{m}^2)$ . L'asymétrie du profil du mode provient du virage et de l'angle d'inclinaison ( $7^\circ$ ) du guide par rapport à la facette de sortie.

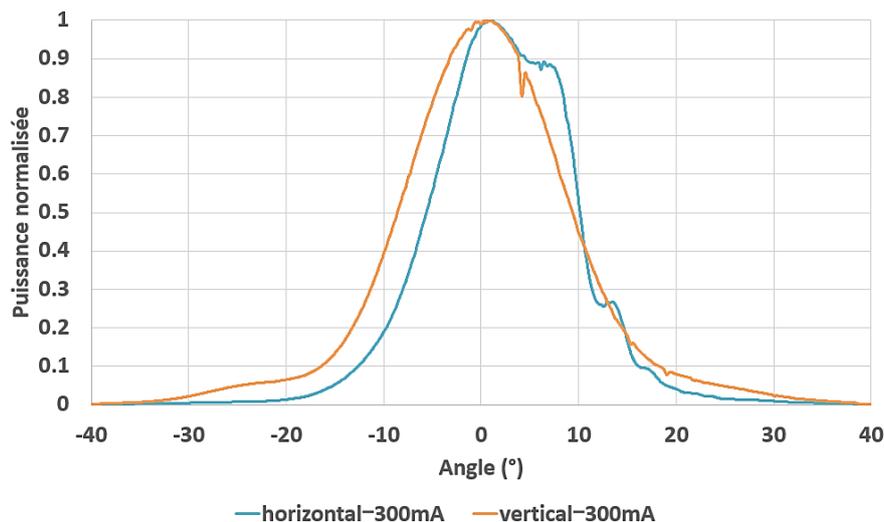


Figure 37 Mesures du champ lointain du R-SOA à l'aide d'une photodiode mobile permettant de mesurer le champ selon l'axe lent et l'axe rapide.

Cette mesure nous permet ensuite de dimensionner correctement le coupleur en entrée de la puce passive afin d'optimiser le couplage entre les deux puces.

## 2.3 Etude de la modulation directe dans un R-SOA

En plus de ses propriétés d'amplification, un R-SOA peut être utilisé pour la modulation directe (modulation électro-optique). Cette propriété est très importante pour nos lasers car les verrouillages de modes actif et harmonique nécessitent une modulation RF efficace. Dans cette section, nous introduisons les principes de la modulation directe à l'aide d'un R-SOA. La modulation d'un R-SOA est réalisée en appliquant un signal RF à la fréquence de modulation souhaitée, ainsi le courant d'injection est modulé à cette fréquence.

Nous rappelons les deux configurations du R-SOA que nous avons étudié afin d'optimiser l'efficacité de modulation de nos lasers :

- 1- R-SOA mono-section, pour lesquels l'alimentation continue en courant et la modulation RF sont appliqués sur la même électrode,
- 2- R-SOA bi-section pour lesquels le R-SOA est divisé en deux sections de guides d'onde alimentées en continu de manière séparée et pour lesquels la modulation RF est appliquée sur une seule des deux sections.

Comme nous l'avons évoqué dans la section 2 de ce chapitre, dans le cas du R-SOA mono-section, il n'y a pas de section de modulation dédiée. En appliquant le signal RF, nous modulons le courant d'injection appliqué au guide R-SOA tout entier et par conséquent le gain optique de tout le guide. En réduisant la longueur de la section auquel le signal RF est appliqué, nous devrions ajuster la puissance RF nécessaire pour atteindre un bon niveau d'efficacité de modulation. C'est cette hypothèse que nous avons évaluée avec des R-SOAs bi-section. Le dessin de R-SOA à double-section testé possède une section de modulation de 250  $\mu\text{m}$  de longueur et une section DC de 850  $\mu\text{m}$  pour une longueur totale de 1.1 mm. Le R-SOA mono-section a une longueur totale qui fait également 1.1 mm.

La mesure de la bande-passante de modulation nous permet de connaître la gamme de fréquences possible pour le verrouillage de modes actif harmonique et de comparer l'efficacité de modulation de nos deux différentes configurations. La mesure du gain de liaison au travers du paramètre  $S_{21}$  se réalise à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (« *Vector Network Analyzer* » (VNA)). Pour ces mesures nous injectons un signal laser dans le R-SOA d'une puissance optique de  $P_{in} = 0\text{dBm}$  à 1550 nm. Nous appliquons au R-SOA un signal RF de modulation généré par l'analyseur de réseau. Afin de pouvoir transmettre le signal RF nous utilisons une ligne de transmission RF coplanaire  $50\ \Omega$ . Nous détectons le signal réfléchi en sortie du R-SOA avec une photodiode et nous mesurons le signal électrique en sortie de la photodiode à l'aide du VNA pour obtenir la courbe du paramètre  $S_{21}$  en fonction de la fréquence de modulation. La Figure 38 montre le schéma du dispositif de mesures utilisé. Le même dispositif est utilisé pour des R-SOA mono section. Dans ce cas-là les signaux de modulation et d'alimentation sont appliqués sur la même électrode.

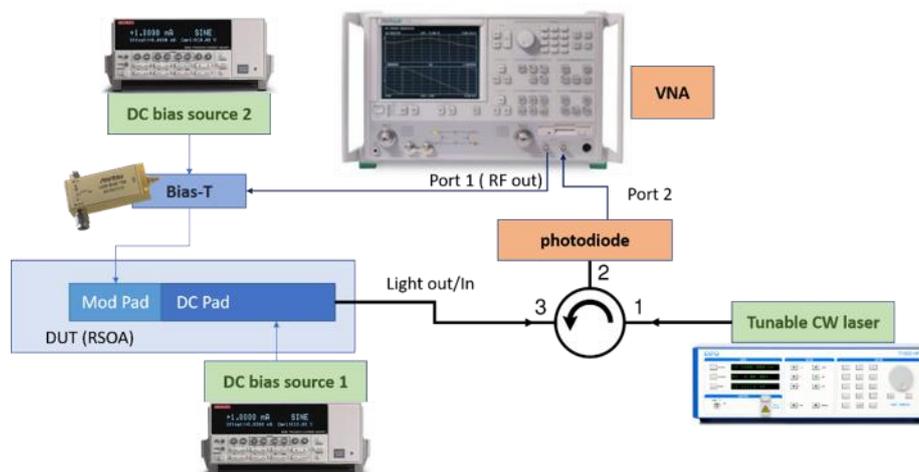


Figure 38 Technique de mesure de la bande passante de modulation d'un RSOA à l'aide d'un analyseur de réseau.

Pour cette mesure la puissance optique en sortie du R-SOA est atténuée afin d'éviter d'endommager la photodiode. Le photocourant de la photodiode est relevé pour chaque mesure. Avec la mesure du gain optique du R-SOA il est possible de retrouver le gain de liaison si toute la puissance de sortie était envoyée sur la photodiode. Le gain de la liaison corrigé devient :

$$S_{21_{dB,corr}} = S_{21_{dB,mesuré}} + 20 \times \text{Log}_{10}(I_{ph,theo}/I_{ph,mes}) \quad (2.16)$$

$$\text{Avec, } I_{ph,theo} = \eta_{Pd} \times P_{in,opt} \times 10^{\frac{G_{R-SOA}}{10}}.$$

Où  $I_{ph,theo}$  est le photocourant en milliampères sans atténuation,  $I_{ph,theo}$  est le photocourant en milliampères mesuré en sortie de la photodiode,  $G_{R-SOA}$  est le gain optique du R-SOA en dB,  $P_{in,opt}$  est la puissance optique en entrée exprimée en W,  $\eta_{Pd}$  est le rendement de la photodiode exprimé en A/W.

Pour le R-SOA bi-section, différents courants de polarisation sont appliqués à la section de modulation : 2.85, 20 et 50 mA ; et le courant sur la section non-modulé est de 600 mA. Les gains optiques mesurés pour un courant  $I_{DC}$  de 600 mA sont respectivement de 8.8, 13.2 et 16.5 dB pour des courants  $I_{Mod}$  de 2.85, 20 et 50 mA. Pour le R-SOA mono-section utilisé, le gain

mesuré pour un courant  $I_{DC}$  de 600 mA est de 15 dB (voir paragraphe sur la mesure du gain optique). Le choix de 2.85 mA pour la plus faible valeur de courant correspond à un courant pour lequel l'analyseur de réseau pourra « éteindre » le R-SOA durant une partie de la période du signal RF qui s'élève à -7 dBm.

Figure 39 présente la comparaison des mesures du gain de liaison en fonction de la fréquence de modulation pour les deux types de R-SOA et pour différentes valeurs de courant avec une puissance en entrée de 0 dBm.

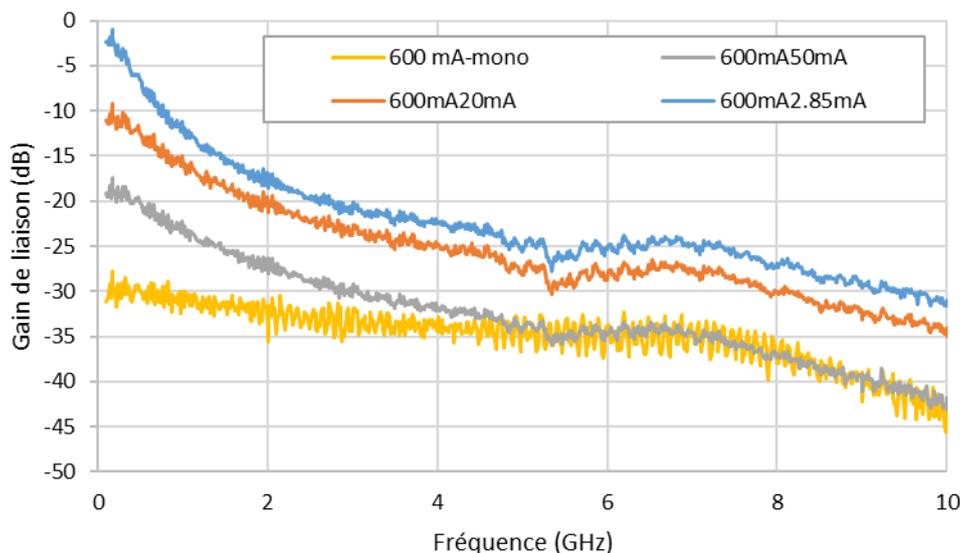


Figure 39 Mesure du gain de liaison avec pour un R-SOA directement modulé, avec une puissance optique en entrée de 0 dBm pour les deux configurations : mono-section et bi-section. Le courant DC appliqué est d'une valeur constante de 600 mA.

Concernant les R-SOA bi-section, on remarque que plus le courant  $I_{mod}$  augmente, plus le niveau du paramètre S21 diminue (et donc la transmission de la puissance RF est faible). On obtient cette augmentation du gain de liaison alors que le gain optique du R-SOA diminue pour passer de 16.5 à 8.8 dB. En effet pour le même niveau de puissance RF, la réduction de la densité de courant dans la section de modulation mène à une meilleure extinction de ce pompage électrique avec le signal RF. Si on compare le gain de liaison entre le R-SOA mono-section polarisé à 600 mA et le R-SOA multi-section polarisé à 600 mA plus 50 mA (de courant de modulation), on observe que le gain de liaison est amélioré dans la bande 0.1 à 5 GHz.

À partir de ces résultats de mesures, nous remarquons que la valeur du courant de modulation exerce une influence directe sur l'efficacité de modulation obtenue. Il est donc nécessaire de faire un compromis lors du choix de cette valeur pour que le niveau de transmission de puissance RF et le niveau de gain optique permettent à la fois d'obtenir une bonne efficacité de modulation électro-optique et un niveau de puissance optique suffisant dans la cavité pour assurer les performances lasers et de verrouillage de modes souhaitées en régimes actif.

Ces mesures confirment l'hypothèse qu'un R-SOA multi-section à section de modulation dédiée permet d'améliorer significativement l'efficacité de modulation. Cette amélioration est au moins de 11 dB sur toute la bande de 0.1 à 10 GHz et peut même être de plus de 25 dB à basse fréquence (< 300 MHz). De plus, comme nous l'avons mentionné précédemment la longueur de la section modulée a un effet direct sur les performances de la modulation du R-

SOA. Pour obtenir une modulation effective d'un R-SOA mono-section, nous devons alors appliquer une puissance RF plus importante. Il est possible aussi de réduire le courant de polarisation. Mais ceci réduit le gain optique et aura un impact négatif sur les performances de nos lasers.

- **Modélisation de la réponse en modulation du R-SOA**

Dans cette section nous nous basons sur les résultats des travaux de thèse de Pham [146] pour démontrer que la fonction de transfert d'un SOA directement modulé est donnée par l'expression d'un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est inversement proportionnelle à la durée de vie des porteurs dans la section modulée  $\tau_{EO}$ .

La fonction de transfert de la transmission de la puissance RF dans la section de modulation est donnée par l'expression suivante qui correspond à celle d'un filtre passe-bas :

$$S21_{EO}(j\omega) = G_{opt} \frac{P_{in1}}{P_{sat,1}} \cdot \frac{h\nu}{q\eta_{EO}} \cdot \frac{1}{1+j\omega\tau_{EO}} \quad (2.17)$$

Avec,  $\eta_{EO}$  l'efficacité électro-optique,  $P_{in1}$  la puissance en entrée de la section 1,  $P_{sat,1}$  la puissance de saturation de la section 1, et  $G_{opt}$  le gain dans la section 1.

La fonction de transfert de la 2<sup>e</sup> section (section DC), dépend de la saturation du gain, le gain diminue lorsque la puissance optique augmente (au-delà de la valeur du courant de saturation  $I_{sat}$ ). Lorsque la fréquence de modulation est inférieure à l'inverse de la durée de vie des photons, le gain est modulé et les faibles puissances ont un gain plus élevé par rapport aux fortes puissances réduisant ainsi la profondeur de modulation. Pour des fréquences de modulation élevées, le gain n'est pas modulé puisque la fréquence de modulation est plus grande que l'inverse du temps de vie des porteurs et la densité des porteurs ne change pas quel que soit le niveau de puissance. Donc, les fortes et faibles puissances voient le même niveau de gain et la même efficacité de modulation. Dans ce cas, la réponse en modulation prend la forme d'un filtre passe-haut avec deux fréquences de coupure, inversement proportionnelles au temps de vie des porteurs dans la section DC  $\tau_{opt}$ , et inversement proportionnelles à  $\tau_{opt}(1 + \frac{P_{in}}{P_{sat}})$  dans la section de modulation.

La fonction de transfert optique est alors donnée par :

$$S21_{opt}(j\omega) = G_{opt} \cdot \frac{1+j\omega\tau_{opt}(1+\frac{P_{in,2}}{P_{sat,2}})}{1+j\omega\tau_{opt}} \quad (2.18)$$

Avec,  $\eta_{EO}$  l'efficacité électro-optique,  $P_{in2}$  la puissance en entrée de la section 2,  $P_{sat,2}$  la puissance de saturation de la section 2.

La fonction de transfert totale du R-SOA est donnée par le produit  $|S21_{EO}(j\omega)|^2 * |S21_{opt}(j\omega)|^2$ , tel que :

$$S21_{tot}(j\omega) = G_{opt}^4 \cdot \left[ \frac{P_{in1}}{P_{sat,in1}} \cdot \frac{h\nu}{q\eta_{EO}} \cdot \frac{1+j\omega\tau_{opt}(1+\frac{P_{in2}}{P_{sat,in2}})}{(1+j\omega\tau_{opt})(1+j\omega\tau_{EO})} \right]^2 \quad (2.19)$$

Nous déduisons donc, la réponse en modulation du R-SOA, et des amplificateurs à semi-conducteur (et donc leur bande-passante) qui dépend du temps de vie de porteurs dans chaque

section. Théoriquement, en diminuant le temps de vie des porteurs, nous pouvons augmenter la bande passante de modulation.

En conclusion, la réponse en modulation d'un amplificateur à semi-conducteur prend la forme d'un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure dépend du temps de vie des porteurs dans la section de modulation et la section de gain. Nous avons pu valider que l'usage d'un R-SOA bi-section permet d'augmenter l'efficacité de modulation dans le R-SOA. Nous utilisons donc ce type de R-SOA dans nos lasers à verrouillage de modes actif et actif harmonique. Les résultats des performances lasers sous ces régimes seront démontrés dans le chapitre 4. Nous incluons également une comparaison avec les performances atteintes avec un R-SOA mono-section afin de démontrer l'impact de l'efficacité de modulation sur ce type de verrouillage de modes.

## 2.4 Les effets non-linéaires dans un R-SOA

Comme on l'a vu dans le chapitre 1, les effets non-linéaires dans le R-SOA influencent de façon importante le verrouillage de modes, en particulier le mélange à quatre-ondes. Grâce à cet effet, le battement entre deux modes dans un milieu non-linéaire permet de générer des modes secondaires. C'est aussi grâce à cette effet (en plus du verrouillage par injection) que nous pouvons obtenir un spectre verrouillé passivement sans utiliser un absorbant saturable (voir chapitre 1). Cependant, ces effets non-linéaires s'accompagnent d'effets sur la phase qui sont sources de dispersion dans le R-SOA. Afin de mieux comprendre les conséquences des effets non-linéaires, nous avons réalisé des mesures pour quantifier l'efficacité du mélange à quatre-ondes dans nos R-SOA. Nous avons aussi étudié les effets dispersifs et leur impact potentiel sur les performances de notre laser à verrouillage de modes.

### 2.4.1 Le mélange à quatre-ondes dans un R-SOA

Pour évaluer les performances du mélange à quatre ondes dans notre laser, nous allons introduire l'effet du mélange à quatre ondes dans un milieu amplificateur à semi-conducteur. Le mélange à quatre ondes est une interaction non linéaire qui se produit en présence de plusieurs ondes à différentes longueurs d'onde dans un milieu, entraînant la génération de nouvelles fréquences. Comme nous l'avons vu précédemment, lorsque deux ou trois ondes sous accord de phase et de fréquences  $f_1, f_2$  et  $f_3$  interagissent dans un milieu non-linéaire, des ondes de fréquences  $f_1 \pm f_2 \pm f_3$  sont produites. Dans le cas du cas particulier du mélange à quatre ondes dégénéré ( $f_1 = f_3 \neq f_2$ ), une longueur d'onde génère deux signaux conjugués. Leurs fréquences correspondent à la différence ou la somme des fréquences  $f_1$  et  $f_2$  respectivement tel que :  $f_3 = f_1 - f_2$  et  $f_4 = f_1 + f_2$ . Les fréquences  $f_1$  et  $f_2$  sont dits de « signal » et de « pompe ».

La dynamique des effets non linéaires dans les amplificateurs à semi-conducteurs est un élément important pour la compréhension des phénomènes impliqués dans le verrouillage de modes dans nos lasers. En particulier le retard de phase généré par ces effets non linéaires mérite d'être considéré. Le retard de phase a été largement étudié dans le contexte de la génération de lumière lente et rapide [147]–[150]. Cet effet est utile pour plusieurs applications dans le domaine des télécommunications comme : la synchronisation optique, le multiplexage, le stockage, et les

portes logiques. Le mélange à quatre ondes suscite un intérêt particulier en tant qu'outils pour la conversion de fréquence. Notre étude se focalise uniquement sur l'efficacité du mélange à quatre ondes dans un R-SOA ainsi que le retard de phase résultant. Nous sommes intéressés par l'évaluation de ces deux effets car l'efficacité du mélange à quatre ondes et le retard de phase qui influe sur la dispersion vont avoir un impact sur la qualité de notre verrouillage de modes. Afin de mieux comprendre l'origine de ces effets nous nous intéressons à l'étude de l'oscillation cohérente de population (« Coherent Population Oscillation » (CPO)). Cette étude nous donnera une idée des phénomènes derrière le retard de phase dans un R-SOA. La partie théorique est basée sur les travaux de Agrawal [151].

#### 2.4.1.1 Effet de l'oscillation cohérence de population

L'oscillation cohérente de la population dite « *Coherent Population Oscillation* » (CPO) est un phénomène où le battement entre deux faisceaux lasers (ou un laser monomode modulé avec des bandes latérales) entraîne l'oscillation de la densité des porteurs dans le semi-conducteur. Considérons deux lasers dont les fréquences d'émission sont  $\omega_1$  et  $\omega_2$ , avec une différence de fréquence  $\Omega = \omega_1 - \omega_2$  appelée désaccord (dit « *detuning* »). Lorsque le battement entre ces deux faisceaux lasers se propage à l'intérieur du guide d'onde R-SOA, et si le désaccord est inférieur à l'inverse de la durée de vie du porteur ( $\Omega\tau \ll 1$ ), alors l'inversion de population est modulée en opposition de phase par rapport à l'intensité optique incidente à la fréquence  $\Omega$  à cause de la consommation des porteurs associées à l'émission stimulée (Figure 40).

Cette modulation de porteurs implique une modulation du gain à cette même fréquence  $\Omega$  [152]. Par conséquent, la puissance optique en sortie se trouve modulée à la fréquence  $\Omega$  également. C'est grâce à ce phénomène que le mélange à quatre ondes est possible, l'oscillation cohérente de la population est liée directement au mélange à quatre ondes puisque ce dernier provoque une interaction entre les composants fréquentiels se propageant dans un milieu non-linéaire. La phase relative des raies issues du mélange à quatre ondes qui résulte des différents phénomènes mis en jeu dans ce processus et donnera une dispersion de phase qui est exploitée pour la génération de lumière lente et rapide. Cette dispersion de phase pourrait être estimée par des mesures du déphasage dans le R-SOA en fonction de la fréquence, nous partageons les résultats de ces mesures dans la suite de cette section.

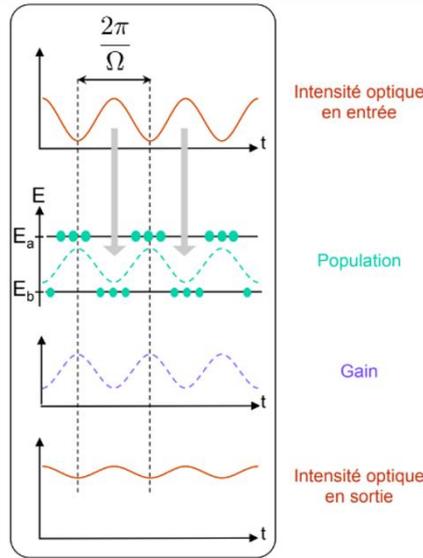


Figure 40 Effet de l'oscillation des porteurs sur le gain et la puissance optique en sortie (figure extraite de la thèse de P. Berger [153])

Pour mieux expliquer le phénomène de l'oscillation cohérente de population nous nous basons sur le modèle développé par Agrawal [65], [151], [154]. Considérons une pompe, une sonde et une onde conjuguée se propageant co-linéairement l'une à l'autre dans un milieu aux propriétés optiques non-linéaires. En supposant que le guide d'onde ne propage que le mode TE fondamental, et que les champs restent tous linéairement polarisés pendant leur interaction, le champ total intracavité est donné par :

$$E(x, y, z, t) = E(x, y) \sum_j E_j(z) \exp(-2\pi f_j t) \quad (2.20)$$

Avec,  $j=0,1,2$  pour la pompe, la sonde et l'onde conjuguée respectivement, et  $f_j$  les fréquences du champ. La polarisation induite (liée à la susceptibilité des transitions interbandes [151], [155]) est donnée par l'expression suivante :

$$P = \epsilon_0 \chi(N) E \text{ or } \chi(N) = -\frac{nc}{\omega_0} (\alpha + i) g(N) \quad (2.21)$$

Cette expression est valable dans le cas d'un désaccord en fréquence  $\Omega = \omega_1 - \omega_0$  respectant la condition suivante :  $\Omega \tau_s \leq 1$ . Ici,  $\chi(N)$  est la susceptibilité optique, et  $\alpha$  est le facteur de Henry.

La polarisation non-linéaire  $P_1$  à la fréquence de la pompe est donnée par :

$$P_1 = \epsilon_0 (\chi_{pompe} E_1 + \chi_{FWM} E_2^*) \quad (2.22)$$

Or,  $\chi_p$  est la susceptibilité non-linéaire de la pompe, et  $\chi_{FWM}$  est la susceptibilité non-linéaire liée au mélange à quatre-ondes. De l'expression de la susceptibilité de la sonde, nous déduisons que le gain vu par la sonde dépend de la valeur  $\Omega$ , puisqu'il est augmenté pour un désaccord  $< 0$  et réduit pour un désaccord  $> 0$ . L'asymétrie du gain par rapport au désaccord s'explique par le fait qu'un changement de la densité de porteurs affecte à la fois le gain et l'indice de réfraction de la région active. L'oscillation de la population crée donc ce que nous appelons un réseau de gain et d'indice et la contribution de ces réseaux dépend de la valeur du facteur de Henry [[154], [156], [157]].

La susceptibilité non-linéaire de la sonde décrit le phénomène de couplage-gain indice induit par l'oscillation de la densité des porteurs, ce phénomène est décrit par le facteur d'Henry, tel que :

$$\alpha = -\frac{2\omega_0}{c} \frac{\frac{\delta\Delta n}{\delta N}}{\frac{\delta g}{\delta N}} \quad (2.23)$$

Où,  $N$  est la densité de porteurs et  $n$  est l'indice de réfraction. Ce facteur a été défini par Henry en 1982 pour expliquer l'élargissement de la largeur de raie laser de  $(1+\alpha^2)$  par rapport à la valeur définie précédemment par Shawlow-Townes. Le niveau de changement d'indice dans les matériaux semi-conducteurs est lié aux valeurs élevées de facteur de Henry qu'ils présentent. La variation d'indice de réfraction dans les semi-conducteurs due à l'oscillation de la densité de porteurs induit une dispersion de phase, cette dispersion est plus importante pour des valeurs de  $\alpha$  élevées.

Ici nous nous intéressons particulièrement au terme de la susceptibilité liée à l'effet du mélange à quatre-ondes. Ce terme implique que l'oscillation cohérente de la population est également responsable du mélange à quatre-ondes. Le battement des deux ondes module la densité et la distribution des porteurs dans le milieu actif, générant ainsi des réseaux dynamiques d'indice et de gain. L'interaction des ondes injectées avec ces réseaux mène à de nouvelles composantes de fréquence, les signaux résultants du mélange à quatre-ondes, qui peuvent être observées dans le spectre de sortie du SOA. L'intensité du réseau de gain est influencée par la puissance optique d'entrée (contrôle de l'intensité optique), la fréquence de modulation, la durée de vie des porteurs (désaccord de fréquence), le gain modal (contrôle de la polarisation électrique/du courant). Tandis que, l'intensité du réseau d'indice de réfraction est quantifiée par le facteur de Henry  $\alpha$ .

La dynamique de gain non linéaire dans le R-SOA, responsable de l'effet du mélange à quatre ondes, est basée sur les effets inter-bande et intra-bande. La transition inter-bande correspond à la transition entre la bande de conduction et la bande de valence, tandis que la transition intra-bande est liée à la diffusion des porteurs au sein de la même bande.

L'effet de transitions inter-bande modifie la densité de porteurs en raison de l'épuisement des porteurs causé par l'émission stimulée, cet effet est appelé pulsation de la densité des porteurs (CDP). La transition intra-bande a deux conséquences :

- Spectral Hole Burning (SHB), où l'émission stimulée brûle un trou dans la distribution des porteurs, le temps caractéristique de ce phénomène est égal au temps de diffusion des porteurs (typiquement quelques centaines de femto secondes).
- Carrier Heating (CH), où les porteurs libres à faible niveau d'énergie sont éliminés par l'émission stimulée ou transférés à des niveaux plus élevés en raison de l'absorption des porteurs libres.

Les effets d'oscillation de la densité de porteurs, du carrier heating et du spectrale hole burning sont tous à l'origine de l'effet du mélange à quatre ondes dans les milieux non linéaires. La susceptibilité  $\chi_{FWM}$  est exprimée comme la somme des contributions de ces trois effets [158]. Dans nos R-SOA les effets SHB et CH sont peu présents, le mélange à quatre-ondes est donc dû principalement à l'oscillation de la densité de porteurs.

Les notions théoriques expliquant l'origine du phénomène du mélange à quatre-ondes permettent de mieux interpréter les résultats des mesures sur l'efficacité de modulation mais également de comprendre le lien entre la présence des effets non-linéaires et la dispersion de phase résultante que nous discuterons plus en détails dans la suite de cette section.

#### 2.4.1.2 Mesures de l'efficacité du mélange à quatre-ondes dans un R-SOA

Pour évaluer l'efficacité du mélange à quatre ondes dans un R-SOA, nous avons effectué des mesures inspirées des travaux de Mork et al [158]. Nous avons utilisé deux lasers monomodes : un DBR et un laser DFB accordable avec des fréquences  $f_1$  et  $f_2$  respectivement. L'accordabilité du laser DFB nous permet de contrôler la différence de longueur d'onde avec celle du DBR (tel que le désaccord soit :  $\Omega = f_1 - f_2$ ) afin de modifier l'intervalle spectral libre (ISL) du spectre généré par le mélange à quatre ondes. Nous utilisons un coupleur 50:50 pour combiner l'émission des deux lasers, comme montré sur la Figure 41. Le battement entre les deux lasers permet la génération des signaux conjugués par mélange à quatre-ondes.

Nous amplifions le signal de battement en utilisant un EDFA. Nous injectons ensuite le signal dans le R-SOA à l'aide d'une fibre lentillée en passant par un circulateur optique. Nous avons utilisé un atténuateur optique afin de contrôler la puissance en entrée du R-SOA. Le signal de sortie collecté par la même fibre lentillée est envoyé vers un analyseur de spectre électrique pour contrôler la valeur du désaccord, et vers un analyseur de spectre optique (OSA) afin de mesurer les niveaux de puissances optiques des différents signaux qui traduisent l'efficacité du mélange à quatre-ondes. Cette efficacité est donnée par le rapport entre le niveau de puissance du signal généré par le mélange à quatre ondes et celui de la pompe en entrée, tel que :

$$\eta_{FWM} = P_{signal}/P_{pompe} \quad (2.24)$$

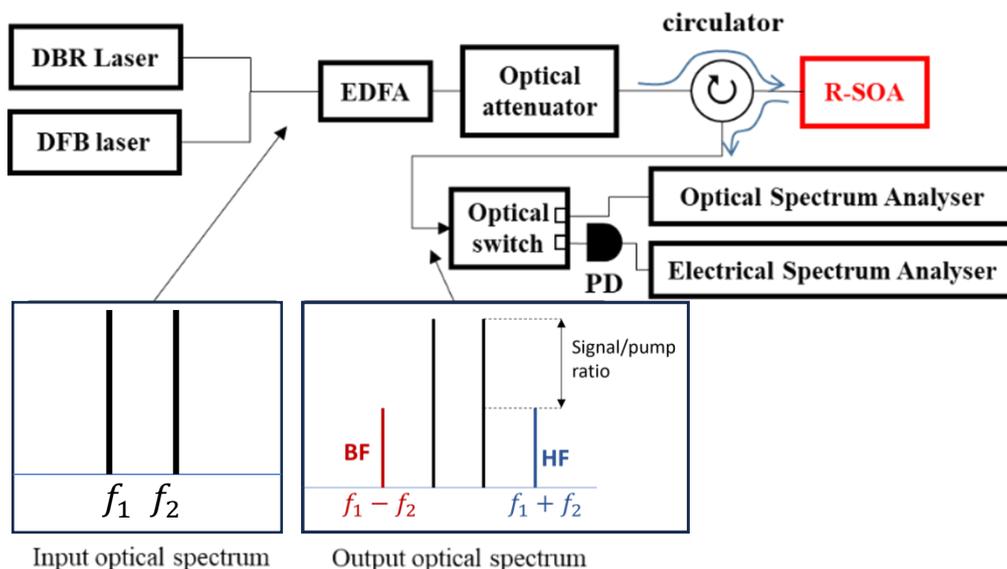


Figure 41 description de la méthode utilisée pour mesurer l'efficacité de FWM.

Les résultats de ces mesures sont présentés dans la Figure 42. Nous avons effectué cette mesure pour des valeurs de puissance du signal en entrée  $P_{in}$  comprises entre -10 dBm et 0 dBm de sorte que le R-SOA fonctionne dans différents régimes de saturation. Nous avons ensuite mesuré le rapport entre le signal généré par le mélange à quatre ondes de chaque côté basse-fréquence (BF) et haute-fréquence (HF) respectivement, et le signal de pompe.

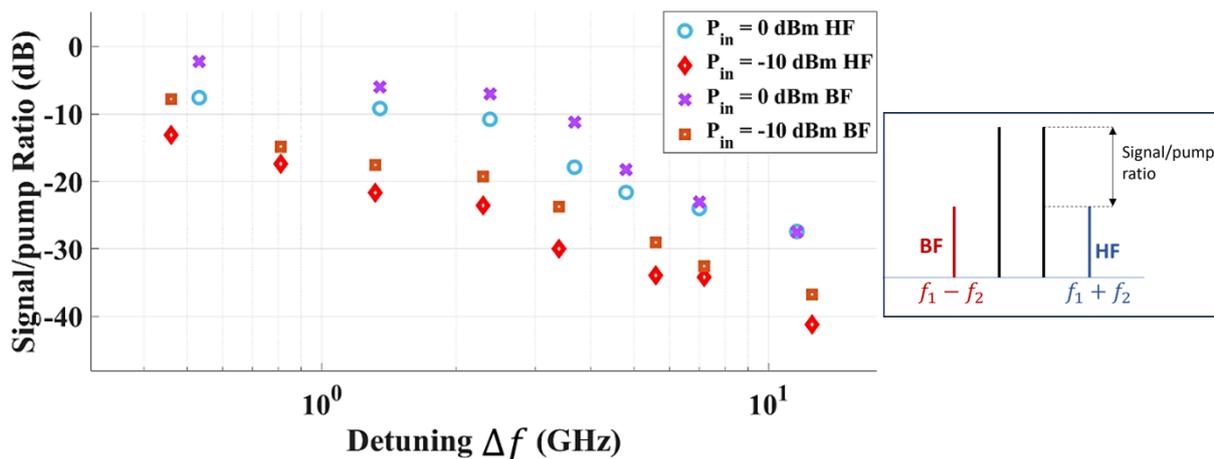


Figure 42 Résultats des mesures de l'efficacité du mélange à quatre-ondes pour différentes valeurs de puissance en entrée du R-SOA. Les points **bleu et violet** correspondent aux mesures réalisées avec un R-SOA **multi-section** tandis que les points **orange et rouge** correspondent aux mesures réalisées avec un R-SOA **mono-section**.

D'après les mesures de la Figure 42, nous remarquons que l'effet du mélange à quatre ondes dans la puce active est plus important à basse fréquence qu'à haute fréquence. Par exemple, la différence entre l'efficacité à 360 MHz et à 3,6 GHz est de 20 dB en moyenne. Notons que la différence de niveau de puissance entre le signal généré du côté basse et haute fréquence est due à la dépendance de la FWM au gain. Le modèle théorique décrivant la dépendance de l'efficacité du mélange à quatre-ondes avec le gain est connu sous le nom de  $G^3$ . La solution analytique de ce modèle prédit une dépendance cubique de l'efficacité  $\eta_{FWM}$  sur le gain  $G$  [151], [158].

$$\eta_{FWM} = \frac{1}{4} G_s (G_p - 1)^2 P_p^2(0) \left| \sum \frac{1-\alpha_j}{P_{sat_j}} h_j(\Delta f) \right|^2 \quad (2.25)$$

Où,  $G_s$  et  $G_p$  sont les gains du signal et de la pompe respectivement, et  $j=CH$  (carrier heating), ou SHB (side hole burning). La dépendance en  $G^3$  est déduit en négligeant la dépendance spectrale du gain tel que :  $G_s = G_p = G$ . Les résultats numériques de ce modèle correspondent bien aux résultats de mesures comme démontré dans les travaux de [158].

D'après ces résultats, nous remarquons que le phénomène de mélange à quatre-ondes est plus efficace pour le verrouillage de modes actif à 360 MHz que pour le verrouillage de modes harmonique à 3,6 GHz. Nous nous attendons également à ce que la dispersion non-linéaire introduite par les effets non-linéaires soit plus importante au taux de répétition fondamental du laser.

## 2.4.2 La dispersion dans un amplificateur à semiconducteur

Comme nous l'avons mentionné précédemment, la variation d'indice causée par l'oscillation des porteurs dans un milieu à semi-conducteur induit une dispersion de phase. Pour remonter à une estimation de la dispersion induite par les effets non-linéaires dans ce milieu, nous pouvons effectuer une mesure du déphasage résultant de la propagation d'une onde modulée dans un R-SOA. Les valeurs du déphasage  $\Delta\phi$  mesurées permettront d'obtenir une estimation du retard de la vitesse de groupe et ainsi de la dispersion.

Pour réaliser cette mesure un signal optique modulé par un modulateur (Mach-Zehnder par exemple) est injecté dans le R-SOA (ou SOA). Nous récoltons ensuite le signal en sortie du R-SOA que nous envoyons vers un oscilloscope. En comparant le signal modulé injecté (référence) à celui en sortie du R-SOA nous obtenons la valeur du déphasage temporel induit par la propagation dans le milieu semi-conducteur (Figure 43).

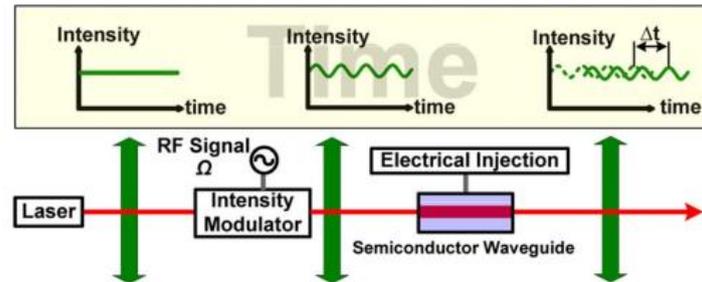


Figure 43 Méthode pour mesurer la dispersion dans un semi-conducteur (R-SOA dans notre cas). Cette figure est extraite de l'article [150] par Sales et al.

Pour étudier ce déphasage, nous nous appuyons sur les résultats des travaux de Sales [150] et de la thèse de Perrine Berger [153].

Dans le domaine des fréquences, lorsqu'un laser à onde continue de fréquence  $\omega_0$  est modulé à une fréquence  $\Omega$ , la réponse fréquentielle est composée d'une fréquence porteuse à  $\omega_0$  et de deux bandes latérales, respectivement décalée vers le rouge ( $\omega_0 - \Omega$ ) et décalée vers le bleu ( $\omega_0 + \Omega$ ). Comme nous l'avons vu dans la section précédente, en raison de la modulation de la densité des porteurs, le gain et l'indice de réfraction du milieu semi-conducteur sont également modulés, ce qui entraîne la génération de bandes latérales dues à la diffusion de la pompe par les réseaux de gain et d'indice. Ainsi, après la propagation dans le guide d'onde semi-conducteur, le signal accumulera un retard (ou avance) temporel  $\Delta t$  (d'où la notion de lumière lente ou rapide). Ce retard correspond à un déphasage  $\Delta t \Omega$ .

Le déphasage obtenu dépend de la puissance optique en entrée, de la puissance de saturation de l'amplificateur à semi-conducteur, du gain, et du temps de vie des porteurs, comme le montre l'expression suivante (pour un guide de longueur  $L$ ):

$$\Delta\phi = -\arctan \left\{ \frac{\Omega\tau_s \left( \frac{P(L)}{P(0)} + 1 \right) * P(0) / P_{sat}}{1 + (\Omega\tau_s)^2 + \left( \frac{P(L)}{P(0)} + 1 \right) * P(0) / P_{sat} + \left( \frac{P(L)}{P(0)} + 1 \right) \left( \frac{P(0)}{P_{sat}} \right)^2} \right\} \quad (2.26)$$

Où,  $\Omega$  est la fréquence de modulation,  $\tau_s$  est le temps de vie des porteurs,  $P(0)$  est la puissance de la pompe injectée et  $P(L)$  la puissance à  $z=L$ , et  $P_{sat}$  est la puissance de saturation (liée à la valeur de la saturation du gain comme discuté dans la section 1.1). Pour plus de détails concernant la démonstration de cette expression, vous pouvez consulter la référence [153].

Des mesures de phase réalisées par Perrine Berger dans le cadre de sa thèse à Thales Research & Technology ont montré comment ces effets dispersifs évoluaient en fonction du courant d'alimentation du laser Figure 44. Nous n'avons pas eu le temps de mener des mesures similaires sur les R-SOA utilisés dans nos lasers.

La Figure 44 présente les résultats des mesures sur la variation du déphasage obtenu sur un signal modulé en amplitude après son passage dans un SOA pour différents courants d'alimentation du SOA et pour différentes puissances de sortie. On observe que plus le courant d'alimentation du SOA est élevé, plus le déphasage observé est fort. On observe également que plus la puissance optique du signal injecté est élevée, plus le déphasage est fort. Des résultats similaires ont été obtenus avec des signaux à fort et faible taux de modulation.

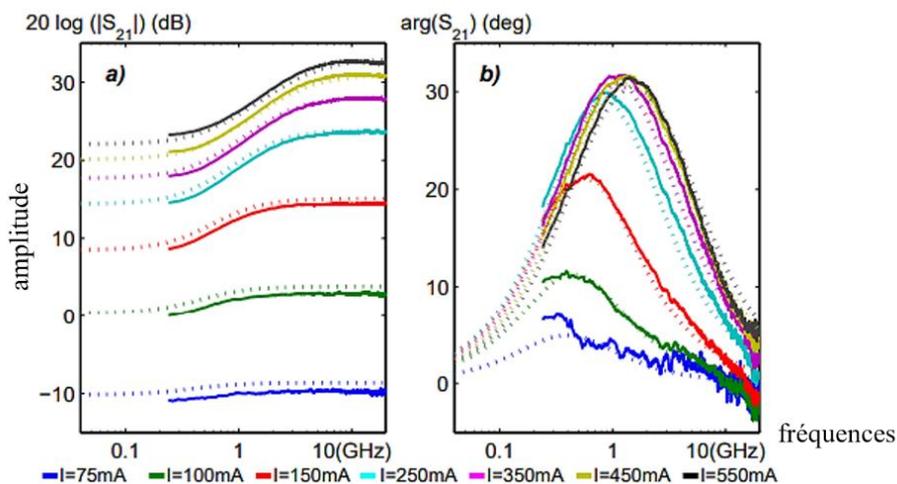


Figure 44 Résultats de mesures sur le déphasage et comparaison avec les résultats théoriques (trait en pointillés) obtenu pour un SOA pour différentes valeurs du courant d'injection. Cette figure est extraite de l'article [159] par P. Berger et al.

On s'attend donc à ce que dans nos R-SOA utilisés dans une cavité laser, avec de fortes puissances optiques, et avec de forts courants d'alimentation, présentent le même comportement.

- **Mesure de la dispersion d'indice linéaire :**

Dans le paragraphe précédent nous avons présenté comment les effets non-linéaires produisent un déphasage entre les modes qu'ils génèrent lors du mélange à quatre ondes. Cet effet vient s'ajouter à l'influence de la dispersion d'indice mais ces deux contributions sont bien distinctes. On peut considérer ainsi que dans un SOA il y a une contribution non-linéaire à la dispersion de phase et une contribution linéaire liée à la dispersion d'indice. La contribution linéaire à la dispersion dans un guide optique à semi-conducteur peut s'évaluer par la mesure du retard de phase. Cette mesure nous permet de calculer le changement d'indice de réfraction dans le milieu semi-conducteur en fonction de la longueur d'onde, ce calcul permet d'estimer le niveau de dispersion dans le guide optique.

Afin de réaliser cette mesure on intègre le R-SOA dans un interféromètre Mach-Zehnder, comme la montre la Figure 45. Le signal en sortie est envoyé vers un analyseur de spectre optique (APEX technologies) intégrant une source accordable (avec  $P_{out} = 7dBm$ ).

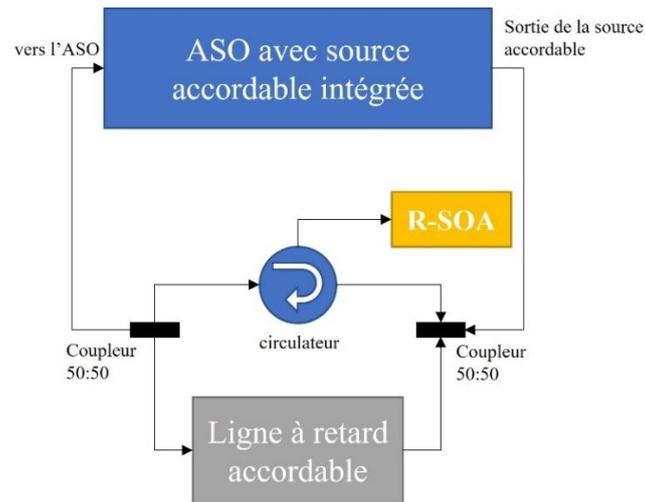


Figure 45 Technique de mesure du déphasage induit par la propagation dans le R-SOA. Avec ASO : analyseur de spectre optique.

La Figure 46 montre la transmission mesurée de l'interféromètre Mach-Zehnder. Nous analysons ensuite les résultats à l'aide du logiciel MATLAB afin de déterminer les valeurs de l'intervalle spectral libre le long du spectre en sortie du R-SOA. Un gradient de la valeur de l'intervalle spectral libre en fonction de la longueur d'onde peut ainsi être mesuré. Nous pouvons déduire le retard de phase induit par la propagation dans le R-SOA en (sec/nm) en comparant les valeurs de l'intervalle spectral libre mesurés à l'intervalle spectral libre du signal en entrée.

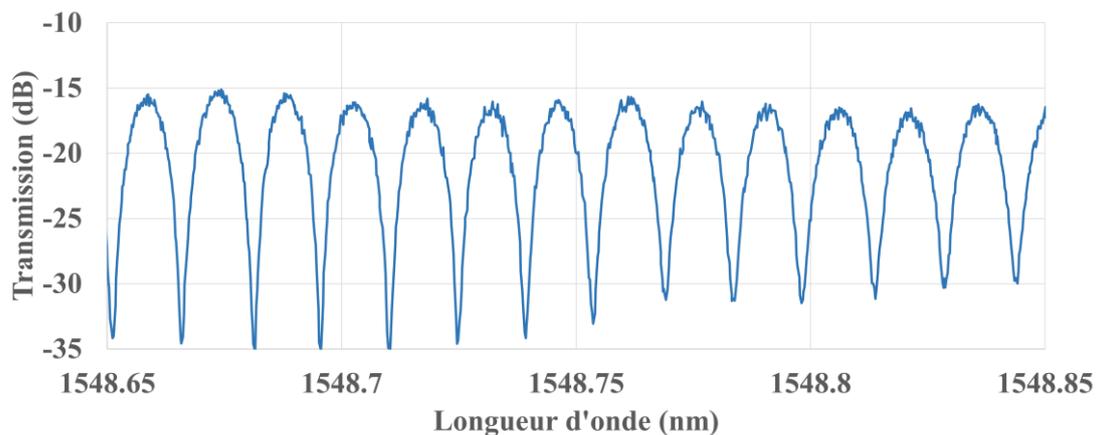


Figure 46 La transmission de l'interféromètre mach-Zehnder mesurée par l'analyseur du spectre optique. La valeur de l'intervalle spectral libre est déterminée en fonction de la longueur d'onde.

La Figure 47 montre les résultats de cette mesure, pour le R-SOA que nous utilisons dans nos cavités lasers à verrouillage de modes. Nous mesurons un retard de 8 fs/nm.

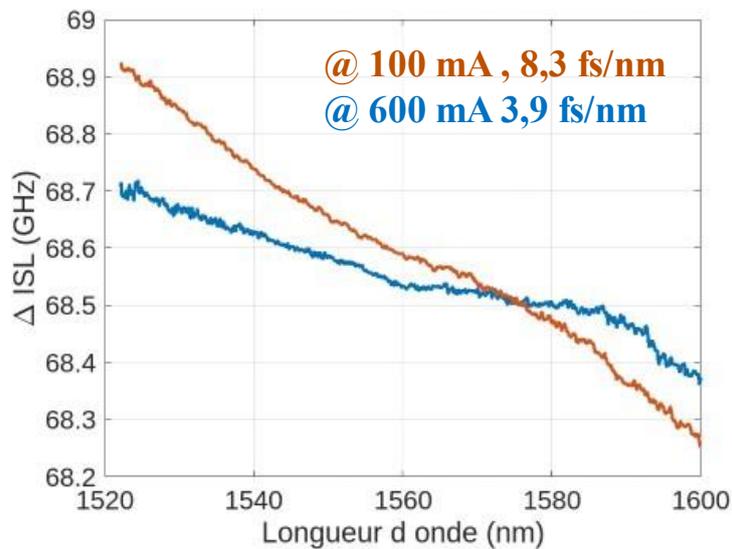


Figure 47 Mesure du retard de groupe dans un R-SOA de 1 mm pour deux valeurs du courant de polarisation à 100 mA et 600 mA. Nous mesurons une dispersion 8.25 fs/nm.

Notons que la valeur mesurée inclut la dispersion des matériaux (liée à l'alliage des matériaux utilisés) ainsi que la dispersion non-linéaire induite par les effets non-linéaires (compression du gain à la saturation [160]) dans le guide optique. La méthode de mesure est sujette à des incertitudes, pourtant, elle nous permet d'atteindre notre objectif, qui consiste à estimer l'ordre de grandeur de la dispersion et son signe (dispersion normale ou anormale).

## 2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principes fondamentaux du fonctionnement des amplificateurs à semi-conducteur en réflexion (R-SOA), y compris leurs caractéristiques clés et les considérations de conception. Notre analyse de ces composants a révélé que les R-SOA utilisés dans notre étude présentent un niveau de gain d'environ 15 dB autour de 1550 nm et possèdent un spectre d'émission couvrant une large gamme de longueurs d'onde. En outre, nous avons étudié les avantages de l'utilisation d'une section de modulation dédiée, qui permet une application efficace des signaux RF jusqu'à quelques GHz, rendant possible le verrouillage de modes actif et harmonique. Nous avons également examiné l'efficacité de la modulation et avons proposé une méthode pour l'améliorer, qui consiste à isoler la section de modulation du guide d'onde de la section du courant de polarisation. Cette technique permet une modulation directe avec une efficacité trois fois supérieures à celle obtenue avec un simple guide d'onde à section unique.

Dans la dernière partie de notre étude, nous avons analysé les effets non linéaires, en particulier, le mélange à quatre ondes dans le R-SOA et sa relation avec l'effet de la dispersion dans les amplificateurs optiques. Nous avons discuté du principe d'oscillations cohérentes responsables du mélange à quatre ondes et de la variation de l'indice de réfraction qui en résulte.

Les travaux futurs sur ce sujet pourraient consister à effectuer des mesures de la dispersion dans le R-SOA et des déphasages associés afin de mieux comprendre le lien entre les effets non linéaires et la dispersion. Bien que nous n'ayons pas eu l'occasion d'effectuer ces mesures, elles fourniraient des informations précieuses pour la conception de lasers à verrouillage de modes et le contrôle d'applications sensibles à la dispersion.



## 3 Chapitre III : Étude des circuits passifs en $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$

### 3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les caractéristiques des puces passives en  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$  utilisées dans les cavités de nos lasers à verrouillage de modes. La cavité de notre laser est formée par un couplage par la tranche de deux puces : R-SOA et puce passive en  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . La lumière est générée et amplifiée dans le milieu amplificateur (R-SOA) comme décrit dans le chapitre 2. En ajoutant la puce passive, dont le matériau ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) a de très faibles pertes (de l'ordre de 0.1dB/m) nous pouvons intégrer des fonctions de filtrage (filtre à réseau de Bragg, résonateurs en anneau, filtres mach-Zehnder, etc.), et des lignes à retards formant ainsi avec la puce active une cavité à intervalle spectral libre adaptative selon l'application. Dans notre cas, la puce en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  contient une ligne à retard longue (spirale de plusieurs centimètres). Ceci qui nous permet d'avoir une cavité suffisamment longue pour obtenir un peigne de fréquences à faible intervalle spectral libre (ISL) de l'ordre de la centaine de MHz, avec en plus l'avantage d'augmenter la durée de vie des photons grâce aux faibles pertes de propagation réduisant ainsi la largeur de raie et le bruit de phase du laser [161].

Cependant, afin de profiter des avantages des faibles pertes fournis par la puce  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , il faudrait faire particulièrement attention à l'optimisation des pertes de couplage entre la puce active et la puce passive. Ces dernières années, plusieurs techniques d'intégration ont été développées, telles que l'intégration « flip-chip », l'intégration par transfert-printing et l'intégration par aboutement (dite « chip-to-chip butt-coupling ») [124], [126], [130]–[132]. Grâce à ces techniques les puces  $\text{Si}_3\text{N}_4$  sont compatibles à l'intégration « System in Package » (SiP) et « system on Chip » (SoC).

De plus, il y a eu un intérêt croissant ces dernières années pour l'utilisation de la plateforme  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$  pour la réalisation des guides passifs [162], puisqu'elle offre un niveau de pertes très faibles comparé à d'autres plateformes tel que le SOI et le InP. Le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  offre également des faibles pertes dans les virages (guides courbés) avec des rayons de courbure faibles entre 100 $\mu\text{m}$  à quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  selon le niveau de confinement dans les guides (comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre). Cet avantage permet une flexibilité de conception des composants, avec des motifs compacts. De plus, le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  a un intervalle de transparence en longueur d'onde large allant de du visible (500 nm) jusqu'à l'infrarouge (3.5  $\mu\text{m}$ ). Et la fabrication des puces  $\text{Si}_3\text{N}_4$  est compatible avec la technologie CMOS, ce qui signifie un accès facile aux plateformes de fabrication et la possibilité d'une production en masse. Tous les avantages du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ouvrent la voie à des systèmes photoniques pratiques d'utilisation, compacts, et à faibles coûts.

Grâce à son faible indice de réfraction ( $n_{\text{Si}_3\text{N}_4} \sim 2$  alors que,  $n_{\text{Si}} \sim 3,5$ ), le contraste d'indice avec la gaine  $\text{SiO}_2$  est réduit par rapport au Si. De ce fait, les guides d'onde  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , dont le mode est plus faiblement confiné, sont moins sensibles à la rugosité des flancs du guide d'onde et ont donc des pertes de propagation plus faibles. Pour la même raison, les dispositifs à base de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  sont moins sensibles aux variations de fabrication. De plus, le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  bénéficie également de

l'absence d'absorption à deux photons (TPA) induisant l'absorption non-linéaire de l'onde guidée à la longueur d'onde de 1550 nm [163].

Les premières réalisations de guides d'onde en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  étaient des guides d'onde fins (épaisseur  $< 100$  nm). Ce type de guides d'onde a une différence d'indice effectif avec la silice d'environ  $10^{-2} - 10^{-4}$ , ce qui donne un faible confinement du mode optique. Ce faible contraste d'indice limite le rayon de courbure à des valeurs  $> 100$   $\mu\text{m}$ , augmentant ainsi la taille des circuits, ce qui rend plus difficile l'intégration de retards optiques de l'ordre de quelques cm. Dans la suite de ce manuscrit, ces guides sont dits « guides faible confinement ».

Pour atteindre un seuil d'effets non linéaires adapté et des rayons de courbures plus faibles, des guides d'onde  $\text{Si}_3\text{N}_4$  épais (épaisseur  $> 400$  nm) ont été développés. Leur développement a été particulièrement difficile à cause de l'épaisseur importante du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  [164], [165]. Puisque cette épaisseur entraîne une contrainte de traction plus élevée lors du dépôt du  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , ainsi des fissures peuvent apparaître le long de la plaque (ce problème est traité plus en détail dans la section 2.2). Dans la suite de ce manuscrit, les guides optiques épais sont notés « guides fort confinement ». Ces guides en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  épais possèdent un coefficient non-linéaire moins élevé que le silicium (Si) avec  $n_{2_{\text{Si}_3\text{N}_4}} = 1.4 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$  contre  $n_{2_{\text{Si}}} = 5.59 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$  [14], pourtant le seuil de déclenchement des effets non-linéaire dans le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  est plus faible grâce à l'absence de la TPA. Ceci permet diverses applications telles que la génération de peignes optiques Kerr [166], [167], les « Optical phased arrays » (OPA) pour les LIDARs [168], la génération de supercontinuum [103], [169]. Il est également possible d'avoir des guides d'onde avec une dispersion anormale grâce à l'ingénierie de dispersion et de la vitesse de groupe (GVD) [170].

Dans nos travaux de thèse, nous avons utilisé des guides d'onde à faible confinement dans un premier temps pour établir les performances de notre laser à verrouillage de modes tout en bénéficiant des faibles pertes de ces guides ( $< 6$  dB/m) [69]. Ensuite, nous avons repris le design de ce laser dans du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  fort confinement afin de pouvoir bénéficier de la compacité de ces guides (grâce au rayon de courbure minimum de  $60\mu\text{m}$  contre  $120\mu\text{m}$  dans des guides faible confinement) et de l'efficacité non linéaire améliorée grâce au fort confinement. Ces caractéristiques permettent la compression d'impulsions sur puce et ainsi la génération d'impulsions très courtes (sub-picosecondes) [171]–[173]. (Plus de détails sur ce sujet dans le chapitre 4).

Ce chapitre est structuré comme suit : Nous commençons par un rappel des principes théoriques de la propagation de la lumière dans un guide d'onde optique, ensuite, nous décrivons les caractéristiques des guides  $\text{Si}_3\text{N}_4$  : fins et épais, ainsi que leur procédé de fabrication. Nous consacrons la dernière section à la théorie, aux caractéristiques, à la conception des réseaux de Bragg et aux mesures des réponses spectrales.

## 3.2 Conception des circuits passifs en $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$

### 3.2.1 Rappels théoriques

Dans cette section, nous rappelons les définitions des différentes caractéristiques des guides optiques. Nous commençons par définir le principe de la propagation de lumière dans un tel guide. Nous discutons ensuite des effets qui peuvent influencer les performances de cette propagation de la lumière telles que les pertes optiques et les effets de la dispersion. Nous

introduisons également les deux types de guides optiques que nous avons utilisés dans nos puces optiques passives pour les cavités lasers conçues lors de la thèse.

### 3.2.1.1 La propagation de la lumière dans un guide d'onde simple

Dans cette section, nous rappelons brièvement les principes de la propagation de la lumière dans un milieu diélectrique, en particulier dans un guide en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  encapsulé en  $\text{SiO}_2$  (silice).

Un guide optique consiste en deux milieux diélectriques d'indices  $n_1$  et  $n_2$  respectivement (or  $n_1 > n_2$ ). Le mode optique se propageant dans le guide correspond à la solution de l'équation de propagation. Le cœur du guide est fait du matériau d'indice  $n_1$ , et le matériau d'indice  $n_2$  correspond à la gaine (ou en anglais « cladding »). Dans le cas d'un guide enterré (« buried waveguide » en anglais) (Figure 48), le cœur du guide est encapsulé dans le matériau d'indice  $n_2$ . La lumière est donc confinée dans les directions  $x$  et  $y$ , et se propage en direction  $z$ .

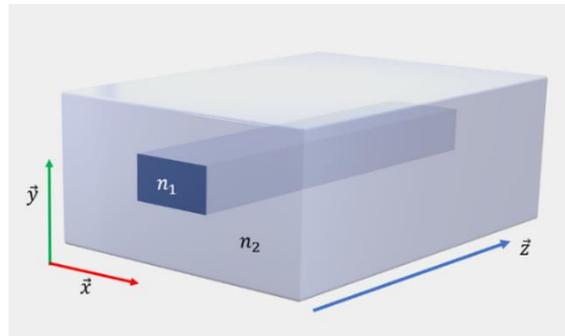


Figure 48 Représentation d'un guide enterré d'indice de réfraction  $n_1$ , encapsulé dans un matériau d'indice  $n_2$  (la gaine). Dans notre cas, le guide est en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  tandis que la gaine est en  $\text{SiO}_2$ .

Le confinement de la lumière  $\Gamma$  est conservé durant la propagation tant que les dimensions du guide et de la gaine sont constantes, sa valeur est donnée par :

$$\Gamma = \frac{\iint_{core} |E|^2 dS}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |E|^2 dS}, \text{ avec } dS = dx dy \quad (3.1)$$

Notons que cette expression simplifiée est valable uniquement pour un contraste d'indice faible. Dans ce chapitre, le matériau constituant le cœur du guide est le  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , or le matériau utilisé pour la gaine est la silice  $\text{SiO}_2$  or les indices de ces matériaux sont :

$$n_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 1.98, \quad n_{\text{SiO}_2} = 1.45$$

Le confinement  $\Gamma$  du mode optique dans le guide en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  peut être adapté selon le type d'application visée, le niveau de pertes de propagation, et l'exploitation ou non des effets non-linéaires. Le confinement du mode optique dépend largement de la géométrie du guide en  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Les Figure 49 et Figure 50 montrent une comparaison de la géométrie de nos guides  $\text{Si}_3\text{N}_4$  entre un guide fin et un guide épais. Les sections suivantes (A et B) donnent une comparaison des modes optiques et des caractéristiques de chaque type de guides en  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

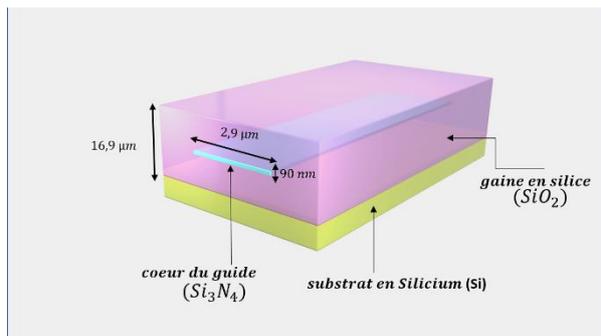


Figure 49 Géométrie d'un guide  $\text{Si}_3\text{N}_4$  à **faible confinement** de largeur  $2.9\mu\text{m}$  et d'épaisseur  $90\text{ nm}$

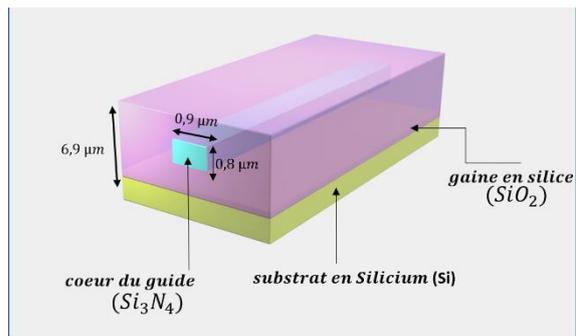


Figure 50 Géométrie d'un guide  $\text{Si}_3\text{N}_4$  à **fort confinement** de largeur  $900\text{ nm}$  et d'épaisseur  $800\text{ nm}$

### A. Cas d'un guide $\text{Si}_3\text{N}_4$ fin à faible confinement optique

Un guide optique d'épaisseur inférieure à  $100\text{ nm}$ , dont le facteur de confinement  $\Gamma$  est  $< 10\%$  est dit « guide optique à faible confinement ». Dans ce type de guide, une grande partie du mode optique se propage dans la silice ( $\text{SiO}_2$ ). La (Figure 51) montre une simulation du mode optique dans un guide  $\text{Si}_3\text{N}_4$  d'épaisseur  $90\text{ nm}$  et de largeur  $2.9\mu\text{m}$  encapsulé dans du  $\text{SiO}_2$ . Cette largeur de guide est choisie pour permettre la propagation du mode TE fondamental uniquement.

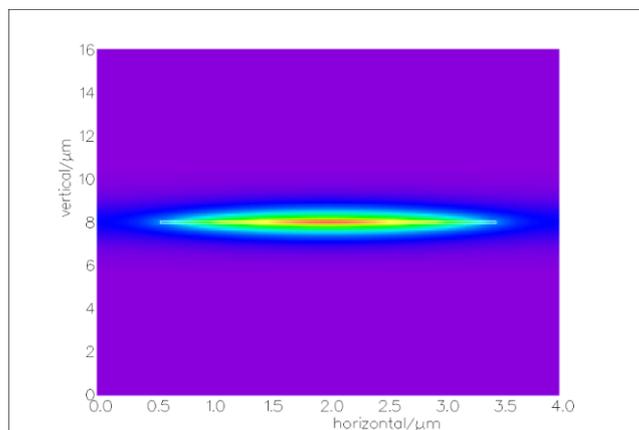


Figure 51 simulation du mode optique dans un guide fin, avec une largeur de  $2.9\mu\text{m}$  et une épaisseur de  $90\text{ nm}$ . (La simulation a été réalisée avec le logiciel Fimmwave)

Les simulations du mode optique dans ce manuscrit sont réalisées avec le logiciel Fimmwave qui permet de résoudre les équations de propagation de la lumière dans le guide à l'aide de la méthode de FEM (*Finite Element Method*) [174].

Ce type de guide dont la largeur est plus importante que l'épaisseur, est dit « single-strip waveguide ». Le choix de cette géométrie nous permet d'obtenir des guides optiques à faibles pertes ( $\sim 0.1\text{ dB/cm}$ ), ce qui est crucial pour nos cavités dont la longueur  $L_{cav}$  est de l'ordre de quelques centimètres. En plus, l'indice effectif du guide optique obtenu avec cette géométrie est proche de l'indice de la gaine  $n_{\text{SiO}_2}$  ce qui permet de concevoir des réseaux de Bragg dont la bande passante est adaptée aux besoins dans nos cavités lasers à verrouillage de modes (ce sujet est traité plus en détails dans la section 3.3 de ce chapitre).

## B. Cas d'un guide $\text{Si}_3\text{N}_4$ épais à fort confinement optique

Un guide en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  « fort confinement » est un guide dont l'épaisseur est supérieure à 400 nm. Dans ce guide, le mode se propage principalement dans le guide optique en  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . La Figure 52 montre une simulation du mode optique dans un guide d'épaisseur 800 nm et de largeur 0.9  $\mu\text{m}$  encapsulé dans du  $\text{SiO}_2$ . Notons que le fort facteur de confinement dans les guides en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  épais engendre des pertes supplémentaires dues à la rugosité des flancs de guide. Il est possible de réduire la contribution de ces pertes en utilisant des guides multimodes. Ceci permet de réduire l'interaction entre le mode TE fondamental et la rugosité des flancs, et ainsi évite d'avoir à réduire physiquement les points de diffusion par des procédés de fabrication. Ce type de guides permet de réduire les rayons des virages à 40  $\mu\text{m}$  (comparé à 120  $\mu\text{m}$  dans les guides fins), ce qui permet de réaliser des circuits beaucoup plus compacts. Cet avantage est particulièrement intéressant lorsque nous intégrons des lignes à retard longues comme c'est le cas dans notre cavité laser.

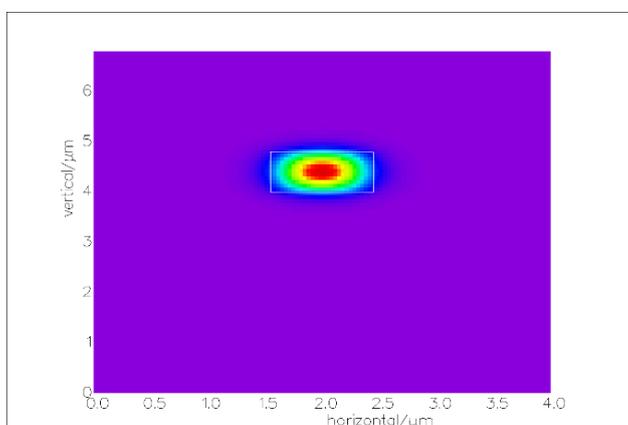


Figure 52 simulation du mode optique dans un guide épais, avec une largeur de 0.9  $\mu\text{m}$  et une épaisseur de 800 nm. (La simulation a été réalisée avec le logiciel Fimmwave).

Comme mentionnée dans l'introduction, le nitrure de silicium est un matériau adapté aux applications utilisant des effets non-linéaires. Dans ce qui suit, nous rappelons brièvement quelques notions sur la dispersion et les effets non-linéaires dans le  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

### 3.2.1.2 Les pertes dans les guides optiques

#### A. Pertes de propagation

Dans les guides d'ondes intégrés, les principales sources de pertes sont :

- Les pertes dues à la rugosité des parois latérales du guide d'ondes à l'interface entre le cœur du guide d'ondes et la gaine.
- Les pertes causées par l'absorption de la lumière par le matériau du guide.

Dans les guides  $\text{Si}_3\text{N}_4$  la rugosité des flancs est la principale source des pertes de propagation. Ces pertes sont principalement induites lors des procédés de lithographie et de gravure. Les pertes par absorption sont souvent associées à la présence d'impuretés d'hydrogène (les liens O-H dans le  $\text{SiO}_2$ , et les liens N-H et Si-H dans le  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) [165].

- Pour un guide d'onde à faible confinement, le mode optique est moins affecté par l'imperfection de la paroi latérale du guide d'onde puisque le mode se propage partiellement dans la gaine. Pourtant, un tel facteur de confinement cause des pertes de courbure plus

élevées limitant ainsi la compacité des motifs. Les guides optiques fins ont été dimensionnés pour réduire les pertes de propagation en se basant sur les travaux de [175]. Ainsi, les dimensions du guide choisies sont 90nm d'épaisseur et 2.9 $\mu$ m de largeur.

- Pour un guide fortement confiné, le fort facteur de confinement (90%), fait que le mode est plus sensible aux rugosités des parois. À cause de l'épaisseur importante de la couche Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, et selon la qualité de la lithographie et de la gravure, la qualité des parois latérales influence directement le niveau des pertes de propagation. Les guides d'ondes multimodes (largeur > 1400  $\mu$ m pour une épaisseur de 800nm en band-C) offrent une meilleure résistance aux éventuelles imperfections des parois latérales comme démontré dans [11], [176]. En s'appuyant sur ces travaux et les résultats obtenus avec les guides optiques fort-confinement conçus lors des thèses de Dirani et Boust [164], [177] conçues au CEA-Leti, nous avons choisi les dimensions de guide suivantes (largeur x hauteur) : (900x800  $\mu$ m) pour des guides monomodes et (1700x800  $\mu$ m) pour des guides multimodes.

### B. Les pertes dans les virages (guide courbés)

En plus des pertes de propagation dans les guides, il faut prendre en compte les pertes supplémentaires dues au rayon de courbure des guides d'onde dans les « virages ». Ces guides consistent généralement en un arc de cercle directement interfacé à un guide droit. Selon le rayon de courbure et le contraste d'indice entre le guide et la gaine ces pertes peuvent vite devenir importantes. Il existe deux sources de pertes dans ces structures (Figure 53):

- Pertes par radiation : La différence d'indice entre l'indice effectif du guide d'onde  $n_{eff}$  et l'indice de la gaine  $n_{SiO_2}$  sont à l'origine de ces pertes. Ils dépendent également du rayon courbure R. Dans le cas d'un rayon de courbure trop faible une partie de la lumière est couplée dans la gaine en sortant du guide droit, cette partie non-guidée est ainsi perdue. Au cas où plusieurs virages sont présents dans un motif, ces pertes deviennent vite importantes (de l'ordre de quelques dB). Afin de limiter ces pertes, il est nécessaire de faire un compromis entre la compacité des motifs et les pertes en choisissant un rayon de courbure adéquat.
- Pertes par désaccord de mode (*mode mismatch*): En se propageant dans le guide courbé, le mode optique est décalé vers l'extérieur du virage, le mode n'est alors plus aligné avec le mode du guide droit. Ces pertes sont dues au passage brusque de la valeur du rayon de courbure de R à 0 dans un guide droit. Pour remédier à ce problème, plusieurs solutions ont été proposées, tel que les virages adiabatiques [178], les virages Bezier [179], [180], et les virages Euler [181]. Les virages Bezier et Euler en particulier permettent de concevoir un virage dont le rayon évolue progressivement, résolvant ainsi le problème du désaccord entre le mode du guide courbé et le mode du guide droit.

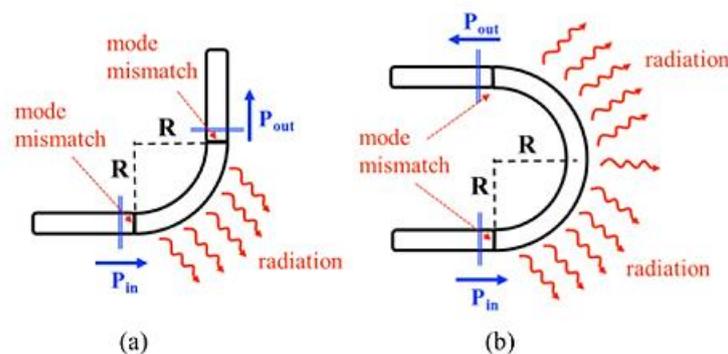


Figure 53 Les différentes sources des pertes dans les virages. (a) pertes par radiation et par désaccord de modes (mode mismatch) entre le mode du guide courbé et le mode du guide droit dans un virage en arc de cercle (non-

adiabatique) à 90°, (b) pertes dans un virage à 180° (deux arcs de cercle connectés). Cette figure est extraite de l'article [182].

Dans nos cavités lasers, nous utilisons plusieurs virages pour réaliser des spirales ( $L \sim 20-30$  cm) et pour incliner le guide d'onde en entrée de puce (comme décrit dans la section précédente), il est donc important de concevoir des virages à faibles pertes, pour ce faire nous avons adopté les solutions suivantes :

- Pour nos guides faible confinement (faible contraste d'indice entre le guide et la gaine), nous avons utilisé des virages adiabatiques dont la conception est basée sur des clothoïdes [178], avec un rayon de courbure minimal  $R = 100 - 120 \mu\text{m}$ .
- Pour nos guides fort confinement, les pertes de radiations sont plus importantes grâce au contraste d'indice élevé entre les guides et la gaine. Nous avons utilisé des virages de Béziers optimisés par l'équipe au CEA-Leti afin de limiter les pertes, avec un rayon de courbure minimal  $R = 40 - 60 \mu\text{m}$ . Les pertes mesurées sur ces virages sont de 0.01 dB et donc considérés comme négligeables.

### 3.2.1.3 Les effets non linéaires et la dispersion dans le $\text{Si}_3\text{N}_4$

#### • Définition

Les effets non-linéaires dans un matériau sont souvent exprimés par la susceptibilité  $\chi$ . Pour un champ électrique  $E$  se propageant dans un matériau d'indice  $\epsilon_0$ , la polarisation  $P$  est donnée par :

$$P = \epsilon_0[\chi^{(1)} * E + \chi^{(2)} * E^2 + \chi^{(3)} * E^3 + \dots] \quad (3.2)$$

Avec,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide, et  $\chi^{(i)}$ ,  $i \in (1, N)$  la susceptibilité représentée par un nombre complexe, dont la partie réelle est liée à l'indice de réfraction et la partie imaginaire est liée au coefficient d'absorption  $\alpha_m$ , avec  $N$  l'ordre de non-linéarité.  $\chi^{(1)}$  représente la susceptibilité optique linéaire, or  $\chi^{(2)}$  et  $\chi^{(3)}$  décrivent la force des effets non-linéaires d'ordre 2 et 3 respectivement dans le milieu de propagation.

Dans le nitrure de silicium la susceptibilité  $\chi^{(2)}$  est assez insignifiante ( $\sim 0.005 - 0.04 \text{ pm.V}^{-1}$ ) voir nulle. Cependant, les effets non-linéaires du 3<sup>e</sup> ordre ( $\chi^{(3)}$ ) sont considérés comme dominants dans le  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Les effets non-linéaires d'ordre 3 sont à l'origine de nombreux effets [183] tels que l'effet Kerr, le mélange à quatre ondes (dit « Four-wave mixing » (FWM), et l'auto-modulation de la phase (self phase modulation ou SPM).

#### • Les applications des effets non-linéaires

Les effets non-linéaires sont au cœur de nombreuses applications. Ici nous passons en revue les applications qui suscitent notre intérêt :

- La génération de supercontinuum : La génération de supercontinuum est un processus optique non linéaire qui produit un large spectre de lumière en faisant propager un faisceau laser à travers un milieu optique non linéaire. Dans ce processus, le faisceau laser est focalisé dans le milieu non linéaire, où il interagit avec le matériau et induit des effets optiques non linéaires tels que l'auto-modulation de phase, et le mélange à quatre ondes. Ces effets entraînent la répartition du faisceau laser d'entrée en une série de bandes latérales, chacune ayant une fréquence légèrement différente. Lorsque ces bandes latérales se propagent dans le milieu non linéaire, elles continuent d'interagir les

unes avec les autres, ce qui entraîne un élargissement spectral supplémentaire et la création de nouvelles bandes latérales. Ce processus itératif aboutit à la génération d'un large spectre de lumière qui peut s'étendre sur plusieurs octaves et couvrir une large gamme de longueurs d'onde allant de l'ultraviolet à l'infrarouge moyen [169] [103].

- Le mélange à quatre-ondes : cet effet permet de générer à partir des interactions entre deux longueurs d'onde deux nouvelles longueurs d'onde. Cet effet permet la génération d'un peigne de fréquences optiques.

- **La dispersion dans le Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>**

En plus des effets non-linéaires, le Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> permet d'avoir une dispersion anormale dans les guides optiques. Avant de parler plus en détails de ce sujet, nous rappelons brièvement quelques notions sur la dispersion :

- La dépendance de la constante de propagation  $\beta$  avec l'indice de réfraction,  $n(\omega)$ , et la fréquence angulaire de la lumière,  $\omega$  est à l'origine de la dispersion :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (3.3)$$

Or,  $\beta_1$  le 1<sup>er</sup> ordre de dispersion est lié à la vitesse de groupe  $v_g$  par :

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (3.4)$$

Notons que l'indice de groupe ainsi que l'indice effectif du guide varient avec la longueur d'onde.

- Le 2<sup>e</sup> ordre de la dispersion  $\beta_2 = d\beta_1/d\omega$  est dit « groupe velocity dispersion » (GVD), ce paramètre induit une modification de la largeur d'une impulsion se propageant dans un guide optique. Ce paramètre est particulièrement important dans des applications visant à réduire la largeur d'impulsion (pour plus de détails concernant ce point, nous référons le lecteur au chapitre 4).

La dispersion est alors donnée par :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (3.5)$$

Pour ( $D < 0$ ), la dispersion est dite « normale », or quand ( $D > 0$ ) la dispersion est dite « anormale ».

Pour les applications qui nous intéressent, notamment, la compression d'impulsion via les effets non-linéaires dans les guides Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, nous avons besoin d'avoir une dispersion anormale dans les guides. Comme nous le verrons dans le chapitre 4, la dispersion anormale (de signe positif) permet de contrer la dispersion normale dans la cavité et ainsi réduit ou élimine les effets de la dispersion, notamment l'élargissement de la durée d'impulsion.

Afin d'obtenir une dispersion anormale, nous avons simulé avec le logiciel Fimmwave, la dispersion dans un guide nitrure pour deux épaisseurs de guide que nous utilisons ; 0.7 $\mu$ m et 1.7 $\mu$ m. La largeur de guide de 900 nm permet un fonctionnement monomode en TE, tandis que la largeur de guide de 1700 nm est choisie pour un fonctionnement multimode en TE pour

réduire les pertes de propagation. La Figure 54 montre les résultats de simulation de la dispersion obtenue en fonction de la largeur de guide pour un guide d'épaisseur 800 nm.

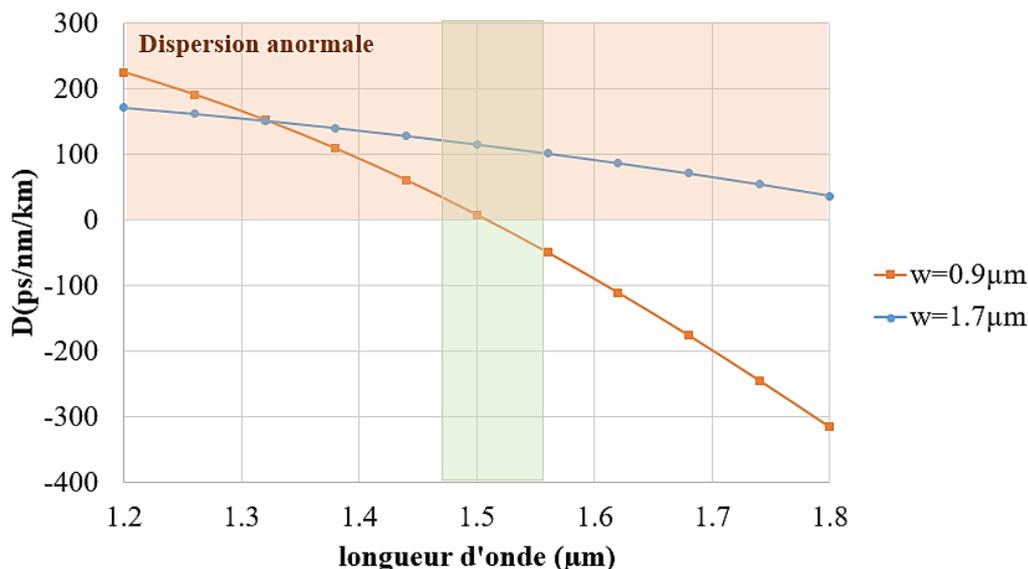


Figure 54 La dispersion en fonction de la longueur d'onde dans un guide de largeur 0.9 μm (mode TE fondamentale) et 1.7 μm (mode TE01 pour un fonctionnement multimode). Pour des longueurs d'onde autour de 1.5 μm (zone verte), la dispersion est anormale pour les deux largeurs de guide (zone orange). Le guide de 1.7 μm de largeur permet d'obtenir une dispersion anormale plus élevée de l'ordre de 100 ps/nm/km.

### 3.2.1.4 Adaptateurs de modes

L'intégration des puces  $\text{Si}_3\text{N}_4$  dans la cavité de notre laser nécessite de coupler la lumière de la puce active vers la puce passive, et ensuite de coupler la lumière en sortie de la puce à une fibre standard SMF-28. Pour ce faire, deux types d'adaptateur de modes ont été proposés et étudiés dans la littérature : les coupleurs par la tranche (dit « Edge coupler ») [185]–[187] et les coupleurs verticaux « grating coupler » [188], [189]. Pour notre cas d'usage, les coupleurs par la tranche sont les plus adaptés pour réaliser le couplage entre les deux puces active et passive, et également aux solutions de packaging (telles que l'intégration butt-coupling). Dans cette section, nous allons décrire les coupleurs par la tranche intégrés dans nos puces  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Nous utilisons deux coupleurs : en entrée de la puce passive pour adapter à taille du mode optique à la taille du mode en sortie du R-SOA, et en sortie de la puce passive pour adapter la taille du mode optique à celle d'une fibre lentillée.

#### A. Définition

Un adaptateur de modes permet de modifier la taille du mode en sortie d'un guide optique pour l'adapter à la taille du mode d'un autre guide ou d'une fibre. Il permet alors de maximiser le recouvrement entre les deux modes et de réduire les pertes de couplage.

La taille du mode est évaluée par le « mode field diameter » (MFD) (Figure 55-a). La conversion de taille du mode du guide vers la taille de mode souhaitée est réalisée en faisant varier lentement la largeur du guide d'onde  $w_2$  (Figure 55-b), ainsi le mode à la pointe du coupleur est déconfiné et sa taille est augmentée pour correspondre efficacement à celle d'une fibre SMF (MFD = 10 μm) ou d'une fibre lentillée (MFD = 6 μm).

L'efficacité du couplage d'un adaptateur de modes dépend de l'efficacité du (i) recouvrement des modes entre le mode au bout du coupleur  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et celui de la fibre/le mode du R-SOA et de (ii) l'efficacité de la conversion de la taille du mode. Le recouvrement des deux modes est exprimé par :

$$\eta = \left| \int E_1 E_2 dA \right|^2 / \int |E_1|^2 dA \int |E_2|^2 dA \quad (3.6)$$

Or,  $E_1$  et  $E_2$  représentent les champs électriques en sortie du coupleur et celui de la fibre/R-SOA respectivement. Afin d'évaluer l'efficacité de couplage, nous calculons également le niveau de pertes entre le champ en sortie de la puce et celui couplé dans la fibre :

$$\alpha_{\text{Coupling}} = 10 \log_{10} \eta \quad (3.7)$$

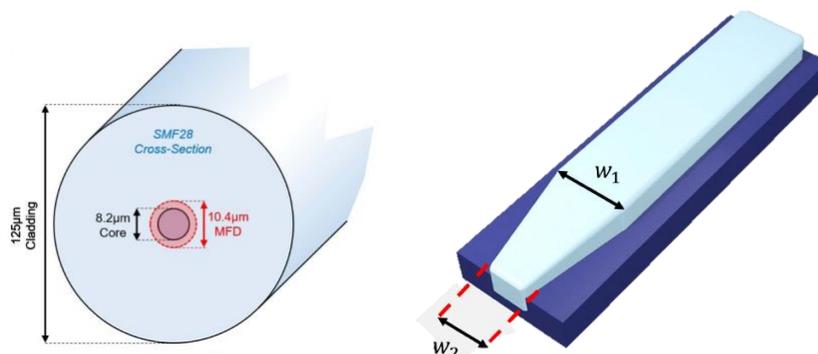


Figure 55 (a) fiber SMF-28, avec une taille de mode (MFD) de 10.4  $\mu\text{m}$  (figure extraite de [190]) (b) taper inversé, avec  $w_2 < w_1$  permettant d'augmenter la taille du mode en sortie de puce.

Notons que dans notre cas, lors de la conception de coupleur RSOA-puce  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , il faut tenir compte du fait que le guide du RSOA est incliné de  $7^\circ$  afin de réduire les réflexions parasites à l'interface entre le RSOA et la puce  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (Figure 56). Il faut alors que le coupleur en entrée soit intégré sur la puce  $\text{Si}_3\text{N}_4$  avec un angle adapté. Cet angle est défini par la loi de « Snell-Descartes » :

$$n_{\text{eff},\text{RSOA}} \sin(\theta_{i,\text{RSOA}}) = n_{\text{eff},\text{Si}_3\text{N}_4} \sin(\theta_{i,\text{Si}_3\text{N}_4}) \quad (3.8)$$

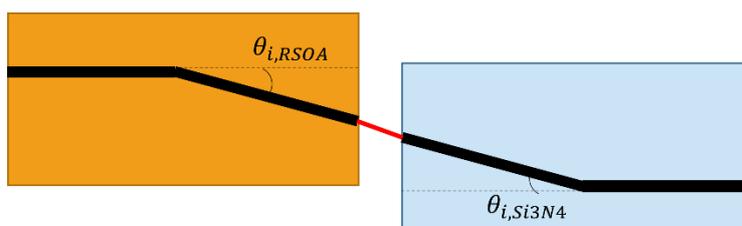


Figure 56 Représentation de l'angle d'inclinaison du guide du R-SOA pour réduire l'effet des réflexions parasites. Le guide  $\text{Si}_3\text{N}_4$  est également incliné selon un angle calculé par la loi de Snell-Descartes.

Les coupleurs utilisés dans nos puces  $\text{Si}_3\text{N}_4$  fines (faible confinement) ont été développés lors des travaux de thèse de Primiani [175] et Boust [177]. Selon la taille du mode souhaitée, le coupleur est conçu en se basant sur des simulations Fimmwave permettant de calculer le déconfinement ainsi que la taille du mode en fonction de la largeur de guide. Cependant, les coupleurs utilisés dans nos puces  $\text{Si}_3\text{N}_4$  épaisses (fort confinement) ont été optimisés lors de la conception de notre premier masque en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  épais, avec l'aide de S. Guerber au CEA-Leti. Dans la suite de cette section, nous allons décrire le processus de conception et le choix des coupleurs réalisés pour des guides fort confinement (d'épaisseur 800nm).

Il existe deux types de coupleurs par la tranche : le « tapers inversé » [191], et le « taper standards » (Figure 57). Dans le cas d'un taper inversé, la taille du guide est réduite progressivement pour atteindre une « pointe » dont la largeur est choisie en fonction de la taille du mode souhaitée en sortie de la puce. Tandis que dans le cas du taper standard, la largeur du guide optique est augmentée progressivement.

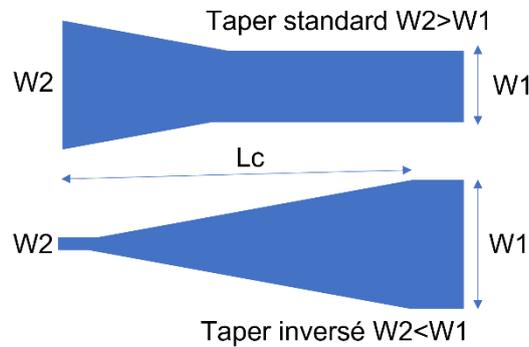


Figure 57 Les types de coupleurs par la tranche : taper inversé et taper standard, avec  $W_2$  la taille du guide au bout du taper,  $W_1$  la taille du guide sur la puce et  $L_c$  la longueur du coupleur. La taille du mode dans le guide optique est adaptée à la taille du mode cible par propagation dans le coupleur.

La conception de ces coupleurs dépend du choix des paramètres  $w_2$  (taille du guide au bout du coupleur) et la longueur du coupleur  $L_{CP}$ . Lorsque la condition  $L_{CP} \gg w_2$  est respectée, les pertes de propagation à travers le taper sont négligeables, vu que le mode optique « voit » une variation de la taille du guide très lente à travers le taper. La taille de la pointe du taper  $w_2$  et par conséquent la limite de déconfinement du mode optique est définie par les limites de fabrication. Pour nos puces, la taille de la pointe du taper est limité à 200 nm.

Pour déterminer la taille de la pointe du coupleur, nous calculons le recouvrement du mode en sortie du coupleur avec le mode cible. Dans notre cas, nous avons choisi d'utiliser un taper inversé, car le taper standard cause des réflexions parasites à l'interface entre le R-SOA et la puce passive. La Figure 58 montre les résultats de simulation du recouvrement entre le mode en sortie d'un taper inversé de longueur 500  $\mu\text{m}$  avec  $w_1 = 0.9 \mu\text{m}$  avec différentes valeurs de  $w_2$ , et le mode d'une fibre standard SMF-28 (taille de mode MFD = 10  $\mu\text{m}$ ).

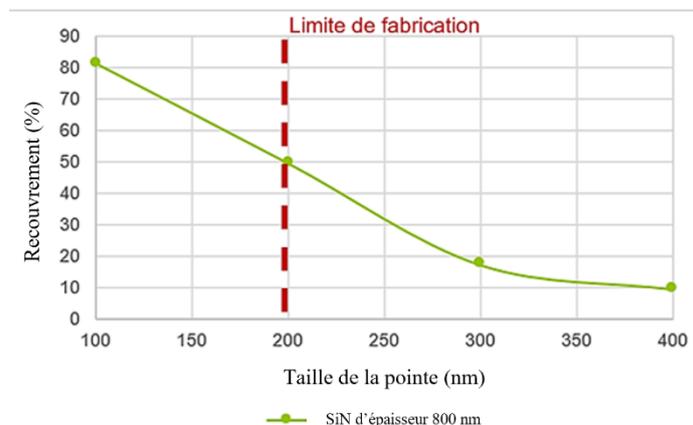


Figure 58 simulation du recouvrement du mode optique en sortie du taper avec le mode d'une fibre standard SMF-28 en fonction de la largeur de la pointe du taper inversé. Les contraintes de fabrication limitent la taille de la pointe du taper à 200 nm.

Selon ces simulations, plus la taille de la pointe du taper ( $w_2$ ) augmente plus le recouvrement diminue, puisque le mode optique en sortie du taper n'est pas assez déconfiné. Notons également que le maximum du recouvrement est atteint pour une valeur de  $w_2=100\mu\text{m}$ , cependant, cette valeur est inférieure à la limite de fabrication. Nous avons ainsi opté pour une taille  $w_2=200\mu\text{m}$  avec un recouvrement de 50%.

Le Tableau 7 résume les caractéristiques des coupleurs choisis pour les guides en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  épais pour réaliser le couplage du mode du R-SOA vers la puce passive et le couplage en sortie du guide passif vers une fibre standard SMF-28.

Tableau 7 Caractéristiques des tapers conçus pour coupler la lumière du R-SOA vers la puce et puis de la sortie de la puce vers une fibre standard SMF-28.

Type	$w_2$ (nm)	$L_{CP}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\eta$ Efficacité de couplage
Taper « inversé » $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Fibre	200	500	50%
Taper « inversé » RSOA- $\text{Si}_3\text{N}_4$	300	500	64%

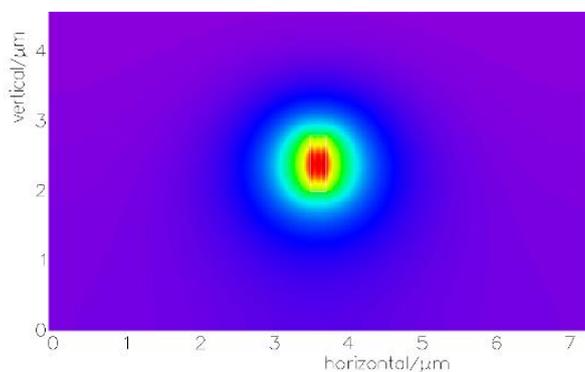


Figure 59 simulation du mode optique en sortie du coupleur vers la fibre lentillée avec  $w_2 = 200$  nm et  $L_{CP} = 500$  nm. La taille du mode obtenue est de  $4.91 \times 5.31 \mu\text{m}$ .

La Figure 59 montre la simulation du mode optique en sortie du taper inversé choisie pour le couplage entre la puce passive et la fibre SMF-28 (avec  $w_2 = 200 \mu\text{m}$ ). Nous pouvons voir le déconfinement du mode optique autour du cœur du guide en  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Ce taper permet cependant d'atteindre un bon recouvrement avec une fibre lentillée dont la taille de mode est de  $6 \mu\text{m}$  (au lieu de  $10 \mu\text{m}$  pour une fibre SMF-28).

### B. Mesures du champ lointain

Pour caractériser les coupleurs en sortie de la puce, nous mesurons le champ lointain du mode. La mesure du champ lointain permet d'obtenir la divergence du mode optique. À partir de cette valeur nous pouvons calculer la taille du mode optique et évaluer la qualité du taper, sa conformité aux spécifications établies lors de l'étape de conception et sa conformité aux résultats des simulations. Cette mesure nous permet également de comparer le champ lointain en entrée de la puce au champ lointain du RSOA afin de vérifier le taux de recouvrement de ces deux modes. La taille du mode est calculée à partir de la divergence comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 2, p59.

Pour mesurer le champ lointain du mode optique, nous injectons un laser continu dans un guide  $\text{Si}_3\text{N}_4$  droit, puis nous récoltons la puissance en sortie du guide passif à l'aide d'un détecteur

(Figure 60). Ainsi, nous pouvons mesurer la divergence horizontale (selon l'axe dit lent) et verticale (selon l'axe dit rapide) du mode optique en sortie du guide (Figure 61).

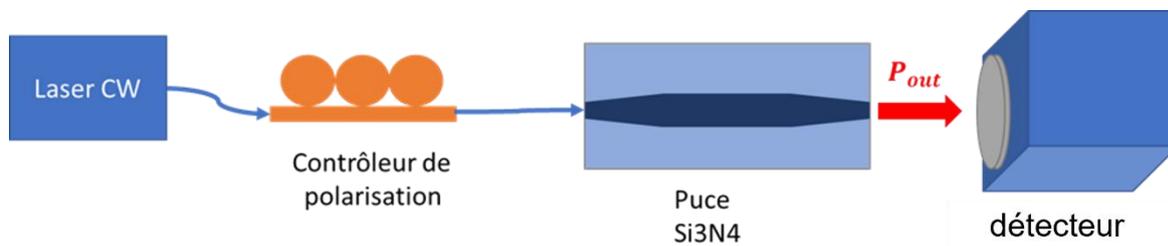


Figure 60 Méthode de mesure du champ lointain du mode en sortie d'un guide optique sur puce à l'aide d'un détecteur permettant la mesure de la divergence du faisceau au niveau des axes rapide et lent.

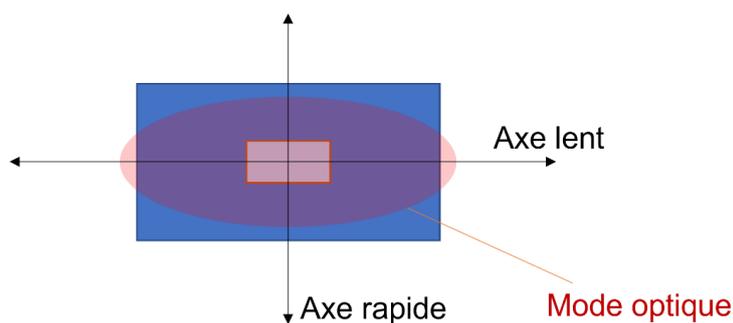


Figure 61 Définition de l'axe lent (horizontal) et l'axe rapide (vertical). La mesure du champ lointain permet de mesurer la divergence du faisceau dans le plan de chaque axe pour reconstruire la forme du mode optique en sortie du guide.

En utilisant la méthode décrite ci-dessus, nous avons mesuré le champ lointain en sortie du coupleur RSOA-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, la taille du mode est de : 3.24  $\mu\text{m}$  par 2.34  $\mu\text{m}$ . Nous avons également mesuré le champ lointain du mode émit par le RSOA afin d'estimer le recouvrement de ce dernier au mode du coupleur mesuré. Les figures Figure 62 et Figure 63 montrent les résultats de cette mesure.

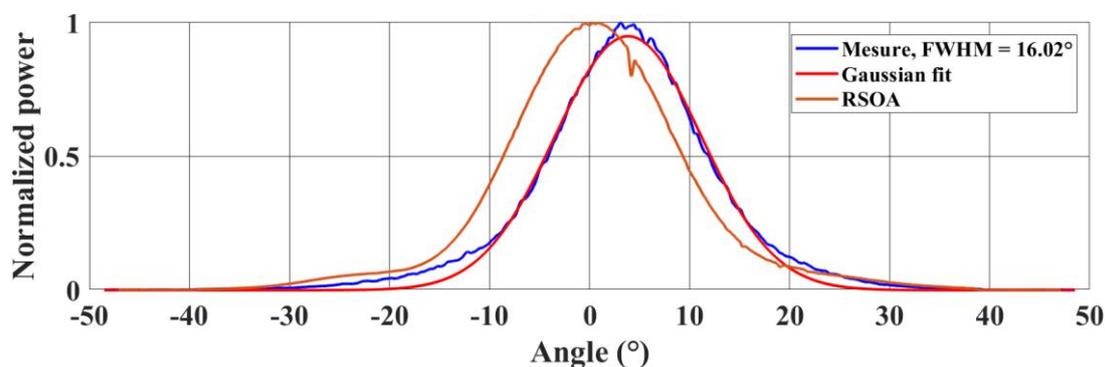


Figure 62 Mesures des champ lointains en sortie du guide Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> et en sortie du R-SOA selon l'axe vertical (rapide). Nous obtenons une divergence de 16.02 ° correspondant à une taille de mode de 2.34  $\mu\text{m}$ .

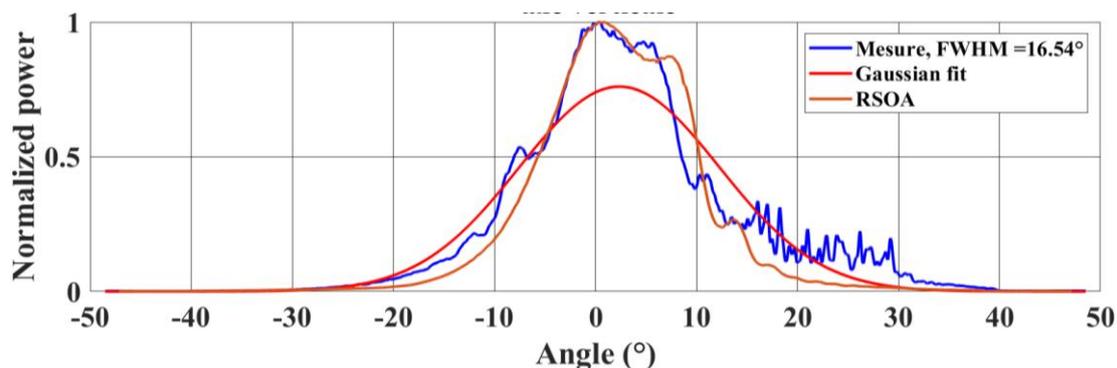


Figure 63 Mesure du champ lointain en sortie du guide  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et en sortie du R-SOA selon l'axe horizontal (lent). Nous obtenons une divergence de  $16.54^\circ$  correspondant à une taille de mode de  $3.24 \mu\text{m}$ .

### • Discussion

Nous remarquons que le champ lointain mesuré au niveau de l'axe vertical (rapide) a une forme gaussienne (Figure 62). Cependant, le champ lointain mesuré au niveau de l'axe horizontal (lent) est bruité. Ce bruit vient de la lumière parasite qui se couple dans les guides adjacents au guide test. Il est difficile d'optimiser la mesure pour éliminer complètement ce bruit sur les flancs du profil du champ lointain mesuré. Malgré ce bruit, nous pouvons extraire la largeur à mi-hauteur pour déduire la divergence du mode. La taille du mode mesurée de cette manière peut être validée par des mesures en champ proche à l'aide d'une caméra permettant d'obtenir une image du mode optique.

À partir de ces mesures, nous remarquons que la taille du mode en sortie du taper permet d'atteindre un bon recouvrement entre le mode du guide en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et le mode du R-SOA. Pour évaluer la qualité du couplage, nous avons réalisé des mesures de pertes et nous avons trouvé que les pertes de couplage sont de 4 dB entre la puce passive et la puce active (nous détaillerons ces mesures dans la suite de ce chapitre).

### 3.2.1.5 Conclusion

Cette section nous a permis d'introduire les caractéristiques de la puce passive. Nous avons vu que le nitrure de silicium est le matériau choisi pour nos guides d'onde car il offre de très faibles pertes de propagation de quelques dB par mètre.

Comme nous l'avons vu, le choix de la largeur et de l'épaisseur du guide d'onde joue un rôle dans la définition des caractéristiques du guide d'onde telles que le facteur de confinement, et le niveau de dispersion. Au cours de nos travaux, nous avons travaillé avec deux types de confinement dans nos guides d'onde : un faible confinement dans des guides d'onde minces en nitrure de silicium (épaisseur de 90 nm) et un fort confinement dans des guides d'onde épais en nitrure de silicium (épaisseur de 800 nm). Le Tableau 8 résume les avantages et inconvénients de chaque type.

Tableau 8 Avantages et inconvénients de chaque type du  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

Épaisseur du guide	Compacité	Fabrication	Pertes	Efficacité du couplage optique
Faible confinement (e=90nm)	Peu compacte (rayons de	Processus standard	<10dB/cm	Efficacité >60%

	courbure > 150 $\mu\text{m}$ )			
<b>Fort confinement</b> ( $e=800\text{ nm}$ )	Compacte avec des rayons de courbure < 40 $\mu\text{m}$	Sujet aux craquelure causés par l'épaisseur importante déposée	<10dB/cm	Efficacité <60%

Comme nous l'avons vu, les guides épais offrent un niveau de compacité beaucoup plus important avec des rayons de virages  $R < 40\mu\text{m}$  alors que cette valeur doit être supérieure à 120  $\mu\text{m}$  au minimum dans des guides fins. Les guides fins ont pourtant l'avantage de bénéficier d'un processus de fabrication bien établi et validé, tandis que le processus de fabrication des guides épais en cours de développement au début de la thèse pouvait être sujet à quelques problèmes de fabrication comme nous le verrons dans la section suivante. En termes d'efficacité de couplage, les coupleurs réalisés pour les guides épais ainsi que les guides fins permettent d'atteindre une taille de mode suffisante pour atteindre un recouvrement acceptable avec une fibre lentillée. Ces coupleurs ne permettent pas encore d'atteindre un recouvrement suffisant (>50%) avec une fibre standard SMF-28. Pour améliorer ce taux de recouvrement, il est envisagé dans la suite de ces travaux de réaliser des coupleurs sub-longueurs d'onde pour atteindre des tailles de mode en sortie du guide passif de 10  $\mu\text{m}$ .

### 3.2.2 Processus de fabrication des guides en $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$

Dans cette section, nous décrivons le processus de fabrication des guides  $\text{Si}_3\text{N}_4$  à faible et fort confinements. La fabrication des guides utilisés dans ce manuscrit est assurée par le CEA-Leti. Pour plus de détails sur les procédures de fabrication, et les performances de la plateforme, nous vous proposons de consulter les articles de Q. Wilmart, et H. Dirani [12], [164].

#### 3.2.2.1 Fabrication des puces en $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ fin à faible confinement

La fabrication des guides à faible confinement utilisés dans ce manuscrit, a bénéficié du développement des techniques de fabrication pour donner suite aux retours d'expérience de [175] et [177], et des études effectuées au sein des laboratoires du CEA-Leti. La procédure de fabrication a été optimisée pour réduire les pertes de propagation, et améliorer la qualité du couplage entre les fibres en sortie de puce et les guides passives. Nous rappelons ici les étapes principales de la fabrication des guides en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  fin réalisé au CEA-Leti:

1. **Oxydation du substrat** : La fabrication commence par l'oxydation thermique de 8  $\mu\text{m}$  du substrat de silicium (Si) de 200 mm de diamètres. Cette épaisseur fournit une base pour le dépôt du  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .
2. **Dépôt de la couche en  $\text{Si}_3\text{N}_4$**  : la couche mince de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  stœchiométrique d'épaisseur 90 nm est déposée sur le substrat oxydé par dépôt chimique « Low Pressure Chemical Vapor Disposition » (LPCVD).
3. **Gravure des guides** : les guides d'onde de largeur 2.9  $\mu\text{m}$  sont définis par lithographie « Deep Ultraviolet » (DUV).
4. **Élimination des liaisons O-H** : la plaque est purifiée des liaisons O-H via une série de recuits à 1200°C sous  $\text{N}_2$ .
5. **Dépôt de la couche en  $\text{SiO}_2$**  : La gaine en  $\text{SiO}_2$  est ajoutée pour encapsuler et protéger les guides.

6. **Gravure des facettes optiques** : les facettes sont définies par gravure profonde jusqu'à le substrat en silicium.
7. **Découpe de la plaque** : une fois la gravure terminée, la plaque est découpée pour assurer des facettes de bonne qualité optique et pour séparer les puces.

### 3.2.2.2 Processus de fabrication des puces en $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ épais à fort confinement

Le processus de fabrication d'un guide d'onde à fort confinement nécessite des étapes supplémentaires car la couche  $\text{Si}_3\text{N}_4$  est plus épaisse et ne peut pas être déposée en une seule fois à cause de la contrainte de pression accumulée. Les étapes de fabrications sont :

1. **Oxydation du substrat** : Comme pour les guides fins, la fabrication commence par l'oxydation du silicium (Si) sur  $3\mu\text{m}$ .
2. **Dépôt de la couche en  $\text{Si}_3\text{N}_4$**  : le dépôt du film  $\text{Si}_3\text{N}_4$  stœchiométrique d'épaisseur 800 nm est réalisé via un dépôt chimique à faible pression « Low pressure chemical vapor disposition » (LPCVD) à une température de  $780\text{ }^\circ\text{C}$ . Ce dépôt est réalisé en deux étapes de 400 nm chacun, la plaque est tournée de  $45^\circ$  après chaque étape pour éviter les fissures et le délaminage du film dus à une contrainte de tension élevée. Cette méthode développée par le CEA-Leti, est appelée « twist and grow » [12], [164], [165]
3. **Gravure des guides** : les guides sont définis sur la couche en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  à l'aide d'une lithographie dans l'ultraviolet profond et d'une gravure sèche.

Pour éliminer les impuretés, la plaque subit une série de recuits thermiques dans des atmosphères de  $\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2$  et  $\text{N}_2$ . Suit à la réalisation de ces étapes, le reste de la procédure de fabrication est similaire à celle utilisée pour fabriquer les guides en nitrure fin : dépôt de la silice pour encapsuler les guides optiques, gravure et puis découpage de la plaque en plusieurs puces.

La Figure 64 montre une image MEB de la section d'un guide optique, ces observations permettent de vérifier que l'angle des flancs du guide est proche de  $90^\circ$ . Cette figure montre également les résultats des mesures de la hauteur du guide. Nous remarquons une différence de quelques nanomètres de la valeur souhaitée. Au bord de la plaque cette différence est plus importante. Pour éviter cette disparité, la procédure de gravure est optimisée pour les générations de puces à suivre.

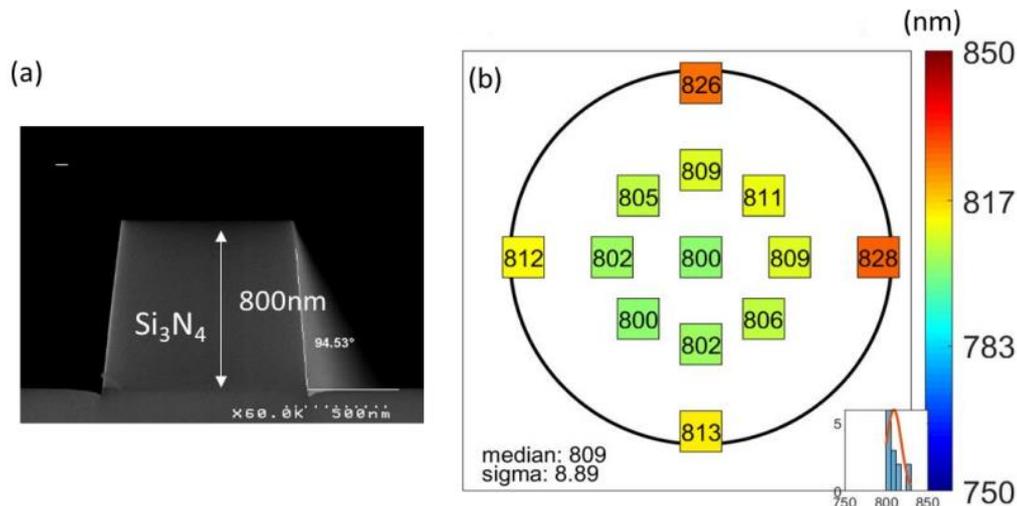


Figure 64 (a) Image MEB du guide optique (coupe verticale). (b) Mesures de l'épaisseur des guides dans différentes zones de la plaque. Au centre de la plaque, le dépôt de la couche  $\text{Si}_3\text{N}_4$  est assez homogène avec une différence de quelques nanomètres. Ces caractérisations ont été réalisées par l'équipe du CEA-leti.

### 3.2.3 Mesure des pertes dans les guides

#### 3.2.3.1 Méthode de mesure des pertes de propagation dans les guides

Les pertes sont mesurées soit manuellement, soit à l'aide d'un banc de test automatique (prober), dans une série de guides d'onde en spirale de différentes longueurs. Cette méthode est appelée « cut-back ». La lumière est injectée dans la spirale avec une intensité connue  $P_{in}$ , on mesure alors l'intensité de sortie  $P_{out}$ . Nous pouvons ainsi déduire les pertes de propagation ainsi que les pertes de couplage entre le guide optique et la fibre.

Notons que cette méthode, bien que simple et directe, dépend de la reproductibilité de la qualité du couplage entre la fibre et la puce pour les différentes mesures effectuées. Le niveau de pertes mesuré n'est donc pas sans incertitude. Pour augmenter la certitude des valeurs mesurées nous effectuons les mesures sur plusieurs puces. Ces mesures sont assez chronophages lorsqu'elles sont réalisées manuellement.

Pour réduire le temps nécessaire pour effectuer ces mesures, nous pouvons utiliser une autre méthode : en mesurant la transmission d'un anneau, le facteur de qualité permet d'estimer les pertes de propagation directement :

$$\alpha = \frac{\lambda_0}{Q_{int} R FSR} \quad (3.9)$$

Avec,  $\alpha$  les pertes de propagation,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $Q_{int}$  le facteur de qualité intrinsèque, FSR est la distance en longueur d'onde entre les résonances, et R le rayon du résonateur.

Pour que cette méthode soit précise, il est nécessaire d'utiliser un analyseur de spectre optique avec une résolution assez fine pour pouvoir résoudre la largeur du pic de la résonance. Il faut également que le résonateur en anneau soit en couplage critique pour que les pertes mesurées soient égales aux pertes intrinsèques.

Dans ce manuscrit, nous avons utilisé principalement la méthode cut-back pour caractériser le niveau des pertes de propagation dans nos guides d'onde. Dans la section suivante, les valeurs de pertes mesurées sont données pour les différents types de guides utilisés dans nos travaux.

### 3.2.3.2 Mesure des pertes

Nous avons implémenté des guides de différentes longueurs sur nos puces afin de pouvoir mesurer les pertes de propagation. Ci-dessus les résultats de ces mesures:

#### A. Niveau des pertes dans un guide fin

Pour réaliser les mesures de pertes dans les guides à faible confinement de largeur  $2.7\mu\text{m}$  et d'épaisseur de  $90\text{nm}$ , nous avons implémenté des guides de longueurs  $9\text{mm}$ ,  $72.9\text{mm}$ ,  $127.8\text{mm}$  et  $209.7\text{mm}$ . Nous avons utilisé un laser à  $1550\text{ nm}$  avec une puissance  $P_{in} = 7.6\text{ dBm}$  pour sonder ces spirales. La puissance en sortie est collectée à l'aide d'une fibre lentillée.

Nous traçons ensuite les pertes en fonction de la longueur de chaque spirale, en appliquant une régression linéaire aux résultats nous pouvons déduire les pertes de propagation par unité de longueur ainsi que les pertes de propagation. Tel que :  $Pertes(dB) = L * a + b$ . Avec,  $a$  les pertes de propagation en  $\text{dB/m}$  et  $b$  les pertes de couplage en  $\text{dB}$  et  $L$  la longueur du guide. Ces pertes de couplage correspondent aux pertes dues au couplage fibre-puce à l'entrée et à la sortie de la puce. Nous avons ainsi mesuré un niveau de pertes de propagation de  $6.8\text{ dB/m}$  (Figure 65) et des pertes de couplage de  $6\text{ dB}$  par facette.

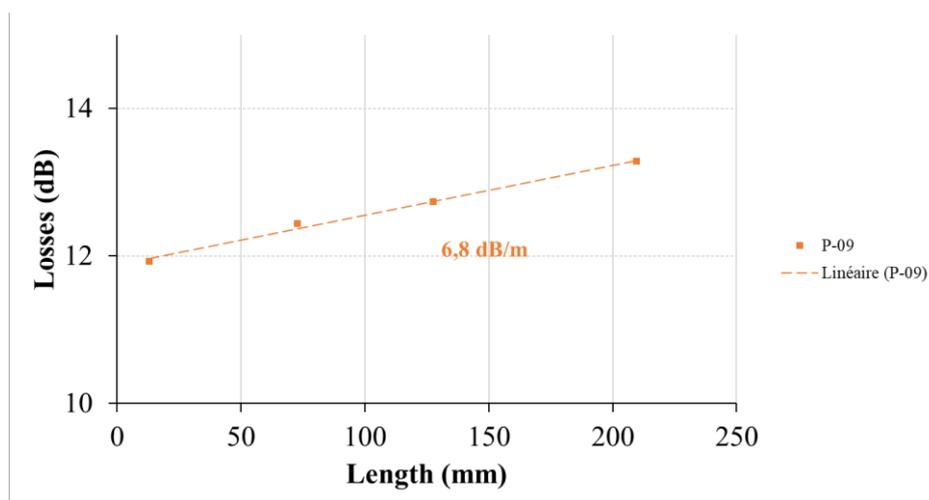


Figure 65 Le niveau de pertes de propagation dans un guide de largeur  $2.7\mu\text{m}$  et d'épaisseur de  $90\text{ nm}$  en  $\text{dB}$  mesuré en fonction de la longueur de la ligne à retard. La régression linéaire permet de déduire le niveau de pertes par unité de longueur (ici  $6.8\text{ dB/m}$ ).

#### B. Niveau des pertes dans un guide épais

Pour les mesures de pertes dans des guides à fort confinement, nous avons utilisé des spirales de différentes longueurs comme précédemment. Les mesures de  $P_{out}$  ont été réalisées automatiquement via un prober par l'équipe du CEA-Leti. La Figure 66 donne le niveau de pertes pour un guide monomode (de largeur  $0.9\mu\text{m}$ ) et un guide multimode (de largeur  $1.7\mu\text{m}$ ).

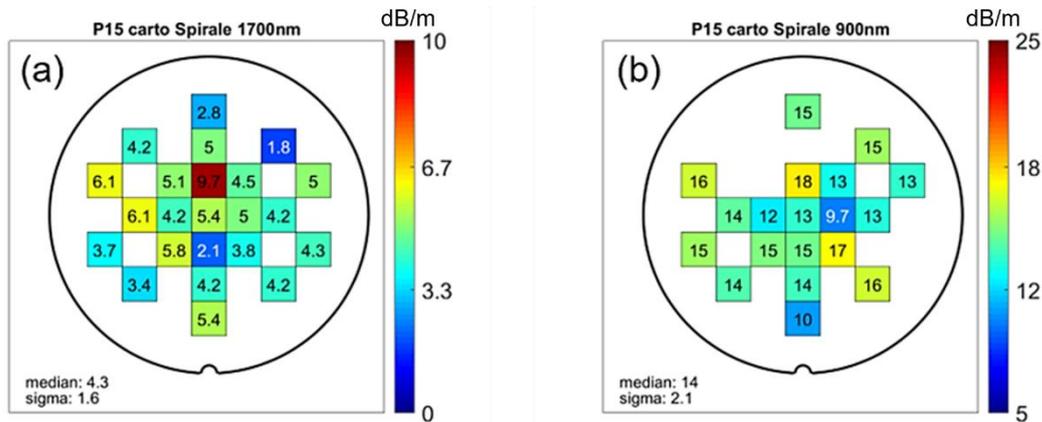


Figure 66 Le niveau des pertes de propagation mesurée sur une plaque avec (a) des guides multimodes de largeur  $1.7\mu\text{m}$  et (b) des guides monomodes de largeur de  $0.9\mu\text{m}$ . Ces mesures ont été réalisés par l'équipe du CEA-leti.

Les pertes de propagation dans les guides multimodes sont de 3-6 dB/m. Ces pertes sont considérablement inférieures comparés aux pertes de propagation dans les guides monomodes dont la valeur est plutôt de 14 dB/m. Ces résultats confirment notre hypothèse faite lors du choix de la largeur du guide  $\text{Si}_3\text{N}_4$  épais, les guides multimodes sont beaucoup moins sensibles à la rugosité des parois latérales. Dans les guides monomodes pourtant, nous notons l'effet des pertes causées par la rugosité des parois, le niveau de pertes obtenu est supérieur aux valeurs attendues. Lors de la phase de conception, nous avons estimé un niveau de pertes nécessaire de  $<10\text{dB/m}$  pour les guides monomodes. Cette valeur est calculée par rapport à la puissance fourni par le R-SOA (20dB) et la longueur de la ligne à retard que nous avons intégré dans la cavité du laser à verrouillage de modes ( $\sim 28\text{cm}$ ). Dans le cas d'un niveau de pertes trop élevé (ici supérieur à 10 dB/m), la puissance dans la cavité de notre laser est insuffisante pour assurer la qualité de verrouillage de modes.

À la suite des résultats de cette première génération de plaques en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  fort confinement, nous avons choisi de travailler avec des guides multimodes dans les spirales pour réduire les pertes de propagation dans nos cavités lasers.

### C. Conclusion

D'après les mesures des pertes réalisées sur les différentes plaques fabriquées aux CEA-Leti dans le cadre des travaux présentés dans ce manuscrit, nous pouvons affirmer que le niveau de pertes atteint au CEA-Leti est comparable à l'état de l'art des niveaux de pertes dans les guides  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (fin et épais). Le Tableau 9 montre un bilan des performances, dont les pertes de propagation, atteintes par différents groupes de recherche au moment de la rédaction de ce manuscrit.

Tableau 9 Comparaison des performances des guide  $\text{Si}_3\text{N}_4$  épais (épaisseur  $>700\text{nm}$ ) réalisés par différents groupes de recherche.

Groupe	Epaisseur (nm)	Largeur de guide ( $\mu\text{m}$ )	Q( $\times 10^6$ )	Pertes (dB/m)	Rayon de Courbure min. ( $\mu\text{m}$ )
EPFL	950	2.1	30	2.4	-
Ligentec	800	1.5-2	2-20	5	-
Columbia	730	2.6	32	1	80
CEA-Leti	800	0.9	-	14	20
CEA-leti	800	1.7	6	4	60



### 3.3 Conception des réseaux de Bragg en $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ pour une cavité de laser à verrouillage de modes

#### 3.3.1 Rappels théoriques

Les réseaux de Bragg sont largement utilisés dans de nombreuses applications telles que les lasers DBR (*Distributed Bragg Reflector Laser*) et les lasers DFB (*Distributed Feedback Laser*), mais aussi dans des capteurs de température, et en tant que filtres dans diverses applications. Les réseaux de Bragg sur fibre ont été largement étudiés [192], les principes théoriques acquis par ces travaux ont été transférés vers l'optique intégrée pour réaliser des réseaux de Bragg sur puces optiques. Dans nos travaux, le réseau de Bragg joue un rôle essentiel dans notre cavité laser (comme nous l'avons vu dans le premier chapitre), il permet de fermer la cavité en jouant le rôle du 2<sup>e</sup> miroir de la cavité, et il agit également comme filtre pour sélectionner les modes optiques qui rentrent en interaction ensuite par mélange à quatre-ondes pour former le spectre optique dans notre laser.

Dans cette partie du manuscrit, nous allons brièvement expliquer les principes de fonctionnement d'un réseau de Bragg. Ensuite, nous allons donner plus de détails spécifiques à la conception d'un réseau de Bragg dans  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$  utilisé comme filtre et miroir dans une cavité laser à verrouillage de modes. Nous terminons la section en présentant les mesures spectrales des réseaux de Bragg utilisés dans nos cavités lasers.

##### 3.3.1.1 Principes de fonctionnement d'un réseau de Bragg

Les réseaux de Bragg sont formés par une alternance de milieux d'indice  $n1$  et  $n2$  respectivement (tel que  $n1 > n2$ ), la différence d'indice entre les deux milieux est atteinte en implémentant une variation de la taille du guide optique pour créer une variation périodique de l'indice effectif du mode guidé dans le milieu de propagation (Figure 67).

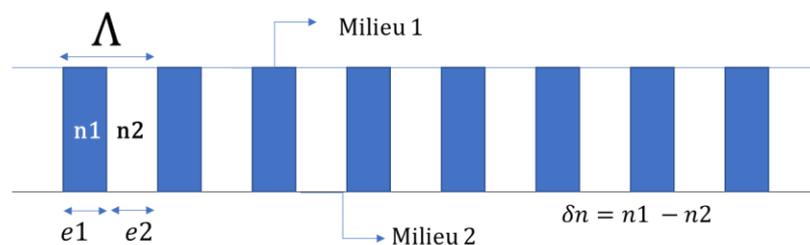


Figure 67 Un réseau de Bragg est formé par une variation périodique de l'indice effectif. La période  $\Lambda$  est formée par deux milieux d'indice  $n1$ ,  $n2$  et de largeurs  $e1$ ,  $e2$  respectivement.

Le fonctionnement des réseaux de Bragg est basé sur le principe de diffraction, lorsque la lumière se propage dans un réseau de Bragg, une partie du champ incident est réfléchi partiellement dans le sens opposé du champ incident, la portion réfléchi dépend du coefficient de réflectivité (Figure 68). Ceci n'est possible que lorsque la lumière incidente, avec un angle  $\frac{\pi}{2}$ , remplit la condition de Bragg suivante :

$$\lambda_B = 2 \underline{n} \Lambda \quad (3.10)$$

Avec,  $\Lambda$  la période du réseau de Bragg et  $\underline{n}$  l'indice effectif moyen du milieu de propagation et  $\lambda_B$  la longueur d'onde de Bragg.

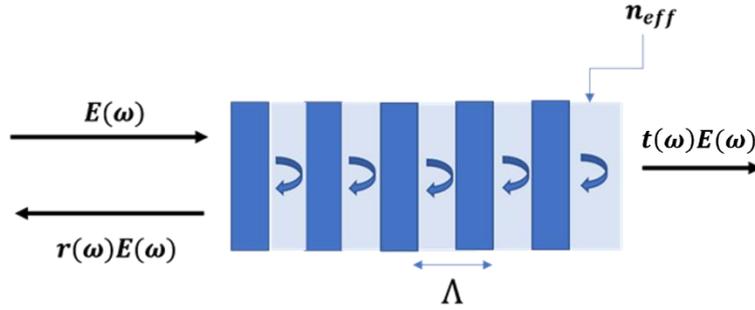


Figure 68 Une portion de l'onde d'incidente (ici représentée par le champ  $E(\omega)$ ) est réfléchié dans le sens inverse de propagation du champ  $E(\omega)$  tandis que le reste est transmis. Le ratio de réfléchi/transmis dépend des facteurs de réflexion  $r(\omega)$  et de transmission  $t(\omega)$ , tel que  $r(\omega) + t(\omega) = 1$ .

L'alternance des milieux 1 et 2 permet une interférence constructive ou destructive des champs réfléchis à chaque interface. La longueur d'onde  $\lambda_B$  respectant la condition (1) correspond au maximum du spectre de réflexion du réseau de Bragg. Les longueurs  $e_1$  et  $e_2$  des milieux 1 et 2 respectivement (Figure 67) doivent chacune avoir une phase de  $\frac{\pi}{2}$ . Ainsi, les longueurs des milieux 1 et 2 sont données par:

$$e_i = \frac{\lambda}{4n_i} \text{ or } i = (1,2) \text{ et } n_i = \underline{n} \sin(\theta) \quad (3.11)$$

Avec,  $n_i$  l'indice effectif des milieux 1 et 2 respectivement, et  $\theta=90$  pour une incidence normale.

Dans un réseau de Bragg, l'indice de réfraction en fonction de la position ( $z$ ) dans le réseau de Bragg  $n(z)$  est donné par:

$$n(z) = \underline{n} + \delta n_{eff}(z) \cos (Kz + \phi(z)) \quad (3.12)$$

Avec,  $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$  la fréquence spatiale d'un réseau de période  $\Lambda$  et  $\delta n_{eff}(z)$  la perturbation d'indice dans le milieu de propagation et  $\underline{n}$  l'indice moyen. La perturbation d'indice  $\delta n_{eff}(z)$  est donnée par la différence d'indice entre les indices des deux milieux de largeur  $e_1$  et  $e_2$ . Si l'amplitude de cette perturbation varie le long du réseau de Bragg, ce réseau est dit apodisé [193]. Un réseau de Bragg avec une fréquence spatiale variable  $K(z) = K + \Delta K(z)$  est dit chirpé [194]. Nous décrivons plus en détails ces deux types de réseaux dans la suite de cette section.

- **Calcul de la réflectivité et de la transmission d'un réseau de Bragg :**

Le calcul des paramètres du réseau de Bragg est basé sur la théorie de modes couplés (CMT). Ici nous rappelons les équations permettant de modéliser la réponse d'un réseau de Bragg, pour un calcul plus détaillé nous référons le lecteur à la référence [192].

Selon la théorie des modes couplés, le mode résultant de la propagation de la lumière à travers un réseau de Bragg est donné par le couplage entre le mode en propagation dans la direction d'incidence de la lumière donné par  $A(z)$  et le mode propageant dans le sens opposé donné par  $B(z)$ .

Nous avons donc les deux équations couplées suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dA}{dz} = i\Delta\beta A - i\kappa e^{i[(2\beta-K)z+\phi]} B \quad (3.13) \\ \frac{dB}{dz} = -i\Delta\beta B - i\kappa e^{i[(2\beta-K)z+\phi]} A \quad (3.14) \end{array} \right.$$

Avec,  $\Delta\beta = 2\pi n_{eff}(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_B})$ , et  $\kappa$  est la constante de couplage, son expression est donnée par [195], [196]:

- $\kappa = \pi\Delta n/\lambda$ , dans le cas d'une perturbation d'indice sinusoïdale
- $\kappa = 2\Delta n/\lambda$ , dans le cas d'une perturbation d'indice rectangulaire (comme c'est le cas pour nos réseaux de Bragg).

Le système d'équations couplées est résolu en considérant que l'onde incidente  $A(z)$  est connue et en supposant que la lumière n'est injectée dans le réseau que depuis une seule extrémité. Nous pouvons ainsi déduire le coefficient de réflectivité en amplitude, tel que :

$$r = \frac{B(0)}{A(0)} = \frac{\kappa^* \sinh(sL)}{s \cosh(sL) + \Delta\beta \sinh(sL)} \quad (3.15)$$

Avec  $s = \sqrt{\kappa^2 - \Delta\beta^2}$ ,  $L$  la longueur du réseau de Bragg, et  $\kappa$  la constante de couplage.

Le coefficient de réflexion en intensité  $R$  est donnée par :

$$R = \frac{sL}{sL - (\frac{\Delta\beta}{\kappa})^2} \quad (3.16)$$

Et le coefficient de transmission par :

$$T = \frac{s^2}{\kappa^2 sL - \Delta\beta^2} \quad (3.17)$$

La largeur spectrale (la bande-passante) du réseau de Bragg centré autour de la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  est donnée par :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\pi n_g} \sqrt{|\kappa|^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2} \quad (3.18)$$

A partir de cette expression, nous pouvons définir les paramètres clés permettant de choisir la bande-passante du réseau de Bragg : le coefficient de couplage  $\kappa$  et la longueur du réseau  $L$ .

Le produit  $\kappa L$  permet de définir la force de réseau, le choix de la valeur de la force de réseau influence la bande-passante (9) et la réflectivité du réseau, tel que  $R_{\max} = \tanh^2(\kappa L)$ .

Ainsi nous pouvons faire varier le coefficient de couplage en variant l'indice du milieu 1 par rapport au milieu 2. En pratique, ceci revient à faire varier la taille des corrugations du réseau de Bragg pour atteindre une différence d'indice correspondante au facteur de couplage souhaité comme nous le verrons dans la section suivante.

### 3.3.1.2 La méthode de simulation de la réponse d'un réseau de Bragg uniforme

La simulation des réseaux d'un Bragg est basée sur la méthode de matrice de transfert (Transfert Matrix Method ou TMM). L'avantage de cette méthode est sa flexibilité, elle peut être adaptée à des réseaux de Bragg uniformes ou non-uniformes (dans le cas d'un réseau de Bragg chirpé ou apodisé).

Pour appliquer la TMM, il suffit de diviser un réseau de Bragg de longueur  $L$  en  $N$  sections courtes, chaque section correspond à une période du réseau de Bragg. Une matrice (2x2) est attribuée à chaque section, ainsi pour déduire la réponse du réseau de Bragg en entier nous multiplions toutes les matrices.

Pour une section  $i$ , avec  $i \in (0, N)$  :

$$\begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} = T_i \begin{bmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{bmatrix} = [t_{11}t_{1 \rightarrow 2}t_{22}t_{2 \rightarrow 1}] \begin{bmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

Avec,  $t_{11}$  la matrice de propagation dans le milieu 1,  $t_{1 \rightarrow 2}$  la matrice de propagation à travers l'interface entre le milieu 1 et 2,  $t_{22}$  la matrice de propagation dans le milieu 2, et  $t_{2 \rightarrow 1}$  la matrice de propagation à travers l'interface entre le milieu 2 et le milieu 1 de la section suivante. Les champs A et B correspondent au champ en propagation dans le sens d'incidence de la lumière et le sens opposé respectivement.

Pour décrire la réponse du réseau complet :

$$\begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} = \prod T_i \begin{bmatrix} A_N \\ B_N \end{bmatrix} = [T] \begin{bmatrix} A_N \\ B_N \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

La réflectivité et la transmission du réseau de Bragg sont alors données par :

$$R = \frac{T_{21}}{T_{11}} \quad (3.21)$$

$$T = 1/T_{11} \quad (3.22)$$

En implémentant ces équations dans un script MATLAB, nous pouvons ainsi obtenir la courbe de réflectivité, et de la transmission en fonction de la longueur d'onde.

La Figure 69 montre un exemple du résultat obtenu pour un réseau de Bragg dont les paramètres sont résumés dans le tableau suivant (ce réseau est intégré dans un guide fin, avec une largeur de  $2.7\mu\text{m}$  et une épaisseur de  $90\text{nm}$ ). Avec,  $\Delta n$  la différence d'indice entre les indices effectifs des milieu 1 et 2 respectivement.

Tableau 10 Caractéristique du réseau de Bragg simulée pour un guide en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  fin ( $e=90\mu\text{m}$ ) avec une largeur de  $2.9\mu\text{m}$ .

Période $\Lambda$ (nm)	L (mm)	$\Delta n$	Bande-passante (nm)	$\lambda_B$ (nm)
264	1.2	$3.10^{-4}$	1.4	1550.52

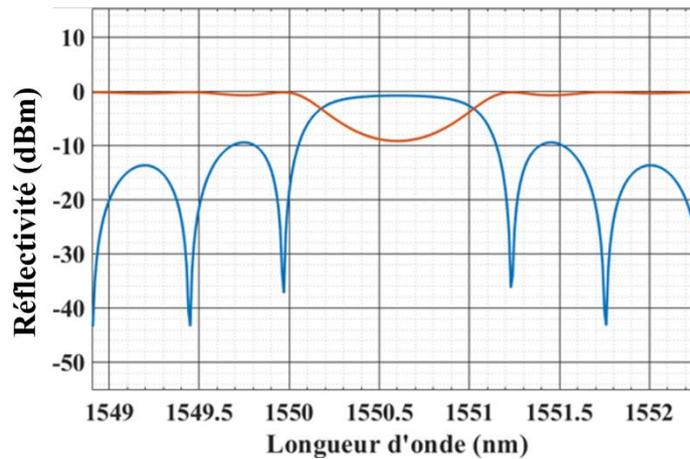


Figure 69 Réponse d'un réseau de Bragg simulé avec la méthode de matrice de transfert avec une période de 264 nm et  $L=1.2$  mm.

### 3.3.1.3 Principes de conception du réseau de Bragg

Dans cette partie, nous décrivons la procédure de conception de nos réseaux de Bragg. Nous adaptons l'étude théorique présentée dans la section précédente afin de choisir les bons paramètres pour le réseau de Bragg.

Pour concevoir un réseau de Bragg, il faut introduire une modulation d'indice de réfraction. Pour ce faire, nous varions périodiquement la largeur du guide d'onde. La hauteur des "dents" du réseau noté  $h$  correspondant à la largeur du guide dans le milieu de longueur  $e1$  est fixée en fonction de la différence d'indice effectif souhaitée. Cette différence d'indice définit la force du réseau  $\kappa L$  comme nous l'avons vu dans la section précédente.

Le mode optique se propageant dans le réseau de Bragg voit donc deux milieux d'indices  $n_{eff1}$  et  $n_{eff2}$  de manière périodique sur des longueurs  $e1$  et  $e2$ . (Figure 70).

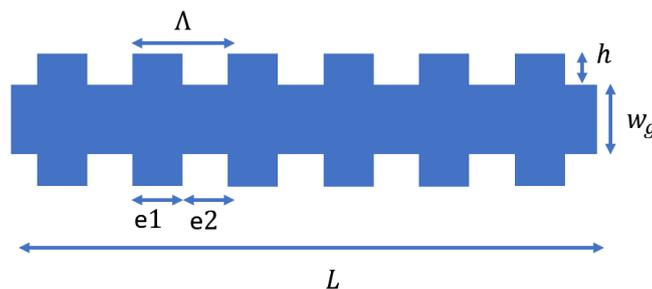


Figure 70 Réseau de Bragg uniforme avec corrugation, où  $h$  est la hauteur des dents,  $w_g$  est la largeur du guide, et  $L$  la longueur du réseau

Il existe également une technique assez similaire qui utilise ce que nous appelons des "îlots" qui sont positionnés à une distance  $g$  du guide d'onde (Figure 71), dans la suite de ce manuscrit nous notons cette distance le "gap"  $g$ . La valeur de  $g$  est choisie également en fonction des paramètres souhaités (force du réseau, niveau de réflectivité). En utilisant cette technique, nous pouvons adapter la différence d'indice effectif  $\Delta n$  entre les deux milieux (et par conséquent la force du réseau) plus précisément vu que nous pouvons changer à la fois la valeur de  $g$  mais

aussi les dimensions des « îlots ». Ceci nous permet ainsi un meilleur contrôle de la force du réseau de Bragg et donc de sa réflectivité et sa bande-passante.

Pourtant, cette technique est plus sensible aux défauts de fabrication, puisqu'un changement de la géométrie des « îlots » cause une variation de l'indice effectif  $n_{eff1}$  et donc de la modulation d'indice effectif introduite. Ceci modifie ainsi les propriétés du réseau de Bragg. Il faudrait donc prendre en compte ce risque lors de la conception du réseau de Bragg.

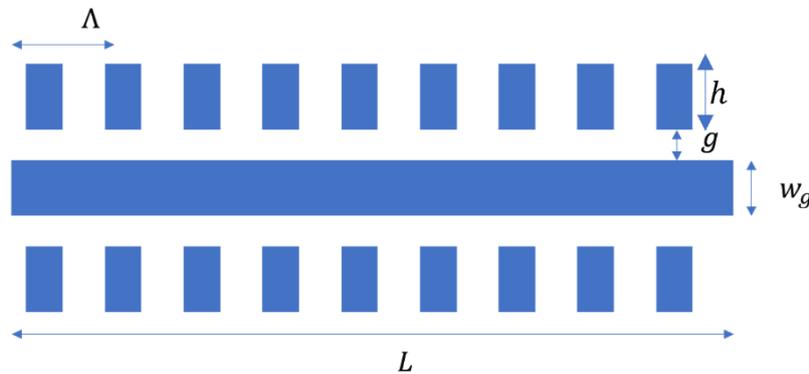


Figure 71 Réseau de Bragg à « îlots », où  $g$  est le gap entre le guide et les « îlots »,  $w_g$  est la largeur du guide, et  $L$  la longueur du réseau

- **Conception d'un réseau de Bragg pour une cavité laser à verrouillage de modes**

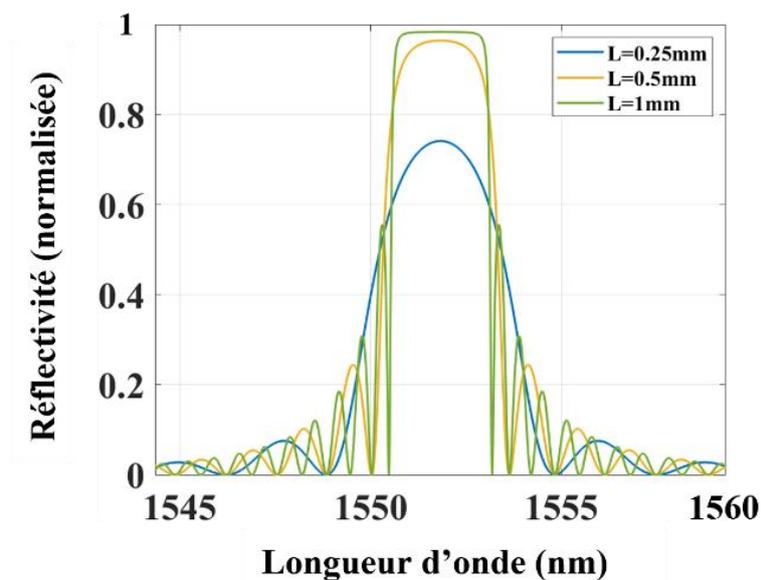
Pour un laser à verrouillage de modes, nous avons besoin d'un réseau de Bragg d'une bande passante de 1 à 2 nm et d'une réflectivité relativement élevée ( $\sim 80\%$ ) puisque le réseau de Bragg est utilisé comme miroir de cavité et nous exploitons également le signal transmis. Notons que les résultats de simulation des réseaux de Bragg que nous partageons dans cette section (sauf indication du contraire) sont réalisés pour des guides à fort confinement de largeur 900 nm, avec des îlots positionnés à une distance  $g$  du guide optique pour introduire la modulation d'indice (Figure 71). Le rapport cyclique DC (pour « duty cycle » en anglais) de ces réseaux de Bragg est de  $DC=0.5$ . Cette propriété est liée à la longueur des milieu 1 et 2 comme suit [197]:  $e_1 = \Lambda \cdot DC$  et  $e_2 = \Lambda \cdot (1 - DC)$ .

La largeur spectrale du réseau de Bragg dépend de la constante de couplage  $\kappa$  et la longueur du réseau  $L$ . la valeur de la réflectivité en dépend aussi, puisque  $R_{max} = \tanh^2(\kappa L)$ . Nous devons donc choisir la valeur du produit  $\kappa L$  (dit force du réseau) pour répondre à nos spécifications en termes de bande-passante et de réflectivité. Par exemple, pour une force de réseau définie par  $\kappa L = 1.44$ , nous obtenons une réflectivité adaptée de 80%.

La Figure 72 donne un exemple de l'effet de la variation de la longueur du réseau sur la réflectivité et la bande-passante d'un réseau de Bragg dans un guide à fort confinement. Les paramètres du Tableau 11 ont été maintenus constants, seule la longueur change entre les différents réseaux simulés.

Tableau 11 Caractéristique du réseau de Bragg simulé pour un guide en fort confinement ( $e=800\text{nm}$ ).

Type du guide	Largeur du guide (nm)	Hauteur des îlots h	g (nm)	$\Delta n$	Période (nm)	$\lambda_B$
Fort confinement	900	900	300	$8.237 \cdot 10^{-4}$	264	1551

Figure 72 La réponse du réseau de Bragg en fonction de la longueur du réseau pour le même coefficient de couplage  $\kappa$  et pour la même période de 264 nm.

Comme nous l'avons vu dans la partie théorique de la section (2.1.1), lorsque la longueur du réseau de Bragg augmente, la valeur du produit  $\kappa L$  augmente et donc le niveau de réflectivité est plus important, tandis que la bande-passante du réseau diminue.

Pour obtenir la réponse du réseau de Bragg souhaitée, nous pouvons donc faire varier la valeur du coefficient de couplage  $\kappa$  et donc la différence d'indice, et la longueur du réseau. La différence d'indice dépend des dimensions des îlots et de la distance au guide  $g$ , notons que ces dimensions sont limitées par les contraintes de fabrication tel que :

- La valeur de la distance  $g$  ne peut pas être inférieure à 300 nm.
- La valeur de la largeur d'un îlot ne peut pas être inférieure à 200 nm.

En tenant compte de ces restrictions, nous commençons la conception du réseau de Bragg par un calcul de l'indice effectif de réfraction en fonction de la hauteur des îlots  $h$  et de la distance  $g$  (Figure 70). Nous choisissons ensuite la hauteur  $h$  en fonction de la différence d'indice souhaitée. Ces simulations sont réalisées pour un réseau de Bragg avec un guide de largeur 900 nm, une période de 264 nm, et une longueur d'onde centrale de 1550 nm.

Pour une force de réseau  $\kappa L = 1.44$ , et une longueur  $L=500\mu\text{m}$ , la différence d'indice est de l'ordre  $4 \cdot 10^{-3}$ . A partir des résultats de simulation de l'indice effectif, nous déduisons que la valeur de  $h$  est de 500 nm, avec une valeur de  $g$  de 400 nm (Figure 73).

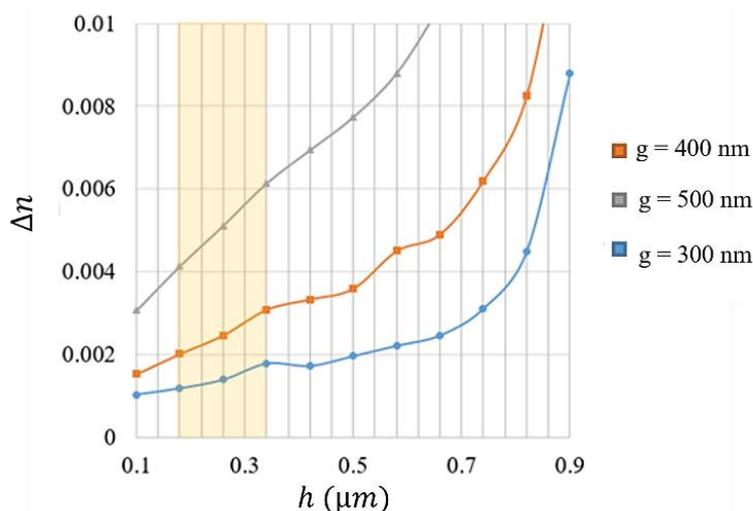


Figure 73 Variation de la différence d'indice en fonction de la largeur des "îlots" pour des valeurs du gap  $g$  de 300 nm, 400 nm et 500 nm. La zone orange représente l'intervalle contraint par les limites de fabrication.

En général, les réseaux de Bragg conçus pour notre cavité laser ont une bande-passante de 2 à 4 nm avec des valeurs de réflectivité autour de 80-90% et un coefficient de couplage  $\kappa$  entre  $25\text{cm}^{-1}$  et  $80\text{cm}^{-1}$  selon la longueur du réseau  $L$  (0.25 à 1 mm). En ajustant la longueur du réseau ainsi que les dimensions des îlots (et donc la différence d'indice), nous pouvons obtenir la réponse souhaitée.

### 3.3.1.4 Réseau de Bragg apodisé et chirpé

Dans cette section, nous présentons les réseaux de Bragg non-uniformes : réseaux de Bragg apodisés et chirpés. Bien que les réseaux de Bragg uniformes soient suffisants pour répondre aux besoins de notre cavité laser (réflectivité entre 80% et 90%, et bande-passante supérieure à 1 nm), nous pouvons améliorer la réponse du réseau de Bragg en supprimant l'effet des lobes secondaires. Pour ce faire, nous proposons de réaliser des réseaux de Bragg apodisés [193], [198].

En plus de son rôle en tant que filtre et miroir dans notre cavité laser, le réseau de Bragg peut également jouer un rôle supplémentaire. En adaptant la valeur de la dispersion dans le réseau, nous pouvons compenser les effets de dispersion dans la cavité. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la dispersion dans une cavité de laser à verrouillage de modes influence la forme du spectre optique ainsi que le temps de vie des photons et par conséquent la largeur des impulsions générées. Il est essentiel donc d'identifier une solution pour pouvoir contrôler cette dispersion. Ici, nous nous concentrons uniquement sur la solution à base de réseau de Bragg dit « chirpé » (ou chirped en anglais) [194]. Dans le chapitre 4, nous détaillerons les autres solutions disponibles pour ajuster la valeur de la dispersion dans un laser à verrouillage de modes.

#### A. Réseau de Bragg apodisé

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, la longueur d'onde centrale du filtre de Bragg  $\lambda_B$  et sa bande passante peuvent être adaptés par conception. Cependant, le spectre de réflectivité du réseau contient des lobes secondaires qui se produisent à des longueurs d'onde adjacentes. Idéalement, le rapport de suppression des lobes latéraux (« side mode suppression

ratio » SMSR) doit être aussi élevé que possible. Pour améliorer la réjection de ces lobes secondaires, nous utilisons un réseau de Bragg apodisé. En adoptant cette solution, nous souhaitons également améliorer la transition entre le guide d'onde et le réseau de Bragg afin de réduire l'effet des réflexions parasites dues à cette transition.

Pour réaliser un réseau de Bragg apodisé, nous devons introduire une variation de l'amplitude de la modulation d'indice effectif le long du réseau. Ceci revient à faire varier le coefficient de couplage  $\kappa$ . Un réseau de Bragg apodisé est donc un réseau à force variable dont la valeur s'approche de zéro au niveau des deux extrémités du réseau. Cela permet une transition continue entre le guide d'onde et le réseau de Bragg et permet donc de supprimer les réflexions parasites à cette interface. En réalisant cette apodisation, nous supprimons également l'effet d'ondulation à l'origine des lobes secondaires, et nous pouvons ainsi améliorer le SMSR.

Lorsque nous introduisons une variation de l'amplitude de la modulation d'indice, la valeur de l'indice effectif moyen varie légèrement le long du réseau. En raison de cet effet secondaire, l'apodisation accompagnée d'un chirp a été étudiée comme un moyen de contrôler la dispersion dans le réseau [194], [199]. Ceci est particulièrement intéressant dans notre cas, car nous étudions dans ce travail les effets de la dispersion sur le verrouillage de modes et des moyens permettant de la contrôler.

Comme nous l'avons vu dans la partie théorique de cette section, l'indice effectif d'un réseau de Bragg uniforme est donné par l'expression suivante :

$$n(z) = \underline{n} + \delta n_{eff}(z) \cos (Kz + \phi(z)); 0 < z < L \quad (3.23)$$

Avec,  $L$  la longueur du réseau de Bragg,  $\underline{n}$  l'indice effectif moyen,  $\delta n_{eff}(z)$  la perturbation d'indice le long du réseau, et  $K$  la fréquence spatiale donnée par :  $2\pi/\Lambda$ . Dans ce cas, la perturbation d'indice introduite varie entre  $n_{eff1}$  et  $n_{eff2}$ , et son amplitude est constante le long du réseau (Figure 75).

Pour concevoir un réseau de Bragg apodisé, nous devons faire varier la force du réseau progressivement, pour ce faire, nous varions l'amplitude de la perturbation d'indice le long du réseau. Ceci revient à faire varier l'indice  $n_{eff2}$  du milieu 2 en variant la largeur des dents dans le cas d'un réseau de Bragg à corrugations ou les paramètres  $h$  ou  $g$  dans le cas d'un réseau de Bragg à îlots (Figure 74).

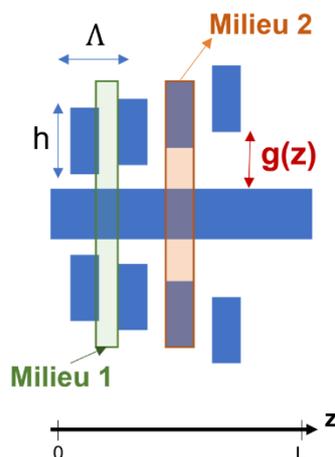


Figure 74 Réseau de Bragg apodisé. La variation de la valeur de l'indice effectif du milieu 2 est réalisée en variant la valeur de  $g$  (la distance entre l'îlot et le guide principale). Avec,  $h$  la hauteur des îlots et  $\Lambda$  la période.

La Figure 75 montre la différence entre une perturbation d'indice effectif constante le long du réseau de Bragg, et une perturbation d'indice effectif à amplitude variable (réseau apodisé). Cette variation d'indice correspond à une variation progressive du coefficient du couplage  $\kappa=2\delta n/\lambda$ . Nous faisons varier sa valeur entre une valeur faible voire nulle pour correspondre à celle du guide d'onde simple, et puis nous augmentons progressivement cette valeur pour atteindre une force de réseau (décrite par le produit  $\kappa L$ ) correspondant au niveau de réflectivité souhaitée.

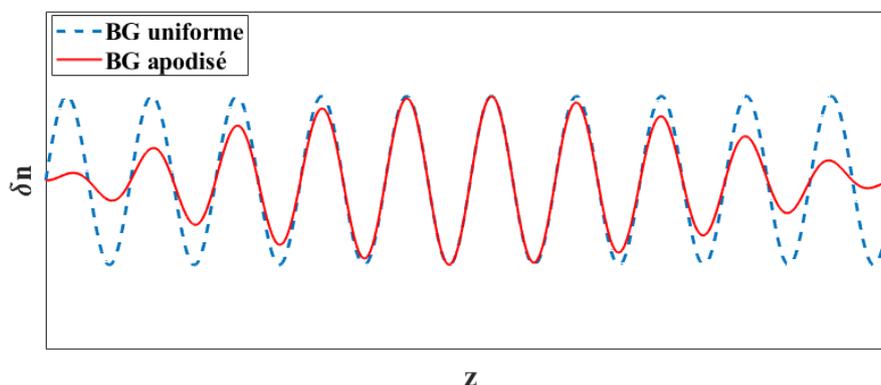


Figure 75 Comparaison de la modulation d'indice sinusoïdale (introduite par la différence d'indice entre les deux milieux constituant la période d'un réseau de Bragg) en fonction de  $z$  (avec  $0 < z < L$ ,  $L$  étant la longueur du réseau) entre un réseau de Bragg uniforme (bleu) et un réseau de Bragg apodisé (rouge).

- **La méthode de simulation d'un réseau de Bragg apodisé**

Pour simuler la réponse d'un réseau de Bragg apodisé, nous avons adapté la méthode TMM utilisé précédemment pour simuler les réseaux de Bragg uniformes. Nous commençons par calculer les valeurs d'indice effectif dans le milieu 2 en fonction de la valeur du gap  $g$ . Nous calculons ensuite la force du réseau en fonction de la différence d'indice introduite.

Pour donner un exemple, nous avons simulé les valeurs d'indice effectif  $n_{eff2}$  (du milieu 2) en fonction de la valeur du gap. Et à partir des valeurs de la différence d'indice, nous avons calculé les valeurs du coefficient de couplage  $\kappa$ . Cette simulation est réalisée pour les paramètres suivants :

Tableau 12 Paramètres du réseau de Bragg simulé (guide fort confinement  $e=800\text{nm}$ )

Type du guide	Largeur du guide ( $\mu\text{m}$ )	Période $\Lambda$ (nm)	L (mm)	$\Delta n$	DC	$\lambda_B$ (nm)	h ( $\mu\text{m}$ )	g initial ( $\mu\text{m}$ )
Épais	0.9	264	0.5	variable	0.5	1550	0.4	0.3

La Figure 76 montre les résultats de ces simulations. Nous obtenons donc un intervalle de variation de g entre  $0.6\mu\text{m}$  et  $0.4\mu\text{m}$  correspondant à un intervalle de  $\kappa$  de  $9.88\text{ cm}^{-1}$  à  $40\text{ cm}^{-1}$ . La valeur  $\kappa_{minimale} = 40\text{ cm}^{-1}$  est calculée pour obtenir une force de réseau  $\kappa_{minimale}L = 2$ . Cette valeur correspond à une réflectivité maximale de 90%.

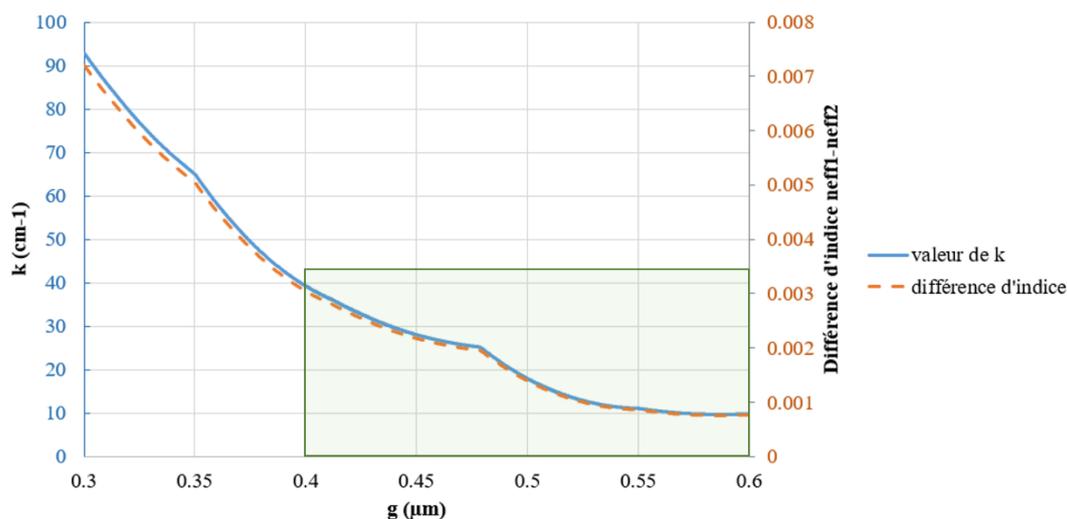


Figure 76 Résultats de simulation de la différence d'indice introduite en fonction de la distance entre les îlots et le guide g, et les valeurs du coefficient  $\kappa$  correspondants. La zone verte indique la zone correspondant à la valeur minimale de  $\kappa$  et sa valeur maximale (correspondant à un niveau de réflectivité de 90%).

Pour réaliser notre réseau apodisé, nous devons donc faire varier la valeur du gap dans ce cas-là (avec les paramètres indiqués dans le Tableau 12) entre  $0.6\mu\text{m}$  jusqu'à  $0.4\mu\text{m}$ .

- **Comparaison de la réponse en réflectivité d'un réseau de Bragg apodisé et d'un réseau de Bragg uniforme :**

La Figure 77 montre les résultats de simulation de la réponse en réflectivité d'un réseau de Bragg uniforme dont les paramètres sont résumés dans le Tableau 13.

Tableau 13 Paramètres du réseau de Bragg apodisé.

Type du guide	Largeur du guide ( $\mu\text{m}$ )	Période $\Lambda$ (nm)	L (mm)	$\Delta n$	DC	$\lambda_B$ (nm)	h des îlots ( $\mu\text{m}$ )	g initial ( $\mu\text{m}$ )
Épais	0.9	264	1.5	$8 \cdot 10^{-4}$	0.5	1550	0.9	0.4

Cette figure montre également la réponse d'un réseau de Bragg apodisé dont les paramètres sont les mêmes que le réseau uniforme, mais avec une variation progressive de  $\kappa$  le long du réseau avec une valeur minimale au début du réseau et une valeur maximale au milieu. Cette variation de la force du réseau est introduite en variant progressivement le gap entre 0.7 et 0.4  $\mu\text{m}$ . Sur cette figure nous pouvons voir le profil de la variation de  $\kappa$  utilisé en fonction de L (la longueur du réseau).

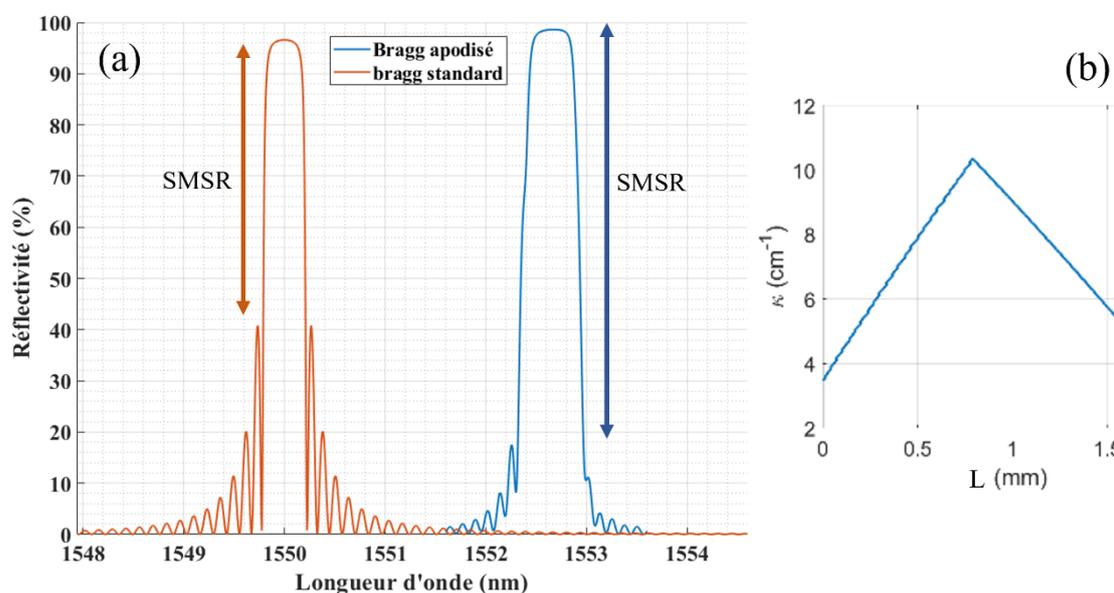


Figure 77 (a) Comparaison de la réponse en réflectivité d'un réseau de **Bragg apodisé** et un réseau de **Bragg uniforme** (les paramètres des deux réseaux sont donnés dans le paragraphe précédent). (b) Le profil de la variation du coefficient  $\kappa$  en fonction de la position dans le réseau de Bragg apodisé. Les ratios de réjection des lobes secondaires (SMSR) est augmenté grâce à l'apodisation.

En comparant le spectre de réflectivité obtenu avec celui d'un réseau de Bragg standard (de force de réseau constante), nous notons les remarques suivantes :

- Les lobes secondaires sont atténués grâce à l'apodisation. Avec un niveau des lobes à 40% dans le cas du réseau uniforme, contre 17% pour le réseau apodisé.
- La longueur d'onde de Bragg est décalée de 1550nm à 1552.5nm, ceci est dû à un changement de l'indice effectif moyen du réseau à cause de l'apodisation. Nous pouvons cependant compenser cet effet en faisant varier légèrement la largeur du guide d'onde principale.
- La valeur de la réflectivité est légèrement plus importante 96% (réseau uniforme) contre 98% dans le cas du réseau apodisé. Ceci est au fait que la valeur maximale de la force du réseau dans le cas du réseau apodisé est légèrement différente de celle obtenue dans le cas d'un réseau uniforme.

A partir de cette étude théorique, nous avons pu valider que l'apodisation permet d'améliorer la réponse du réseau de Bragg en réduisant les lobes secondaires. Il est important de noter les désavantages de cette technique :

- La variation du gap pourrait être irrégulière lors de la fabrication. Dans le cas de réseau « courts » de quelques centaines de  $\mu\text{m}$  à quelques mm, cet effet est moins important que sur des réseaux plus long.
- Les dimensions des îlots pourraient modifier à cause des erreurs de fabrications. Par conséquent, l'indice effectif du milieu 2 (et donc le profil de l'apodisation) serait modifié. Et donc l'apodisation pourrait s'avérer moins efficace.

Malheureusement, lors du temps imparti à la réalisation de nos travaux de thèse, nous n'avons pas eu le temps de réaliser des mesures de la réponse spectrale de ces réseaux pour évaluer l'importance de ces risques. Il est possible cependant de corriger la réponse des réseaux de Bragg apodisés pour s'adapter aux sensibilités de la fabrication, en se basant sur les mesures expérimentales des premiers puces réalisées.

## B. Réseau de Bragg chirpé

Les réseaux de Bragg chirpés ont été largement étudiés pour agir comme dispositifs permettant de compenser la dispersion, surtout dans le domaine des télécoms [72], [194]. Dans notre cas, nous souhaitons utiliser ce type de réseau de Bragg pour compenser la dispersion provenant de la puce active (dispersion matériaux et dispersion non-linéaire). Nous pouvons également adapter cette dispersion afin que la dispersion totale soit facilement compensée par une longueur de fibre à la sortie du laser permettant ainsi de compresser les impulsions. Dans cette section, nous expliquons comment nous pouvons ajuster la dispersion du réseau de Bragg chirpé.

Lors de la propagation d'une onde optique dans un guide (ou un milieu quelconque), la vitesse de groupe correspondant à chaque longueur d'onde dépend de l'indice effectif (effet de la dispersion). En faisant varier cet indice effectif nous pouvons adapter la vitesse du groupe et par conséquent la dispersion vue par l'onde optique. La méthode la plus utilisé pour « corriger » la dispersion consiste à ajouter une longueur de fibre dont la dispersion est de signe opposé à la dispersion que l'on souhaite compenser. Dans une cavité laser à verrouillage de modes, si nous adaptons la vitesse du groupe dans le réseau de Bragg en y introduisant un chirp nous pouvons atteindre un effet similaire.

Dans un réseau de Bragg chirpé la longueur d'onde de Bragg varie le long du réseau. Ceci est réalisé en introduisant une variation de la période de la modulation d'indice effectif dans le réseau. L'indice effectif  $n(z)$  est donné par :

$$n(z) = \underline{n} + \delta n_{eff}(z) \cos (Kz + \phi(z)) \quad (3.24)$$

En faisant varier la fréquence spatiale (la période)  $K(z)$ , tel que :  $K(z) = K + \Delta K$ , nous rajoutons un « chirp » au réseau de Bragg.

La Figure 78 montre le profil d'un tel réseau. Contrairement au cas précédent, l'amplitude de la modulation de la perturbation d'indice dans le réseau reste constante. Mais la période de cette modulation varie le long du réseau.

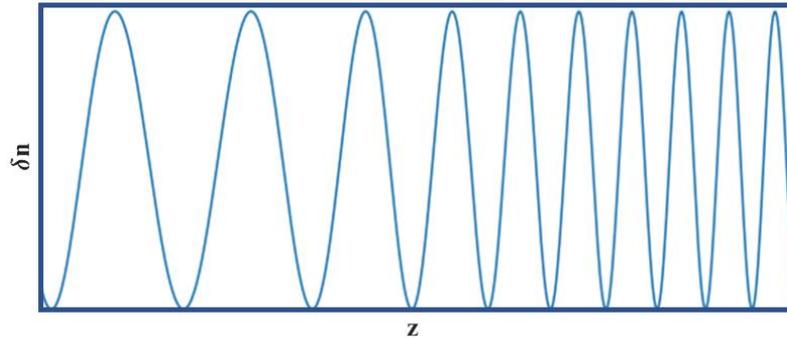


Figure 78 Le variation de la modulation de l'indice effectif le long d'un réseau de Bragg chirpé, avec  $0 < z < L$  et  $L$  la longueur du réseau de Bragg. Cette réponse est atteinte en variant progressivement la période du réseau. (Cette réponse ne correspond pas au cas d'un réseau de Bragg réaliste, la variation de la période est exagérée pour mieux expliquer la méthode employée).

- **La méthode de simulation d'un réseau de Bragg chirpé**

Pour simuler la réponse de ce réseau de Bragg, nous utilisons la méthode de matrice de transfert comme précédemment. Pour réaliser une variation de la période  $\Lambda$ , nous faisons varier la longueur du milieu 2 (Figure 79) progressivement tel que :  $\Lambda(z) = \Lambda_0 + \Delta\Lambda$  (3.25) avec,  $\Lambda_0 = e_1 + e_2$  et  $\Delta\Lambda = \delta e_2$  avec  $e_1$  maintenu constant. De cette manière nous pouvons facilement calculer la différence d'indice induite par l'ajout du « chirp » en calculant la différence d'indice (entre le milieu 1 et 2) correspondant à la variation progressive de la période le long du réseau.

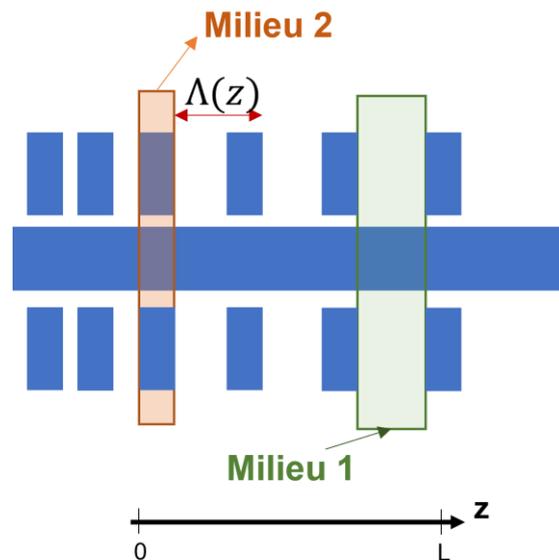


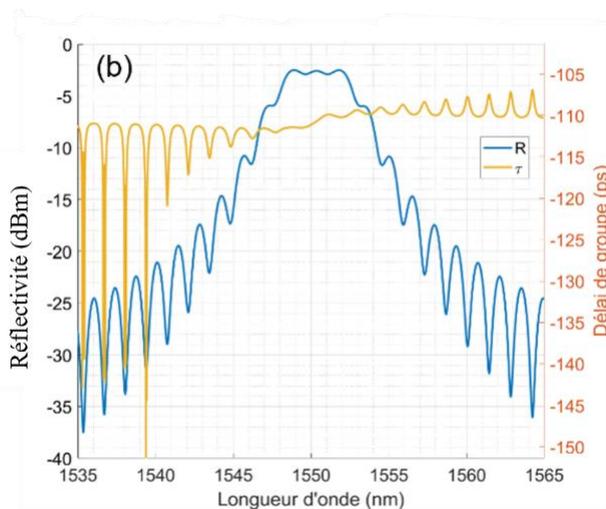
Figure 79 Schéma d'un réseau de Bragg chirpé. Le chirp est réalisé en faisant varier la période le long du réseau. Avec  $0 < z < L$ .

Pour simuler la réponse de ce type de réseau, nous calculons d'abord l'indice effectif du milieu 1 en fonction de la variation de sa longueur, et ainsi nous pouvons déduire l'indice moyen pour chaque valeur de la période. Nous devons ensuite calculer les matrices de transfert pour chaque période et multiplier les  $N$  matrices pour obtenir la réponse du réseau total.

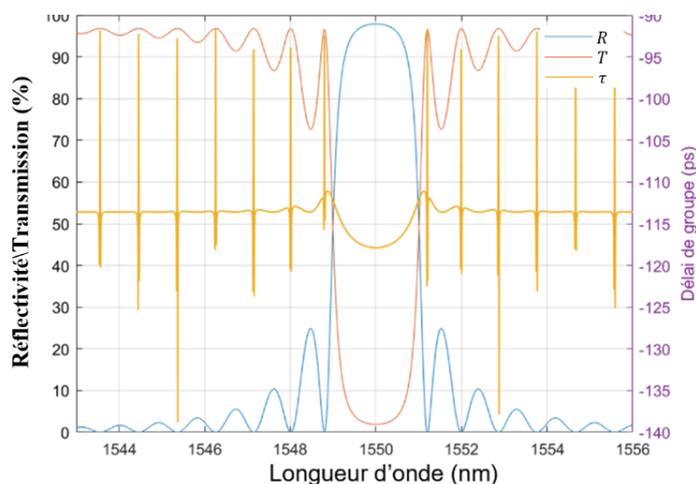
La Figure 80 montre les résultats de simulation d'un réseau de Bragg (dont les paramètres sont décrits dans le Tableau 14) avec une variation progressive de la période, tel que :  $\Delta\Lambda = 8\text{pm}$ , et  $\Lambda(0) = 664$  et  $\Lambda(L) = 667$ .

Tableau 14 Paramètres du réseau de Bragg chirpé.

Type du guide	Largeur du guide ( $\mu\text{m}$ )	Période $\Lambda$ initiale (nm)	L (mm)	DC	$\lambda_B$ (nm)	h des îlots ( $\mu\text{m}$ )	g initial ( $\mu\text{m}$ )
Épais	0.9	664	0.5	0.5	1550	0.9	0.3

Figure 80 Réponse simulée d'un réseau de Bragg avec  $\Lambda_0 = 664 \text{ nm}$  avec une variation de la période jusqu'à  $\Lambda_L = 667$ ,  $L = 0.5 \text{ mm}$ .

À partir de ces résultats de simulation, nous remarquons que le retard de groupe a une pente linéaire avec une valeur de  $0.77 \text{ ps/nm}$ . Comparons avec le délai de groupe pour un réseau de Bragg standard avec les mêmes paramètres et une longueur de  $L=0.75 \text{ mm}$ , mais sans l'ajout du chirp (Figure 81).

Figure 81 Réponse d'un réseau de Bragg standard en réflectivité, transmission, et le délai de groupe calculé, avec une largeur de guide de  $900 \text{ nm}$ ,  $h=900 \text{ nm}$ ,  $g=500 \text{ nm}$ ,  $L=750 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 664$ .

Comme nous le constatons, le délai de groupe prend une forme parabolique typique des réseaux de Bragg standard en raison de la variation de sa valeur en fonction de la longueur d'onde et donc de la dispersion engendrée par la valeur de la modulation d'indice qui reste constante le long du réseau. Le chirp nous permet donc d'adapter la valeur du retard de groupe et d'obtenir une valeur de dispersion que l'on peut ajuster afin de compenser la dispersion venant d'autres

éléments dans la cavité (comme la dispersion matériau, ou la dispersion non-linéaire dans le R-SOA).

Ces résultats de simulations ne représentent qu'un travail de conception préliminaire, car nous n'avons pas eu le temps d'approfondir l'étude de ces réseaux de Bragg en réalisant des mesures permettant d'avoir une meilleure idée de l'impact de la fabrication sur la variation de la période introduite. Cependant, avec les résultats des mesures, il est possible d'optimiser davantage ces réseaux pour obtenir des valeurs de chirp permettant de compenser une partie de la dispersion dans la cavité de notre laser à verrouillage de modes. Nous discuterons de cette méthode pour la compensation de la dispersion en plus de détails dans le chapitre 4 de ce manuscrit.

### 3.3.1.5 Mesures spectrales des réseaux de Bragg

Dans cette section, nous présentons les résultats de caractérisation des réseaux de Bragg pour cavité de laser à verrouillage de modes. Notons que nous présentons dans cette section les résultats de caractérisation des réseaux de Bragg standard uniquement. Puisque, au moment de la rédaction de ce manuscrit, nous n'avons pas encore reçu les puces passives contenant les réseaux de Bragg chirpés et apodisés.

Pour mesurer la réflectivité et la transmission d'un réseau de Bragg, nous injectons dans le guide optique contenant le réseau de Bragg un laser permettant de scanner la bande passante du réseau. À l'aide d'un circulateur, nous récupérons le signal réfléchi et transmis que nous envoyons vers un analyseur de spectre optique à haute résolution (Apex Technologies, résolution=5 MHz). Nous obtenons ainsi le profil de réflectivité et de transmission du réseau de Bragg.

La Figure 82 montre le résultat de la mesure de la réponse spectrale du réseau du Bragg que nous avons intégré dans la cavité de notre laser à verrouillage de modes hybride (R-SOA couplé à un guide passif de longueur de 26.3 cm). Les paramètres de ce réseau sont décrits ci-dessous. La Figure 82 montre également la comparaison de cette mesure avec la réponse spectrale du réseau de Bragg simulé.

Tableau 15 Paramètres du réseau de Bragg utilisé dans la cavité de notre laser à verrouillage de modes (pour un guide en Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> fin d'épaisseur 90nm)

Type du guide	Largeur du guide (μm)	Épaisseur du Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> (nm)	h des dent (μm)	Période $\Lambda$ (nm)	L (mm)	DC	$\lambda_B$ (nm)	Bande-passante mesurée (nm)	Réflectivité mesurée
Fin	2.7	90	0.6	0.528	0.5	0.5	1550	2.8	75%

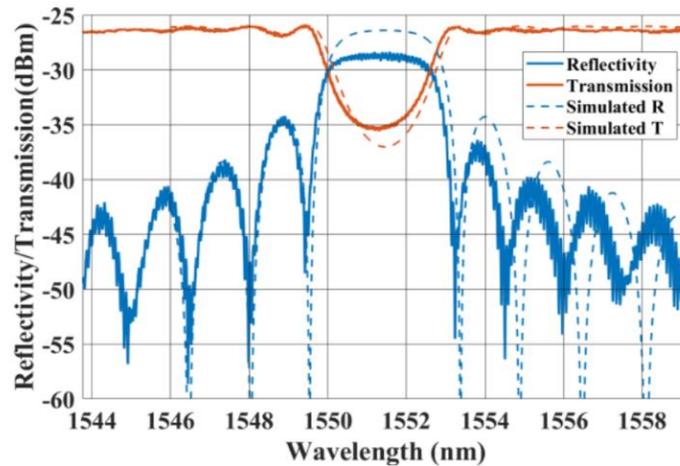


Figure 82 Résultat de la mesure du réseau de Bragg de longueur  $500\mu\text{m}$  (avec une période de  $528\text{ nm}$  et une largeur de guide de  $2.7\mu\text{m}$  et des corrugations avec  $h=600\text{nm}$ ), comparé à la réponse du réseau de Bragg simulée avec la méthode de matrices de transfert.

Nous constatons un bon accord avec le profil simulé en ce qui concerne la largeur spectrale du réseau. Cependant, le niveau de réflectivité maximum mesuré (75%) est inférieur à celui simulé (80%). Cette différence provient d'une réduction de la force du réseau due au processus de fabrication. La hauteur des corrugations est modifiée (les bords sont arrondis) et donc la modulation de l'indice est réduite, ce qui mène à une force de réseau plus faible et par conséquent à un niveau de réflectivité réduit. On constate également un léger décalage de la longueur d'onde de Bragg (longueur d'onde centrale du filtre) qui provient du même effet.

#### • Discussion

Dans cette section, nous avons présenté les principes permettant de modéliser un réseau de Bragg, ainsi que la méthode de matrices de transfert permettant de simuler la réponse de ce réseau. Nous avons étudié trois types de réseaux :

- **Les réseaux de Bragg uniformes** : la différence d'indice entre les deux milieux constituant la période du réseau permet de définir la valeur de la force du réseau. En choisissant la longueur du réseau et la différence d'indice adaptée, nous pouvons obtenir une valeur de la réflectivité et une bande-passante du réseau adaptée à nos besoins. Dans la cavité de notre laser à verrouillage de modes cette réflectivité est autour de 80% et la bande-passante est de quelques nm ( $\sim 3\text{ nm}$ ).
- **Les réseaux de Bragg apodisés** : en faisant varier l'amplitude de la modulation d'indice appliquée le long du réseau, nous pouvons ajuster le profil de la force du réseau pour réduire l'effet des lobes secondaires. L'apodisation permet d'améliorer les performances du réseau de Bragg en éliminant les pertes de puissances dans les lobes secondaires.
- **Les réseaux de Bragg chirpés** : en faisant varier la période de la modulation de l'indice effectif appliquée le long du réseau de Bragg nous pouvons ajuster le délai de groupe, pour obtenir une pente avec une valeur que nous pouvons facilement compenser.

Pour donner suite à ces travaux de conception, il faudrait réaliser des mesures de réseaux de Bragg chirpés et apodisés afin de valider les résultats de simulation. Et de réaliser ensuite un réseau de Bragg chirpés permettant de compenser une partie de la dispersion dans la cavité de notre laser à verrouillage de modes.

### 3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les caractéristiques de nos puces passives en nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) et la différence entre les guides épais à fort facteur de confinement et les guides fins à faible facteur de confinement ainsi que le procédé de fabrication pour chaque type de guide.

Nous avons montré que le nitrure de silicium permet de réaliser des circuits compacts grâce à ses rayons de courbure relativement faibles. Nous avons également montré que les pertes de propagation dans le nitrure de silicium mince sont inférieures à 10 dB/m, tandis que pour des guides épais, ces pertes sont de 15dB/m pour des guides monomodes et de 3-4dB/m pour des guides minces. Ces puces passives sont donc adaptées à l'intégration de lignes à retard longues (de l'ordre de la dizaine de cm) que nous utilisons dans les cavités de nos lasers à verrouillage de modes pour atteindre des taux de répétition très bas (364 MHz).

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons présenté les principes de conception des réseaux de Bragg. Le réseau de Bragg représente un élément important de notre cavité car il permet le filtrage optique et sert de miroir de cavité. Dans cette partie, nous avons montré les principes de conception d'un réseau de Bragg standard en utilisant la méthode de la matrice de transfert, et nous avons partagé les résultats de simulation et de mesures de ces réseaux. Bien qu'un réseau de Bragg standard puisse suffire à remplir les rôles nécessaires dans notre cavité (filtrage et réflectivité), il peut également être utilisé comme outil de compensation de la dispersion. Dans ce chapitre, nous avons étudié cette possibilité et nous avons montré qu'un réseau de Bragg chirpé apodisé permet un meilleur contrôle du retard de groupe du réseau de Bragg, nous discuterons des applications de ce type de réseau de Bragg dans le chapitre 4.

Pour conclure, le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  fournit une plateforme à faible perte avec des circuits compacts. Pour les lasers à verrouillage de modes, ces avantages permettent une mise en œuvre plus facile des éléments nécessaires dans la cavité. Par rapport à d'autres plateformes, le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  présente plusieurs avantages pour la réalisation de cavité laser. Ces lasers hybrides ne souffrent donc pas des mêmes problèmes que nous rencontrons avec lasers InP qui souffrent de pertes beaucoup plus importantes et d'un niveau de bruit plus élevé et les lasers III-V/Si qui peuvent souffrir de l'absorption à deux photons dans le cas de puissances élevées dans la cavité laser.



# 4 Chapitre IV : Laser à verrouillage de modes passif et actif à cavité hybride en InP-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>

## 4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les caractéristiques de notre laser à verrouillage de modes. Dans le chapitre 1 de ce manuscrit, nous avons présenté les principes théoriques du fonctionnement de ce type de lasers. Dans ce chapitre nous nous concentrons sur les résultats de notre étude expérimentale et les performances de notre laser à verrouillage de modes hybride.

Nous commençons par présenter les caractéristiques de base d'un laser à verrouillage de modes à savoir : le niveau de puissance en fonction du courant, le spectre optique et sa largeur à -3dB, et le spectre électrique. Ces mesures nous permettent de nous assurer du bon fonctionnement du laser à verrouillage de modes et de valider que ses caractéristiques sont conformes aux caractéristiques visées.

Comme indiqué précédemment, le but de notre travail est de démontrer un laser à verrouillage de modes à basse fréquence de répétition (<1GHz) basé sur une intégration hybride entre un R-SOA en InP et une puce passive en nitrure de silicium (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>). Pour réaliser un laser à verrouillage de modes avec une fréquence de répétition de 364 MHz, il est nécessaire d'intégrer sur la puce passive une ligne à retard optique longue (L de l'ordre de plusieurs cm). Les guides de la puce passive devraient avoir de très faibles pertes de propagation (de l'ordre de 10dB/m). De plus, la technique d'intégration utilisée doit avoir des pertes de couplage les plus faibles possibles entre l'amplificateur à semi-conducteur (R-SOA) et la puce passive, et entre la sortie du guide passive et la fibre. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le choix du nitrure de silicium est donc motivé par la nécessité de répondre à ces exigences étant donné que ce matériau passif offre des pertes faibles avec les techniques de fabrication actuelles [11], [200].

La cavité développée dans notre étude mesure 28 cm de long qui correspond à une fréquence de répétition de 364 MHz. Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, la partie active correspond à un R-SOA dont le niveau de gain est de 20 dB autour de 1550nm. En plus de la ligne à retard, la partie passive contient également un réseau de Bragg dont le but est de fermer la cavité laser et de fixer la longueur d'onde d'émission. Le réseau de Bragg permet également de limiter la bande passante du réflecteur et d'assurer un verrouillage sur un nombre restreint de modes. Dans ce chapitre, nous allons examiner la conformité des performances de notre laser aux spécifications que nous avons choisies pour répondre aux exigences de notre application qui consiste à générer des fréquences micro-ondes [201], comme expliqué dans le chapitre 1.

Au début de notre étude des lasers à verrouillage de modes hybrides à faible fréquence de répétition, les guides passives Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> utilisés étaient des guides fins (90 nm) à faible confinement du mode optique. La majorité des résultats présentés dans ce manuscrit ont été obtenus avec

des puces passives avec des guides de ce même type. Cependant, vers la fin de ma thèse, le choix du type de guide optique passif a évolué vers l'utilisation d'un guide plus épais, avec une couche de nitrure de 800 nm d'épaisseur [12], [164]. Ces guides plus épais, même s'ils s'avèrent plus difficiles à fabriquer à cause de contraintes de pression lors du dépôt du  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , permettent d'avoir un confinement plus fort. Ceci permet de concevoir des circuits plus compacts, avec des virages plus resserrés (avec des rayons de l'ordre de  $40\mu\text{m}$  contre  $120\mu\text{m}$  pour les guides fins). Cet avantage est très utile pour réduire l'encombrement des lignes à retard utilisées dans notre cavité. De plus, le confinement plus fort dans le cœur du guide permet de déclencher plus facilement des effets non-linéaires. Cette caractéristique particulière nous intéresse car elle permettrait éventuellement d'intégrer sur la même plateforme un composant permettant la compression de la largeur d'impulsion et la compensation non-linéaire de la dispersion.

Dans la dernière section de ce chapitre, nous partageons les mesures réalisées sur un laser hybride à verrouillage de modes avec des guides passifs en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  épais. Nous comparons ensuite les performances des deux types de cavités passives dans une cavité laser hybride à verrouillage de modes.

La Figure 83 présente le schéma de la cavité laser étudiée dans ce chapitre. Plusieurs longueurs de cavité permettant d'obtenir différentes fréquences de répétition ont été caractérisés. Nos mesures sont concentrées sur les lasers avec le plus faible taux de répétition car notre application principale (la génération de fréquences micro-ondes) nécessite une faible fréquence de répétition pour garantir une bonne précision lors de la génération de fréquences dans le domaine des micro-ondes.

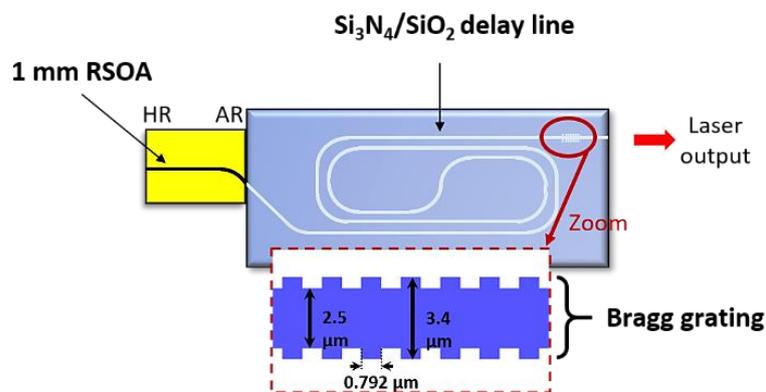


Figure 83 Illustration de la cavité de notre laser à verrouillage de modes constitué d'une puce R-SOA (en InP) couplée à une puce passive en  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . La puce passive contient une ligne à retard sous forme de spirale (avec des guides en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  fin à faible confinement) ainsi qu'un filtre de Bragg.

Ce chapitre est organisé comme suit ; d'abord, nous présentons les résultats de l'étude préliminaire des performances de notre laser à verrouillage de modes hybride avec un cavité passive en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  fin. Cette étude concerne les mesures du niveau de puissance optique en sortie du laser ainsi que les mesures des spectres optiques et électriques dans les différents régimes de verrouillage de modes (verrouillage de modes passif, verrouillage de modes actif, et actif harmonique). Ensuite, nous partageons les résultats de l'étude des caractéristiques dynamiques du laser à verrouillage de modes où nous évaluons la stabilité en fréquence du taux de répétition et les largeurs d'impulsion générées sous différents régimes de verrouillage de modes ainsi que l'effet de la dispersion dans la cavité sur la durée des impulsions et la stabilité du laser. Pour

conclure, nous présentons les performances mesurées des lasers hybrides à verrouillage de modes avec une cavité passive en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  épais, ainsi que les perspectives de nos travaux.

## 4.2 Etude expérimentale du verrouillage de modes passif et actif avec une cavité étendue en $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ faible confinement

### 4.2.1 Mesures statiques des lasers

Dans cette section, nous partageons les résultats des caractérisations préliminaires de notre laser à verrouillage de modes. Ces mesures nous permettent d'évaluer les performances du laser et de les comparer avec les performances que nous avons établies lors de la phase de conception. Grâce à ces mesures, nous pouvons également vérifier que les niveaux des pertes de couplage et des pertes de propagation sont conformes aux valeurs prévues.

Les caractérisations du laser à verrouillage de modes commencent par la caractérisation de chaque puce séparément. Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, nous mesurons le niveau de puissance en sortie de la puce R-SOA en fonction du courant ainsi que le niveau de gain. Ensuite, nous mesurons les pertes de propagation et de couplage dans la puce passive, ainsi que les réponses en réflectivité et en transmission du réseau de Bragg. Pour la puce utilisée dans la cavité laser que nous présentons dans ce chapitre, les pertes de propagation étaient de 6 dB/m et la réflectivité du réseau de Bragg est 80% avec une bande passante de 3nm (pour plus de détails voir chapitre 3). Ces mesures nous permettent de valider que le niveau de puissance optique dans la cavité est suffisant pour compenser les pertes et fournir un niveau de puissance en sortie du laser conforme à nos spécifications (dans notre cas  $P_{out} > 1$  mW). Une fois ces mesures réalisées, nous passons à l'étape de couplage des deux puces pour caractériser la cavité laser.

Pour valider la qualité du couplage et le fonctionnement du laser, nous procédons à une mesure du niveau de puissance en fonction de courant  $P(I)$ . Nous pouvons ainsi évaluer la conversion électrique-optique du laser c'est à dire le rendement en puissance optique en fonction du courant de polarisation injecté.

Pour réaliser cette mesure, nous utilisons une configuration d'alignement dynamique ; La puce active est posée sur une plateforme mobile équipée d'un Peltier pour maintenir la température de la puce à 25°C. La puce passive est positionnée sur une plateforme mobile adjacente pour coupler la lumière en sortie de la puce active vers la puce passive. Une fois la lumière couplée, nous collectons la puissance de sortie à l'aide d'une fibre lentillée comme montré sur le schéma de la Figure 84.

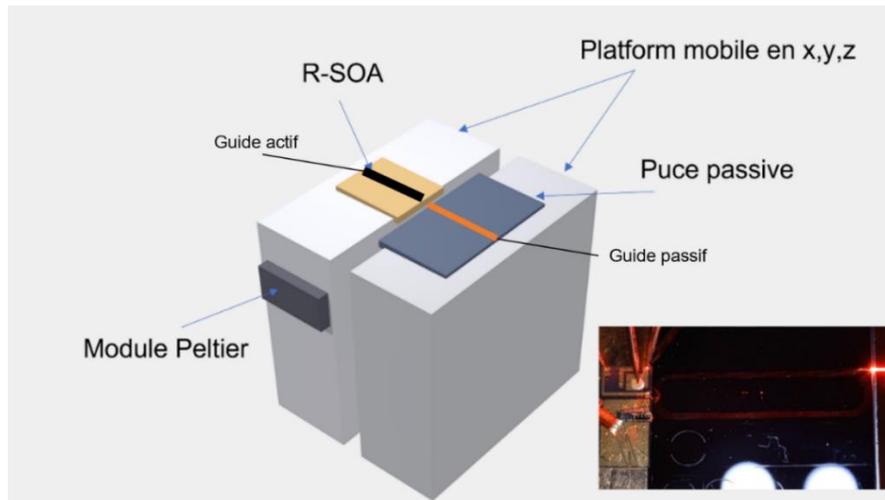


Figure 84 Système d'alignement dynamique pour réaliser le couplage entre les deux puces pour des tests en laboratoire des performances du laser à verrouillage de modes avant assemblage en module butterfly.

Le contrôle de la température de la puce active est nécessaire car le niveau de gain de la puce active dépend de la température et elle doit être maintenue à une température constante en permanence pour garantir des performances stables de notre laser [202].

Pour obtenir la courbe de puissance en fonction du courant de polarisation, nous effectuons un balayage du courant de polarisation appliqué à la puce active et nous enregistrons les valeurs de puissance mesurées avec un puissance mètre ou une sphère intégratrice.

Les résultats de ces mesures sont présentés sur la Figure 85. Nous avons mesuré les niveaux de puissance correspondant à une valeur de courant de polarisation continu (DC) comprise entre 0 mA et 400 mA. De ces mesures nous pouvons déduire le niveau de puissance maximum de notre laser qui est de 3.5 mW, ainsi que le courant de seuil dont la valeur dans notre cas, est de  $I_{seuil} = 56$  mA.

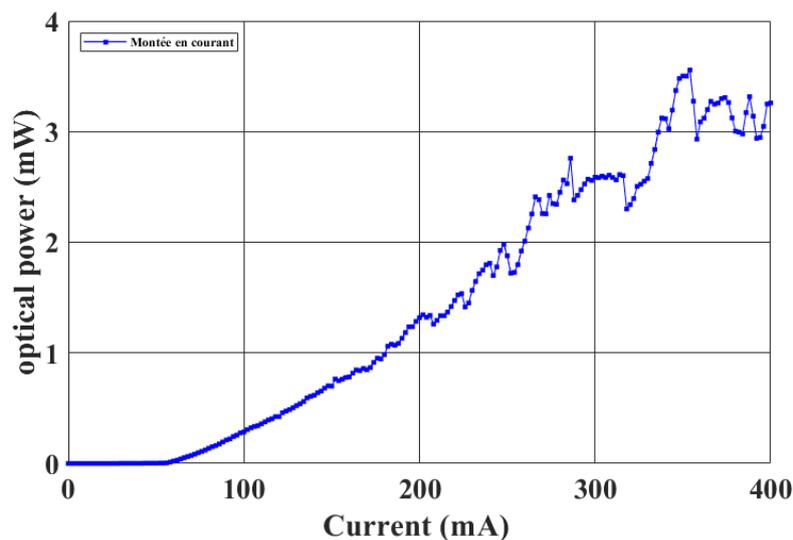


Figure 85 Mesures de la puissance optique en sortie du laser en fonction du courant de polarisation  $P(I)$ , avec  $I_{DC} = [0, 400$  mA]. Nous mesurons une puissance maximale moyenne de 3.5 mW.

Comme prévu, au-dessus du seuil, la puissance optique de sortie augmente avec le courant de polarisation appliqué. Cependant, nous remarquons des fluctuations de puissance malgré la stabilité de la  $V(I)$ . Nous attribuons ce comportement aux sauts de mode optique [203]. Ce phénomène résulte du déplacement des modes de la cavité Fabry Péroต์ alors que la bande-passante en longueur d'onde du réseau de Bragg ne bouge pas. Des modes Fabry Péroต์ passent alors de longueurs d'onde où ils bénéficient de la forte réflectivité du réseau de Bragg à des longueurs d'onde où le réseau de Bragg réfléchit moins la lumière alors qu'en même temps d'autres modes se retrouvent à des longueurs d'onde plus favorables pour générer l'effet laser.

## 4.2.2 Etude des différents types de verrouillage

Dans cette section, nous partageons les résultats de l'étude spectrale de notre laser à verrouillage de modes, qui consiste à mesurer les spectres optique et électrique dans différents régimes de verrouillage de modes. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, le verrouillage de modes peut être réalisé dans un état de fonctionnement libre correspondant au régime de verrouillage de modes passif fondamental. Dans ce cas, le verrouillage de modes du laser est dû uniquement aux effets non-linéaires dans la cavité et au phénomène du verrouillage par injection, sans source optique ou électrique externe (voir chapitre 1 pour plus de détails concernant la mécanique sous-jacente du verrouillage de modes passif).

Pour stabiliser la fréquence de répétition du laser à verrouillage de modes, nous opérons le laser dans un régime de verrouillage de modes actif. Ceci est réalisé à l'aide d'une source radiofréquence (RF) externe, que nous utilisons pour moduler le laser à verrouillage de modes à sa fréquence de répétition ou une de ses harmoniques. Ce dernier cas correspondant au verrouillage de modes actif harmonique. Ce régime est un régime de fonctionnement du verrouillage de modes actif dans lequel la fréquence RF appliquée est un multiple de la fréquence de répétition fondamentale. Dans cette section, nous partageons les résultats de nos études sur les performances de notre laser dans chacun de ces régimes de fonctionnement, en commençant par la démonstration du verrouillage de modes passif, puis du verrouillage de modes actif harmonique et actif à la fréquence fondamentale de répétition.

Une grande partie des mesures faites durant la thèse ont été réalisées sur des assemblages dynamiques en laboratoire. Pour cela, nous avons utilisé une platine d'alignement mobile avec un module Peltier pour maintenir le laser à 25°C. La fibre est alignée avec la sortie du laser à l'aide d'une platine XYZ piézoélectrique pour un réglage fin du couplage de la lumière dans la fibre. Cette configuration a permis de faire des mesures sur des configurations très différentes sans nécessiter une mise en module complexe et coûteuse. Dès que les performances globales de notre laser étaient satisfaisantes, une mise en module butterfly a été réalisée pour nous permettre de continuer notre étude de manière plus précise sans se soucier des problèmes de stabilité de couplage optique entre les deux puces. Notons que toutes les mesures présentées dans ce chapitre sont effectuées avec le module assemblé, sauf indication contraire.

### 4.2.2.1 Verrouillage de modes passif

Pour effectuer les mesures du spectre optique, nous utilisons un analyseur de spectre optique (ASO) haute résolution de la société Apex Technologies. Cet ASO offre une résolution minimale de 5 MHz (0.04 pm). Cette résolution très faible est nécessaire pour observer les raies

optiques de notre laser car la fréquence de répétition et leurs largeurs sont très faibles. Pour les mesures du spectre électrique, nous utilisons une photodiode de 50 GHz et un analyseur de spectre électrique 70 GHz. Au cours de ces mesures, nous réacheminons 2% de la puissance optique en sortie vers un puissance-mètre pour nous assurer que notre laser fonctionne dans des conditions optimales. Pour le verrouillage de modes actif, nous disposons d'un générateur RF avec une puissance maximale en sortie de 30 dBm. La configuration de mesure de ces spectres est illustrée dans la Figure 86.

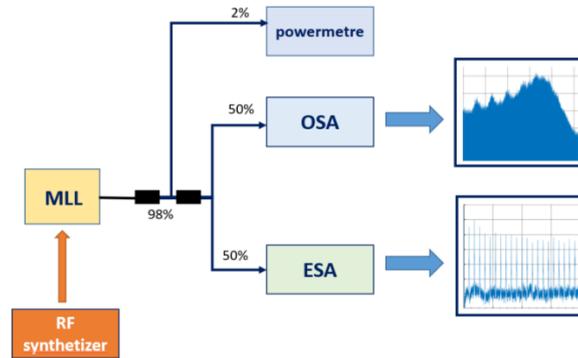


Figure 86 Description de la configuration utilisée pour les mesures des spectres optique et électrique. Nous utilisons un ASO avec une résolution de 5 MHz, et une ESA avec une bande-passante de 70 GHz.

La Figure 87-a montre le spectre optique mesuré pour un courant de polarisation de 350mA ainsi que le spectre de réflexion du réseau de Bragg mesuré séparément. Notre laser fournit un spectre optique émettant autour de la longueur d'onde 1551 nm, avec une bande-passante à -3 dB de 62 GHz (0,5 nm) et une bande-passante globale (à -30 dBm) de 3 nm et avec une fréquence de répétition de 364 MHz. La Figure 87-b, montre un spectre plat avec des raies optiques périodiquement espacées tout au long de la bande-passante à -3dB.

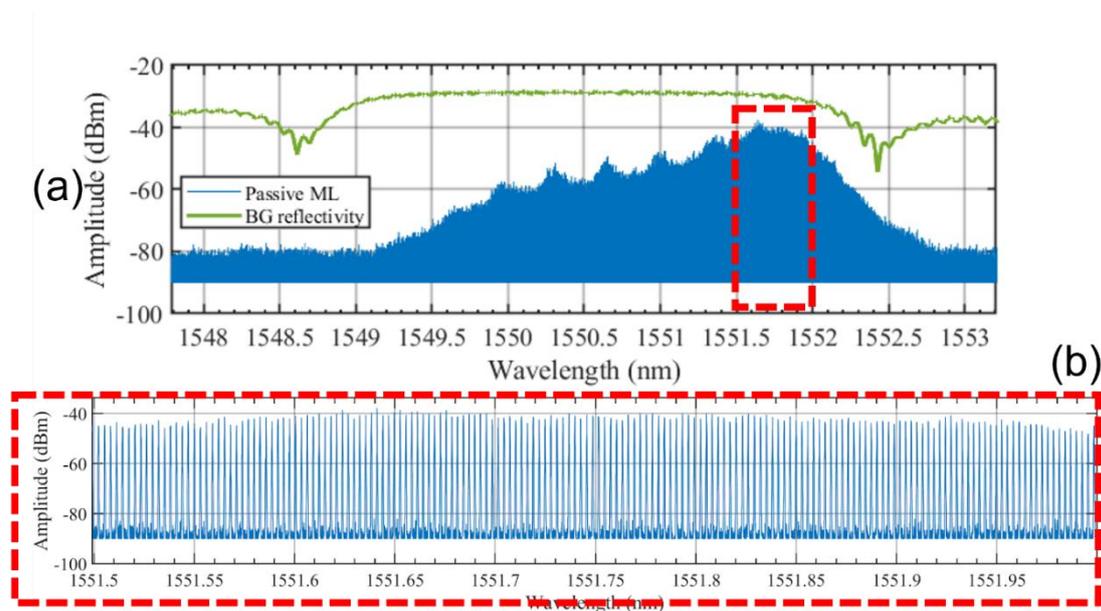


Figure 87 (a) Mesure du spectre optique du laser sous verrouillage de modes passif. Avec,  $I_{bias} = 350 \text{ mA}$ , et  $f_{rép} = 364 \text{ MHz}$ . Le spectre du Bragg mesuré séparément est superposé au spectre optique. (b) zoom de la bande-passante à -3dB du laser [69].

Afin d'observer l'évolution du spectre optique avec le courant de polarisation injecté, nous avons effectué des mesures du spectre optique en fonction des valeurs de courant de polarisation allant jusqu'à 300mA. Les résultats de ces mesures sont présentés sur la Figure 88.

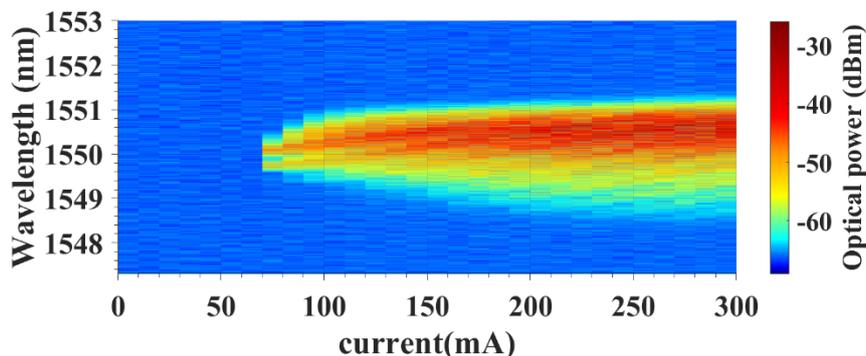


Figure 88 Balayage du spectre optique du laser en fonction du courant de polarisation, avec  $I_{bias} = [0. 300 \text{ mA}]$  [69].

Nous observons que multiples modes optiques apparaissent dès que le courant de polarisation dépasse le courant de seuil laser. Le spectre optique s'étend au fur et à mesure de l'augmentation de la puissance disponible dans la cavité avec le courant de polarisation injecté.

La Figure 89 montre la mesure du spectre électrique jusqu'à 40 GHz en détectant le signal optique en sortie du laser amplifié à l'aide d'un amplificateur électrique large bande (40 GHz de bande-passante). On obtient un spectre relativement plat avec une fréquence de répétition à 364 MHz. Cette mesure particulière est assez importante lors de la caractérisation d'un laser à verrouillage de modes, car elle donne une idée de la stabilité en fréquence de répétition. Cette mesure permet également une validation initiale de la qualité du verrouillage de modes. Cependant, une mesure de phase relative entre les modes optiques est nécessaire pour prouver que le laser est en effet en verrouillage de modes. L'extension du peigne de fréquences dans le domaine électrique permet d'évaluer l'étendue sur laquelle le battement entre les modes optiques permet de générer une raie fine, en l'occurrence sur plus de 40 GHz. Notons que la légère fluctuation du niveau des raies observées est due au peigne mais également à la réponse de l'amplificateur utilisé ainsi qu'à celle de la photodiode.

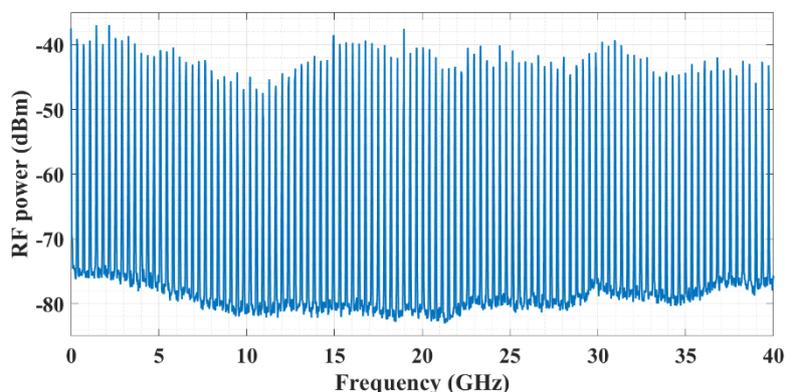


Figure 89 Mesure du spectre électrique du laser en verrouillage de modes passif jusqu'à 40 GHz. Nous mesurons la ligne RF à 364 MHz ainsi que ses harmoniques.

#### 4.2.2.2 Verrouillage de modes actif fondamental

Comme nous l'avons discuté dans le chapitre 1, pour faire fonctionner notre laser à verrouillage de modes en régime de verrouillage actif harmonique, nous utilisons la fonction de modulation directe du R-SOA (décrit en détail dans le chapitre 2). Une puissance RF de 14 dBm est appliquée au R-SOA à 364 MHz, la fréquence fondamentale du laser à verrouillage de modes. Cette puissance RF est fournie par un générateur RF et appliquée au R-SOA à l'aide d'une pointe coplanaire que nous positionnons au niveau des électrodes prévues pour cet effet. La Figure 90 montre le spectre du laser en verrouillage passif et actif.

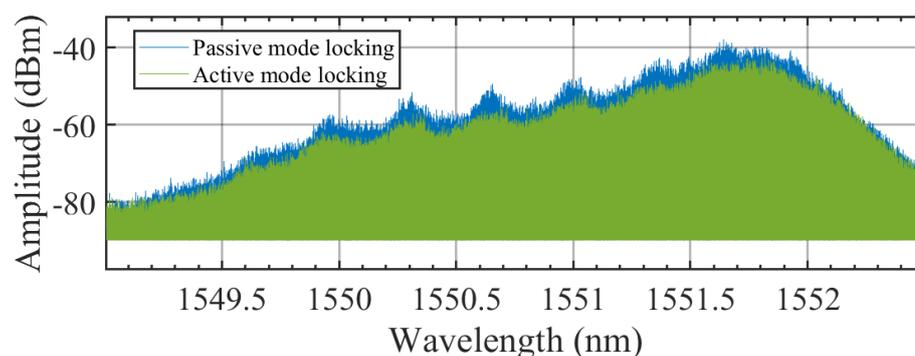


Figure 90 Spectre optique du laser en verrouillage de modes actif à la fréquence fondamentale du laser (vert) et le spectre optique du laser à verrouillage de modes passif (bleu) [69].

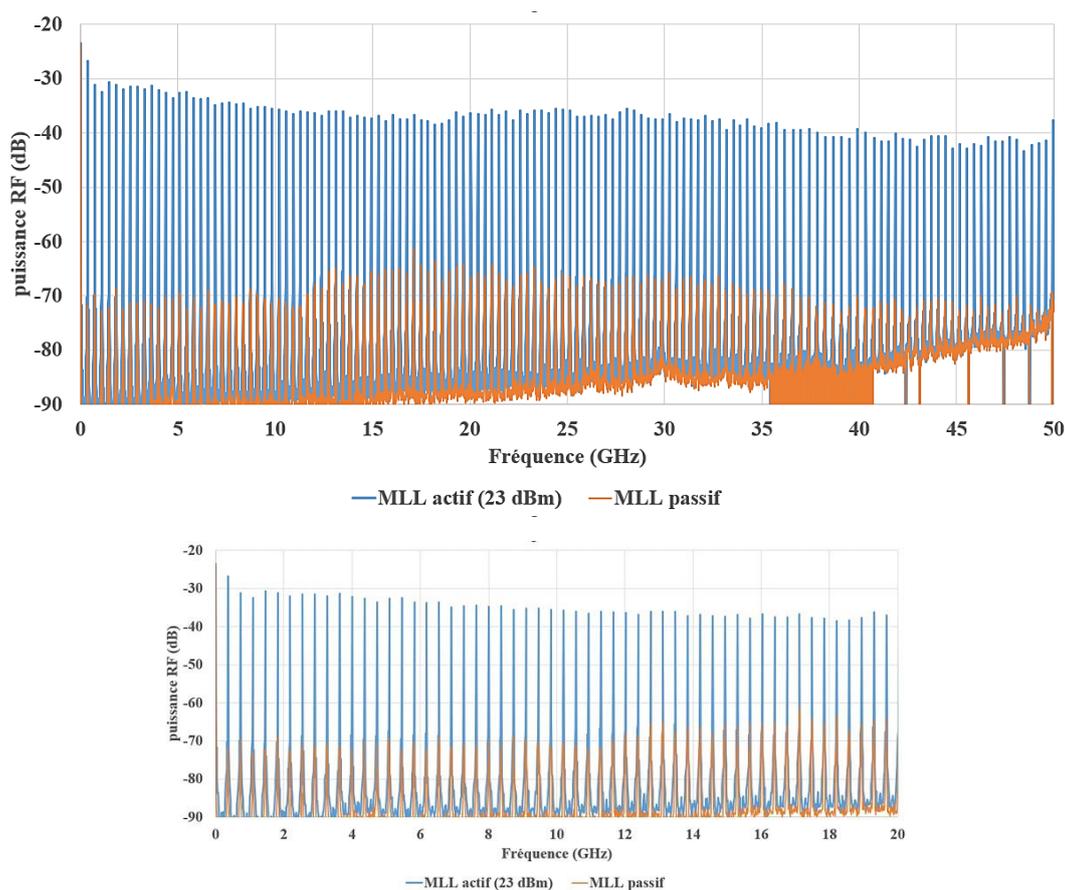


Figure 91 (**Haut**) Spectre électrique en verrouillage de modes actif fondamental (bleu) à 364 MHz comparé au spectre électrique en verrouillage de modes passif (orange). (**Bas**) zoom de spectre électrique entre 0 et 20 GHz.

Nous remarquons à partir du résultat de la Figure 91, que le niveau de puissance de la fréquence fondamentale à 364 MHz prédomine. Les ondulations sur le peigne de fréquences électriques sont à relier aux ondulations que nous observons sur le spectre optique. Ce mode de fonctionnement nous permet principalement de stabiliser la fréquence de répétition du laser à verrouillage de modes. Ceci nous permet d'obtenir des modes optiques stables et de réduire l'effet de la dérive de la fréquence de répétition due à la dispersion chromatique dans la cavité. Grâce à ce mode de fonctionnement nous pouvons également modifier la fréquence de répétition du peigne de fréquences comme nous le verrons dans la section suivante.

#### 4.2.2.3 Verrouillage de modes actif harmonique

Le verrouillage de modes harmonique est obtenu en utilisant la même méthode que celle décrite précédemment pour le verrouillage de modes actif, la seule différence étant la fréquence de modulation. Pour des raisons de simplification, nous avons choisi une fréquence de 3,64 GHz qui correspond à la dixième harmonique (fréquence de modulation égale à dix fois la fréquence fondamentale) pour démontrer les performances de verrouillage de modes harmonique de notre laser. Les spectres optique et électrique de notre laser sous verrouillage de modes harmonique sont montrés en Figure 92.

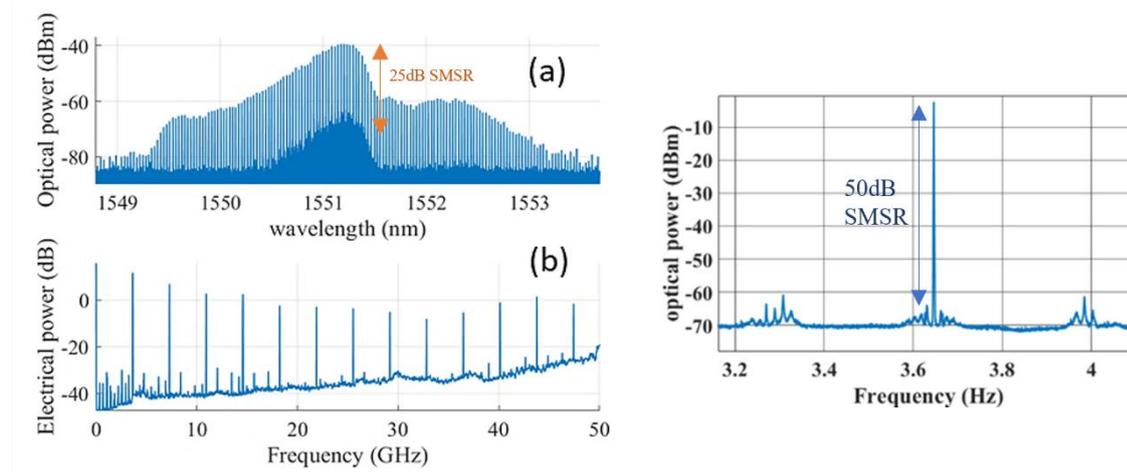


Figure 92 (à gauche) Les spectres optique (a) et électrique (b) du laser sous verrouillage de modes actif harmonique à une fréquence de répétition de 3.6 GHz. (à droite) Un zoom sur le spectre électrique montrant le taux de réjection des modes à 364 MHz.

Nous pouvons observer sur la Figure 92 des modes en verrouillage à 3.64 GHz ainsi que les modes à 364 MHz. Nous mesurons une réjection de plus de 25 dB des modes optiques fondamentaux. Sur le spectre électrique nous mesurons une suppression des modes (en anglais « side mode suppression ratio » SMSR) de plus de 50 GHz. La Figure 93Figure 94 montre une comparaison entre le spectre électrique du laser en verrouillage de modes passif et en verrouillage de modes actif harmonique. Le niveau des lignes optique à la fréquence fondamentale est faible dans le régime du verrouillage de modes actif harmonique et seuls les modes à la 10<sup>e</sup> harmonique dominant. La qualité du verrouillage de modes est également améliorée grâce à la stabilisation de la fréquence de répétition par injection du signal RF, comparé au verrouillage de modes passif où cette stabilisation est absente et la fréquence de répétition est sujette aux perturbations par réflexions parasites, ou par changement de la

longueur de cavité dû à la variation de l'indice effectif du milieu. Nous discuterons de ce dernier point en plus de détails dans la suite de ce chapitre.

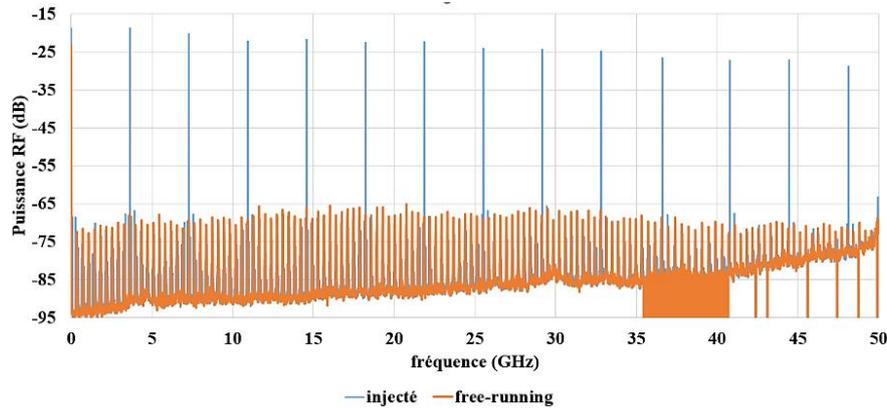


Figure 93 spectre électrique en verrouillage de modes actif harmonique à 3.64 GHz (bleu) comparé au spectre électrique en verrouillage de modes passif à 364 MHz.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2 de ce manuscrit, l'efficacité de modulation exerce une influence directe sur les performances du verrouillage actif que ça soit à la fréquence de répétition fondamentale ou à une de ses harmoniques, puisqu'une bonne efficacité est nécessaire pour obtenir un bon rapport de rejet de mode latéral (SMSR) et réduire le niveau de puissance RF nécessaire à cette opération. C'est pourquoi, pour ces mesures, nous avons utilisé une R-SOA à double section (voir le chapitre 2 pour plus de détails concernant l'optimisation de l'efficacité de modulation dans la puce R-SOA active), avec 16mA appliqués à la section de modulation et 450mA appliqué à la section de polarisation DC.

À titre de comparaison, nous présentons le spectre optique de verrouillage de modes actif harmonique avec un R-SOA à section unique dans la Figure 94. Comme nous pouvons le constater dans ces mesures, l'absence d'un niveau d'efficacité de modulation approprié entraîne un rapport de rejet de mode latéral bien inférieur à celui obtenu en utilisant une R-SOA à section double (réjection de l'ordre de 30dB en spectre électrique). La largeur du spectre sur laquelle le verrouillage de modes harmonique est faible par rapport au cas précédent (0.1nm contre 0.5nm). De plus, le niveau de courant de polarisation a été maintenu très bas (120 mA) pour cette mesure, ce qui est nécessaire car plus la densité de courant dans la R-SOA est élevée, plus l'efficacité de modulation est faible, d'autant plus que la puissance RF disponible ne peut dépasser 30 dBm.

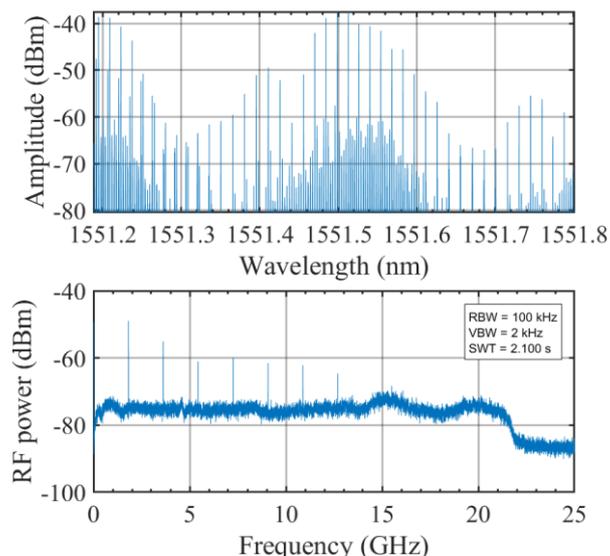


Figure 94 Mesure des spectres optique et électrique du laser sous verrouillage de modes actif harmonique à  $f = 1.81$  (4e harmonique) (a) avec un R-SOA mono-section.

- **Conclusion**

À partir des spectres optiques et électriques mesurés sous verrouillage de modes actif à 364 MHz et actif harmonique à 3.6 GHz, nous arrivons aux conclusions suivantes :

- Sous verrouillage de modes actif à 364 MHz, la puissance RF appliquée (14 dBm) à une fréquence de 364 MHz permet d'améliorer la qualité du verrouillage de modes par rapport au verrouillage passif (laser en oscillation libre). La puissance appliquée permet de fixer la fréquence de répétition du laser et réduit ainsi les perturbations dues aux réflexions parasites qui sont à l'origine des fluctuations de la longueur de la cavité et des instabilités résultantes sous le régime de verrouillage passif.
- Dans le cas du verrouillage de modes harmonique, nous avons démontré une réjection des modes secondaires de plus de 50 dB sur le spectre RF. En appliquant une fréquence de modulation loin de la fréquence fondamentale du laser, nous pouvons optimiser plus facilement la réjection des modes fondamentaux à 364 MHz et donc atteindre une qualité de verrouillage de modes supérieure à celle observée dans le cas du verrouillage de modes actif fondamental (à 364 MHz).

### 4.2.3 Mesures de bruit de phase et de la largeur d'impulsion

La mesure de bruit de phase ainsi que la mesure de largeur d'impulsion nous permettent d'étudier la qualité de notre cavité laser et du verrouillage de modes.

#### 4.2.3.1 Mesures du bruit de phase de la largeur de raie

##### A. Mesure de bruit de phase

Idéalement, le signal généré par une source de peigne de fréquences est caractérisé par une amplitude et une fréquence stable et sans fluctuations. En réalité, toutes les sources présentent un certain degré d'instabilité (bruit aléatoire superposé au signal émis), cette instabilité est appelée bruit de modulation d'amplitude (AM) et bruit de modulation de phase (PM) [204]–

[206]. Ces bruits de phase et d'amplitude (Figure 95) résultent du couplage du bruit de l'émission spontanée aux modes optiques guidés. Le bruit d'amplitude est déterminé par le shot noise [207] (comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 1).

Le bruit de phase d'un laser en oscillation libre est décrit par une marche aléatoire [204], tel que :  $\langle |\phi_{opt}(t - \tau) - \phi_{opt}(t)|^2 \rangle = D_{opt} |\tau|$  (4.1), avec  $D_{opt}$  le coefficient de diffusion.

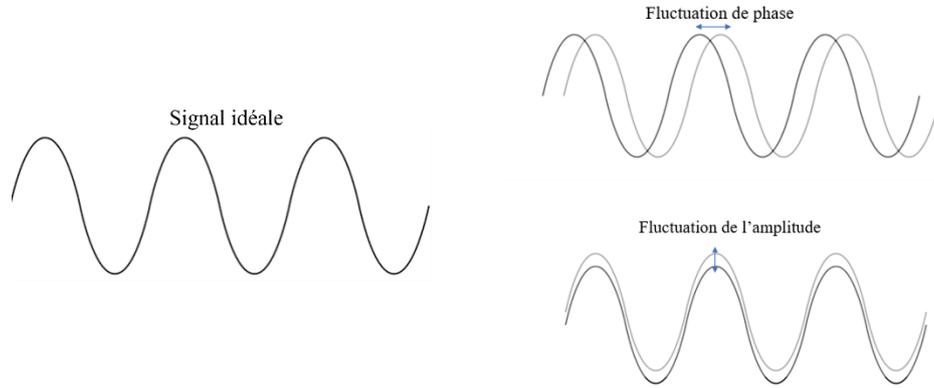


Figure 95 Différence entre un signal idéal et un signal sujet aux fluctuations de la phase et de l'amplitude.

La densité spectrale du bruit de phase optique est donnée par :

$$S_{\phi_{opt}}(f) = \int G_{\phi_{opt}}(\tau) e^{i2\pi f\tau} d\tau \quad (4.2)$$

Avec,  $G_{\phi_{opt}}(\tau) = \langle \phi_{opt}(t - \tau) - \phi_{opt}(t) \rangle$  la fonction d'autocorrélation de la phase  $\phi_{opt}$ . Cette expression est proportionnelle à l'inverse du carré de la fréquence  $f^{-2}$ . Les variations de la phase induisent donc des variations de la fréquence optique dont la densité spectrale  $S_{\nu_{opt}}$  est donnée par :

$$S_{\nu_{opt}}(f) = f^2 S_{\phi_{opt}}(f) \quad (4.3)$$

La largeur de raie optique de chaque mode optique a une forme Lorentzienne avec une largeur  $\Delta\nu_{opt}$  proportionnelle au coefficient de diffusion. Cette expression est liée donc à la densité spectrale du bruit de phase (sur l'ensemble du spectre) par l'expression suivante :

$$\Delta\nu_{opt,m} = 2\pi f^2 S_{\phi_{opt,m}}(f) \quad (4.4)$$

Avec, m désigne un mode optique.

En pratique, La mesure de bruit de phase permet de caractériser la source en termes de stabilité en fréquence. Cette mesure est donc une bonne métrique pour évaluer la qualité d'une source de fréquence. Pour les applications aux fréquences micro-ondes dans les systèmes RADAR, les exigences en termes de bruit de phase sont contraignantes, car ce bruit peut avoir un impact négatif sur les performances du système.

Pour mesurer le bruit de phase, nous avons utilisé un analyseur de spectre électrique « Rohde & Schwartz » FSWP26 capable d'évaluer le bruit de phase. Nous avons effectué une mesure du bruit de phase sur le laser sous verrouillage de modes harmonique à 3,64 GHz. La Figure 96 montre les résultats de cette mesure.

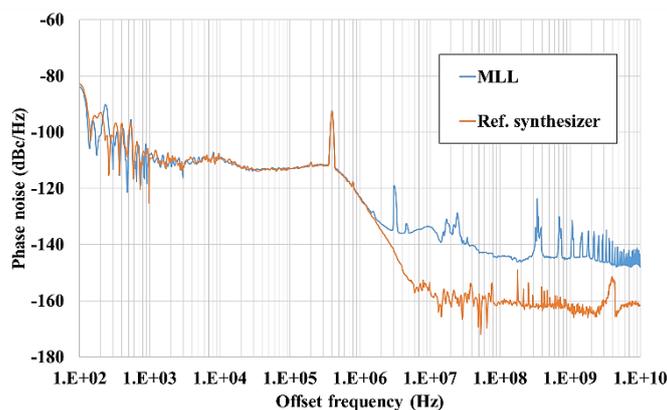


Figure 96 Bruit de phase du laser en verrouillage de modes harmonique (bleu) et le bruit de phase de la source RF externe utilisée pour réaliser le verrouillage de modes actif harmonique comme référence (orange)

Pour les fréquences de décalage supérieures à 1 MHz, nous obtenons un niveau de bruit de phase inférieur à -120 dBc/Hz. Nous observons également un excès de bruit aux harmoniques de la fréquence de répétition du laser (ici 3.64 GHz), qui est dû à l'émission spontanée dans les modes non-lasers (ainsi que les harmoniques présents dans le spectre RF).

Notons que lorsque nous appliquons un signal RF pour la modulation, le bruit de phase est limité par le bruit de la source RF externe utilisée, c'est pourquoi nous avons mesuré le bruit de phase de la source RF externe pour servir de référence. Nous observons que pour des fréquences inférieures à 1 MHz, le bruit de phase du synthétiseur domine. Pour connaître les limitations en bruit de phase associées à notre laser à ces fréquences il faudrait avoir une source de référence avec un bruit de phase plus faible.

Nous n'avons pas pu réaliser les mesures de bruit de phase sous le régime de verrouillage de modes fondamental à 364 MHz, car nous n'avions pas un amplificateur RF à 364 MHz au moment de la réalisation de ces caractérisations en bruit de phase.

## B. Mesures de la largeur de raie

La largeur de raie décrit la pureté spectrale d'un laser, à savoir, la stabilité de la phase et de la puissance émise. Sa valeur est liée au bruit de phase comme nous l'avons vu dans la section précédente (et dans le chapitre 1). La largeur de raie peut être déduite de la densité spectrale du bruit de phase optique. Nous pouvons également mesurer cette valeur avec une méthode plus directe. Pour ce faire, nous utilisons un analyseur de spectre électrique (ASE) pour mesurer la largeur à mi-hauteur d'une raie RF résultante du battement hétérodyne entre les raies optiques du laser, comme la montre la Figure 97

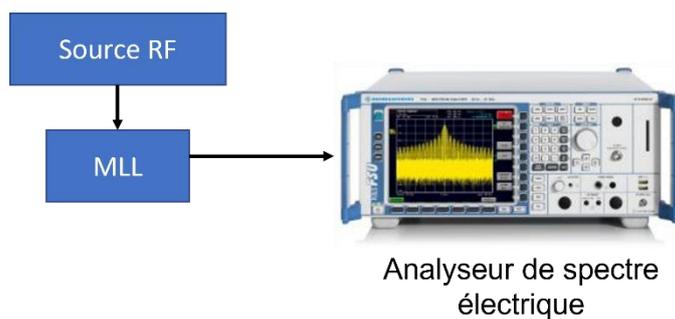


Figure 97 La mesure de la largeur de raie est réalisée à l'aide d'un analyseur de spectre électrique. (La source RF est utilisée pour le verrouillage de modes actif et harmonique).

Nous avons réalisé des mesures de la largeur de raie sous différents régimes de verrouillage de modes. D'abord en verrouillage de modes passif (laser en oscillation libre), puis en verrouillage de modes actif en appliquant une puissance RF de 14 dB à une fréquence de 364 MHz et en verrouillage de modes actif harmonique en appliquant une puissance RF de 30 dBm à une fréquence de 3.6 GHz.

- **Largeur de raie en verrouillage de modes fondamental à 364 MHz en oscillation libre**

Nous avons mesuré la largeur de raie du laser en oscillation libre pour différentes valeurs de courant d'injection entre 100 mA et 500 mA. La Figure 98 résume les valeurs de la largeur de raie mesurée en fonction du courant appliqué.

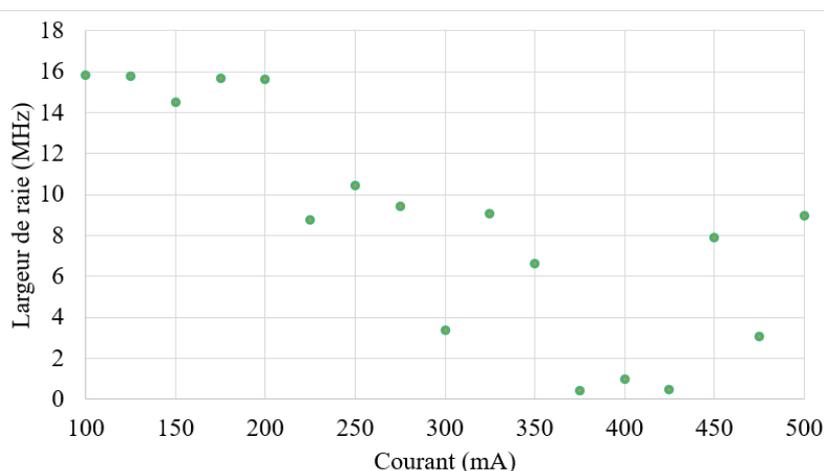


Figure 98 Les valeurs de la largeur de raie mesurées en fonction du courant de polarisation du R-SOA. Le laser est en verrouillage de modes passif (en oscillation libre).

Nous remarquons que plus la valeur du courant augmente, plus la largeur de raie diminue. En augmentant le courant d'injection, la puissance dans la cavité laser augmente (avec l'augmentation du gain dans le R-SOA), et la qualité du verrouillage de modes est améliorée, puisque plus de modes rentrent en verrouillage de modes, comme le montre la mesure de spectre optique en fonction du courant que nous avons présenté dans la section 2.2.1. Ainsi, la largeur de raie diminue pour atteindre une valeur minimale  $< 1$  MHz à 425 mA.

- **Largeur de raie en verrouillage de modes actif fondamental à 364 MHz**

Etant donné que notre spectre de laser à verrouillage de modes possède un spectre optique large (plusieurs nm), nous pouvons étudier la stabilité du verrouillage de modes à travers le spectre du peigne de fréquences optiques en mesurant la largeur de raie. Nous avons utilisé un filtre fin pour sélectionner quelques modes optiques dans la bande-passante 3-dB de notre peigne de fréquences comme la montre la Figure 99.



Figure 99 Méthode de mesure de la largeur de raie avec un filtre accordable (avec une bande-passante de 4 GHz) permettant de balayer le spectre optique pour réaliser une mesure de la largeur de raie en différentes zones du spectre optique.

Nous avons ainsi balayé la bande-passante en mesurant la largeur de raie pour chaque groupe de modes optique sélectionnés. La Figure 100 montre les différentes zones de spectre sélectionnées et l'enveloppe du spectre optique en entier.

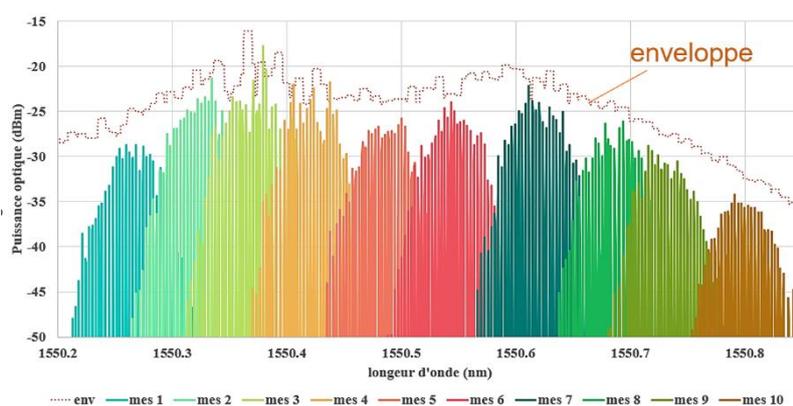


Figure 100 Position du filtre dans le spectre optique pour chaque mesure de largeur de raie réalisée (chaque couleur correspond à la position du filtre) avec l'enveloppe du spectre optique (orange) en verrouillage de modes fondamental pour référence.

Nous avons ainsi mesuré les largeurs de raies suivantes (Figure 101). Les valeurs de la largeur de raie mesurées sont différentes en fonction du groupe de modes filtrés. Nous mesurons une largeur de raie minimale de 2.75 MHz et une valeur moyenne de largeur de raie de 13 MHz.

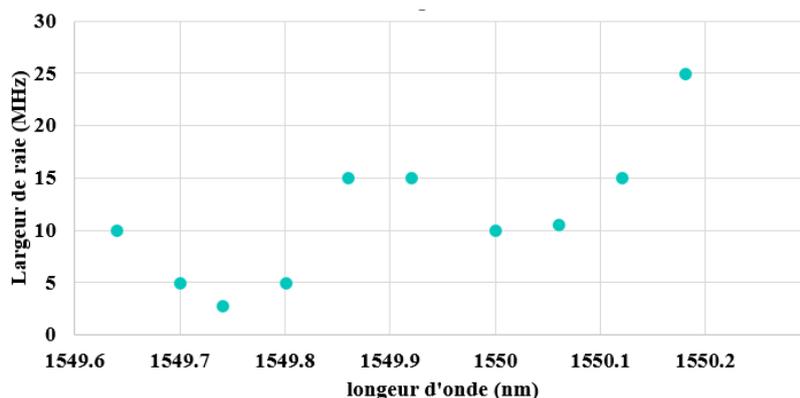


Figure 101 les valeurs de largeur de raie mesurées pour chaque zone filtrée du spectre optique du laser en verrouillage de modes fondamental à 364 MHz. Nous mesurons une largeur de raie moyenne de 13 MHz.

- **Largueur de raie en verrouillage de modes actif fondamental à 3.64 GHz**

En utilisant la même méthode (Figure 99), nous avons réalisé des mesures similaires sur le laser en verrouillage de modes actif harmonique à 3.6 GHz. La Figure 102 montre les zones de spectre sélectionnées pour chaque valeur mesurée.

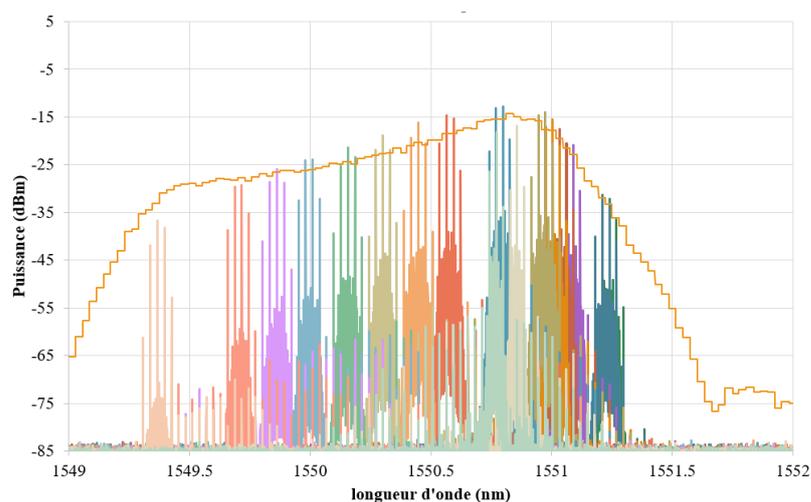


Figure 102 Position du filtre dans le spectre optique pour chaque mesure de largeur de raie réalisée (chaque couleur correspond à une position du filtre) avec l'enveloppe du spectre optique en verrouillage de modes actif harmonique pour référence.

Nous mesurons la même valeur de largeur de raie pour toutes les zones sélectionnées, la Figure 103 montre les résultats de cette mesure. Nous remarquons que la forme de la largeur de raie mesurée est gaussienne et non lorentzienne. Ceci implique que la mesure de la largeur de raie est dominée par un bruit en  $1/f$  qui provient probablement des sources de courant et RF. Nous ne pouvons donc pas déduire la valeur de largeur de raie dans ce régime. Pour mesurer cette valeur, il faudrait probablement refaire la mesure en essayant d'éliminer le bruit, ou d'utiliser une autre méthode comme la méthode de mesure de la largeur de raie par auto-hétérodynage.

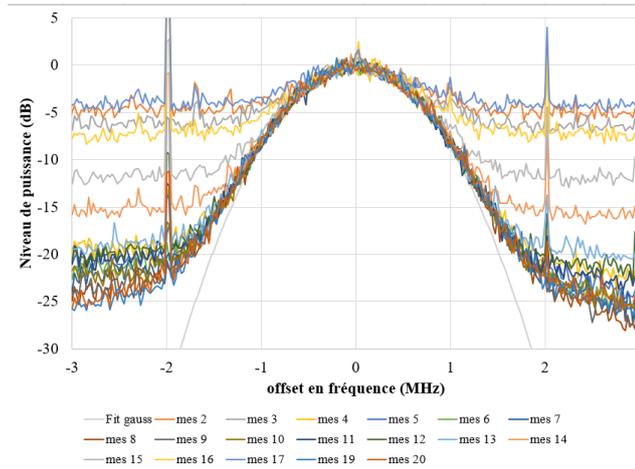


Figure 103 Résultats de la mesure de largeur de raie sur différentes zones du spectre du laser en verrouillage de modes actif harmonique à 3.6 GHz (chaque mesure correspond aux positions des filtres présentés dans la figure précédente).

- **Discussion : comportement de la largeur de raie du laser**

Pour étudier la forme du spectre, et la concentration de la puissance optique du laser vers le flanc rouge du filtre de Bragg (le maximum de puissance se retrouve vers le flanc droit du réseau), nous pouvons nous appuyer sur les travaux menés par Kazarinov et Henry [64] concernant la relation entre le chirp et la réduction de la largeur de raie d'un laser en interaction avec un résonateur passif externe. Le chirp dans ce contexte est le décalage de la fréquence d'un mode optique du fait de son interaction avec la cavité étendue. Selon ces travaux (ainsi que d'autres [208]–[210]), cette configuration permet d'améliorer le facteur de qualité de la source constituée par l'ensemble (le laser plus le résonateur externe) et de réduire la largeur de raie. Selon les travaux de Henry et Kazarinov, la réduction du chirp et l'amélioration de la largeur de raie se produisent lorsque le laser fonctionne du côté décalé vers le rouge du réflecteur externe (le réseau de Bragg dans notre cas).

Dans cette section, nous commencerons par revoir brièvement les expressions analytiques permettant de calculer la largeur de raie d'un laser hybride, puis nous expliquerons le lien entre le rétrécissement de la largeur de raie et la réduction du chirp selon la référence [64]. La largeur de raie est donnée alors par l'expression suivante :  $\Delta f = \Delta f_{ST}/F^2$  (4.5)

Avec,  $\Delta f_{ST}$  la largeur de raie Schawlow-Townes équivalente à celle d'une cavité Fabry-Pérot, telle que :

$$\Delta \nu_{ST} = \frac{1}{4\pi} \frac{v_g^2 h \nu^* n_{sp} \gamma_{tot} \gamma_m (1 + \alpha^2)}{P_0 \left( 1 + \frac{r_1}{r_{eff}(\omega)} \frac{(1 - r_{eff}(\omega))^2}{(1 - R_1)} \right)} \quad (4.6)$$

Avec,  $v_g$  la vitesse de groupe,  $h$  la constante de Planck,  $n_{sp}$  le facteur de l'émission spontanée,  $\gamma_{tot}$  les pertes totales (miroir et puce passive),  $\gamma_m$  les pertes miroir,  $\alpha$  le facteur de Henry,  $P_0$  la puissance en sortie du laser,  $r_1$  la réflectivité de la face arrière de la cavité, et  $r_{eff}(\omega)$  la réflectivité effective de la cavité hybride (comme nous l'avons vu dans le chapitre 1).

Le facteur  $F$ , est le facteur dit « facteur de réduction de la largeur de raie », ce facteur est donné par :  $F=1+A+B$ . Ici deux facteurs déterminent la réduction du chirp : le facteur  $A$  correspond à l'accumulation de la phase optique du signal sur un aller-retour dans la cavité et le facteur  $B$

correspond à l'augmentation de la réflectivité en fonction de la fréquence optique. L'expression de ces deux facteurs est donnée par :

$$A = \frac{1}{\tau} \left( \frac{d}{d\omega} \phi_{eff}(\omega) \right) \quad (4.7)$$

$$B = \frac{\alpha}{\tau} \left( \frac{d}{d\omega} \ln r(\omega) \right) \quad (4.8)$$

Avec,  $\tau = 2n_{g_1}L_1/c$  est la durée d'un aller-retour dans la partie laser (sans la cavité externe).

La réduction de la largeur de raie est décrite par le carré du facteur F [64]. A partir de l'expression du facteur A, nous remarquons que l'élargissement de la largeur de raie dans les lasers résulte des fluctuations de la phase optique, cette fluctuation est associée à l'émission spontanée. Pour déterminer le niveau de réduction de la largeur spectrale induite par ce facteur, nous étudions la relation entre les pertes et la variation de phase.

Le fonctionnement d'un laser respecte deux conditions : le gain d'un aller-retour doit être égal aux pertes et la phase d'un aller-retour doit être égale à  $2\pi$ . Ces conditions doivent être satisfaites pour un même gain et une même longueur d'onde. Ces deux conditions définissent le point de fonctionnement. Ces conditions sont décrites par les expressions suivantes (comme démontré dans [64] et adapté pour une cavité hybride similaire à la nôtre dans [177]) :

$$g = \frac{1}{2L_{actif} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_{bragg}} \right)} + \alpha_{actif} + \alpha_{passif} \quad (4.9)$$

$$\forall N \in \mathbb{N}, 2k_0(n_a L_a + n_p L_p) - \phi_{bragg} - \alpha_H g L_a = 2\pi N \quad (4.10)$$

Avec,  $L_a$  la longueur du composant actif,  $L_p$  la longueur de la cavité passive,  $R_1$  la réflectivité côté HR du R-SOA,  $\alpha_{actif}$ ,  $\alpha_{passif}$  les pertes dans les composants passif et actif respectivement,  $k_0$  est le vecteur d'onde dans le vide, et  $\alpha_H$  le facteur d'Henry.

À partir de ces deux expressions nous pouvons tracer la courbe de phase et des pertes en fonction du désaccord entre la longueur d'onde de la réflectivité du réseau de Bragg et celle du laser. Le point correspondant à la réduction du chirp et de la largeur de raie est défini par la valeur de F correspondant à l'intersection entre la courbe  $F(\omega)$  et celle des pertes dans la zone d'oscillation du laser. La valeur de F en fonction de la fréquence est calculée à partir des expressions de A et B.

Dans une cavité sans un filtre de Bragg (par exemple une cavité Fabry-Pérot), il existe plusieurs points de fonctionnement pour la même valeur de gain. Dans ce cas, plusieurs modes optiques peuvent donc osciller, c'est le cas d'un laser multimode. En présence d'une rétroaction d'un réflecteur externe (ici le réseau de Bragg), le point de fonctionnement correspond à l'intersection entre la courbe de phase et la courbe des pertes.

Dans notre cas, la bande-passante du réseau de Bragg est largement supérieure à l'intervalle spectral libre du laser, plusieurs modes optiques remplissent la condition d'effet laser. Dans ce cas, l'intervalle d'intersection entre la courbe de phase et la courbe des pertes comprend la totalité de la bande passante du réseau de Bragg, comme nous pouvons le voir sur la Figure 104. Cependant, la valeur du facteur F correspondant à la réduction de la largeur de raie est fortement désaccordée vers le rouge. Ceci explique la tendance du spectre de notre laser à

verrouillage de modes à aller vers le flan rouge du réseau de Bragg, car c'est ici que la largeur de raie est minimisée par rétroaction de la cavité passive. Cette tendance est plus claire dans le cas d'un laser monomode car un seul point de fonctionnement est identifié.

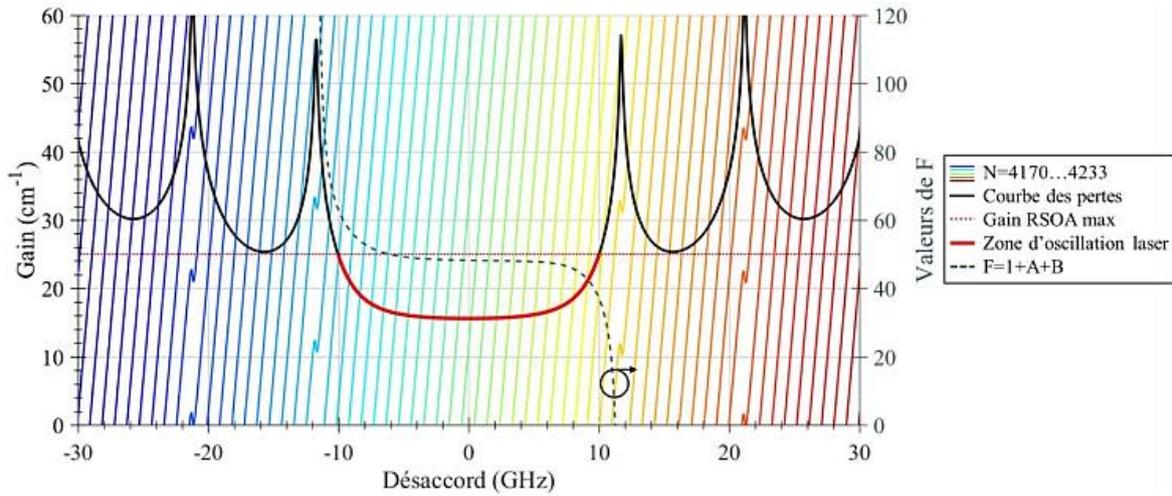


Figure 104 Simulation des courbes de phase, la courbe de pertes et les valeurs de F en fonction du désaccord ( $\lambda_{laser} - \lambda_{bragg}$ ) dans le cas où la bande-passante du réseau de Bragg dépasse largement l'intervalle spectral libre de la cavité. Cette figure est extraite de la thèse de Sylvain Boust [177].

### C. Mesures de la durée d'impulsion

Dans cette section, nous caractérisons les impulsions générées par notre laser à verrouillage de modes sous différents modes de fonctionnement (passif et actif). Pour réaliser cette mesure nous avons utilisé un auto-corrélateur. Avant de partager les résultats de ces mesures, nous rappelons ici brièvement le principe du fonctionnement de ce dispositif.

Lorsqu'un faisceau laser est envoyé vers un auto-corrélateur, il est réparti en deux faisceaux identiques à l'aide d'un séparateur 50:50. Un délai est ajouté au chemin optique de la première partie du faisceau pour le retarder temporellement d'une valeur  $\tau$  (Figure 105). Les deux faisceaux sont ensuite superposés dans un milieu non-linéaire (avec une non-linéarité du second ordre  $\chi^2$ ) permettant de générer un troisième faisceau dont la puissance dépend du produit des puissances instantanées venant de chacun des deux bras de l'interféromètre :

$$A(\tau) = \int I(t)I(t - \tau)dt \quad (4.11)$$

Le spectre en intensité de l'impulsion est ensuite reconstruit avec le signal mesuré à l'aide d'une photodiode en fonction du retard.

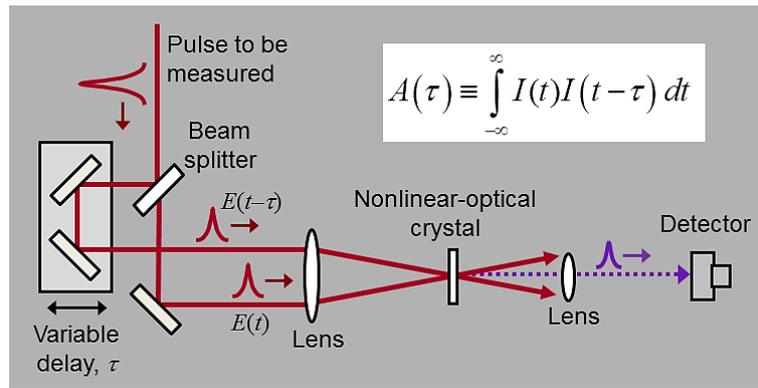


Figure 105 principe de fonctionnement d'un dispositif auto-corrélateur permettant de mesurer la durée d'impulsion. Figure extraite de [211].

Nous pouvons ainsi déduire la valeur de la durée d'impulsion, et sa forme. La durée d'impulsion est donnée par :

- Pour un faisceau gaussien :  $\Delta\tau_{autocorr} = 1.41 \Delta\tau_{pulse}$ .
- Pour une impulsion lorentzienne :  $\Delta\tau_{autocorr} = 2 \Delta\tau_{pulse}$ .

(Avec  $\Delta\tau$  la largeur à mi-hauteur de l'impulsion).

Notons que les auto-corrélateurs sont configurés pour une plage temporelle définie et ne peuvent donc pas mesurer la durée d'impulsion si elle est au-delà de la limite de cet intervalle. Par exemple, l'auto-corrélateur utilisée dans nos mesures est configuré pour une plage allant de  $5 p_s$  jusqu'à  $100 p_s$ . Cet auto-corrélateur est également fourni avec un logiciel permettant d'appliquer un fit lorentzien à la forme d'impulsion et en déduire la largeur d'impulsion à mi-hauteur.

- **La mesure de la durée d'impulsion en verrouillage de modes harmonique par autocorrélation**

En utilisant le dispositif décrit précédemment, nous avons mesuré la durée des impulsions émises par notre laser sous un régime de verrouillage de modes actif harmonique, la fréquence RF appliquée au laser est de 3.64 GHz soit dix fois la fréquence de répétition fondamentale du laser (pour plus d'information sur ce régime nous référons le lecteur au chapitre 1 de ce manuscrit). Nous mesurons une durée d'impulsion de 8 ps comme la montre la Figure 106.

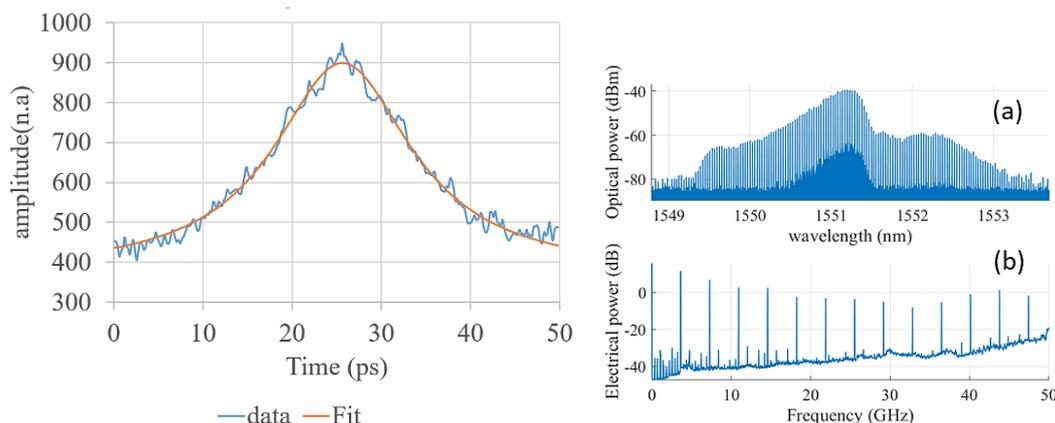


Figure 106 (Gauche) mesure de la largeur d'impulsion sous verrouillage de modes actif harmonique à 3.64 GHz avec un fit lorentzien pour déterminer la largeur à mi-hauteur de la courbe mesurée et la durée d'impulsion correspondante. (Droit) Les spectres optique et électrique du laser en verrouillage de modes harmonique.

Théoriquement la durée minimale des impulsions générée par notre laser, peut être calculée par la relation suivante pour une forme d'impulsion lorentzienne :

$$\Delta\tau * \Delta\nu = 0.22 \rightarrow \Delta\tau = 5.04 \text{ ps}$$

Avec  $\Delta\nu$  la largeur à mi-hauteur du spectre émis de 0.5 nm à -3dB.

Nous remarquons que le pied de la mesure est bruité par la présence des modes à 364 MHz qui ne sont pas en verrouillage à 3.6 GHz (comme nous pouvons le voir sur le spectre optique). La puissance dans ces modes optiques est donc perdue, et l'impulsion est élargie. Les impulsions émises par notre laser sous verrouillage de modes actif harmonique ne peuvent pas atteindre la limite théorique.

En plus, compte tenu de l'effet de l'auto-modulation de phase dans la cavité laser qui résulte des effets non linéaires dans le milieu actif, nous pouvons prédire que l'impulsion est effectivement chirpée [212]. Pour le confirmer, nous avons effectué des mesures de la variation de phase sur l'ensemble du spectre. Les résultats de ces mesures sont présentés dans la section suivante.

- **La durée d'impulsion en verrouillage de modes à 364 MHz**

#### **A – verrouillage de modes passif**

Dans le cas du verrouillage de modes passif, nous avons remarqué lors des mesures que la forme des impulsions subit des instabilités et une déformation de sa forme idéalement lorentzienne. Nous n'avons pas pu réaliser une mesure de la largeur d'impulsion avec l'auto-corrélateur à notre disposition. Nous supposons que les effets de la dispersion ainsi que le manque de stabilité de la fréquence de répétition fournie par le verrouillage de modes passif sont à l'origine de cette instabilité. Pour confirmer la validité de cette supposition, nous avons réalisé des mesures de la variation de la phase à travers le spectre optique sous verrouillage de modes passif. Nous partageons les résultats de cette étude dans la section suivante de ce chapitre.

#### **B – verrouillage de modes actif fondamentale**

La mesure de la largeur d'impulsion sous le régime de verrouillage de modes actif fondamentale (Signal RF appliqué à une fréquence de 364 MHz) a été réalisée de la même façon que la mesure

précédente en utilisant l'auto-corrélateur. Nous avons mesuré une largeur d'impulsion de 14.6 ps, comme la montre la Figure 107.

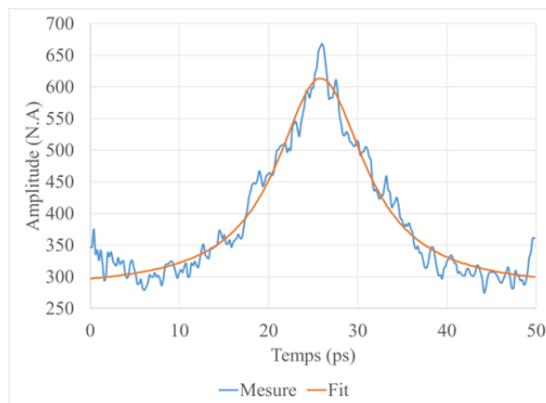


Figure 107 Mesure de la largeur d'impulsions en régime active fondamental à 364 MHz. Nous mesurons une largeur de 14.6 ps.

Nous remarquons que dans ce cas, le pied de la mesure est assez bruité également. Ce bruit provient des modes optiques qui ne participent pas au verrouillage de modes à 364 MHz. Nous remarquons également que le bruit ici est plus prononcé comparé à la mesure précédente (réalisée en verrouillage de modes harmonique), nous pouvons en déduire que la qualité du verrouillage de modes en verrouillage actif harmonique est meilleure qu'en verrouillage de modes actif fondamental. Nous vérifierons cette hypothèse par des mesures de la variation de la phase relative entre les modes optiques du spectre.

- **Mesure de la trace temporelle des impulsions**

En plus des mesures de largeur d'impulsion par autocorrélation, nous avons également réaliser une mesure de la durée des impulsions générées en fonction du temps. Cette mesure est l'équivalent de la transformée de Fourier du spectre optique, et nous permet de confirmer que le laser est bien en verrouillage de modes puisque nous observons des impulsions. Elle permet également d'obtenir plus d'informations concernant la largeur des impulsions générées sous verrouillage de modes fondamental et harmonique. La Figure 108 montre les résultats de cette mesure, réalisée à l'aide d'une photodiode rapide et un oscilloscope.

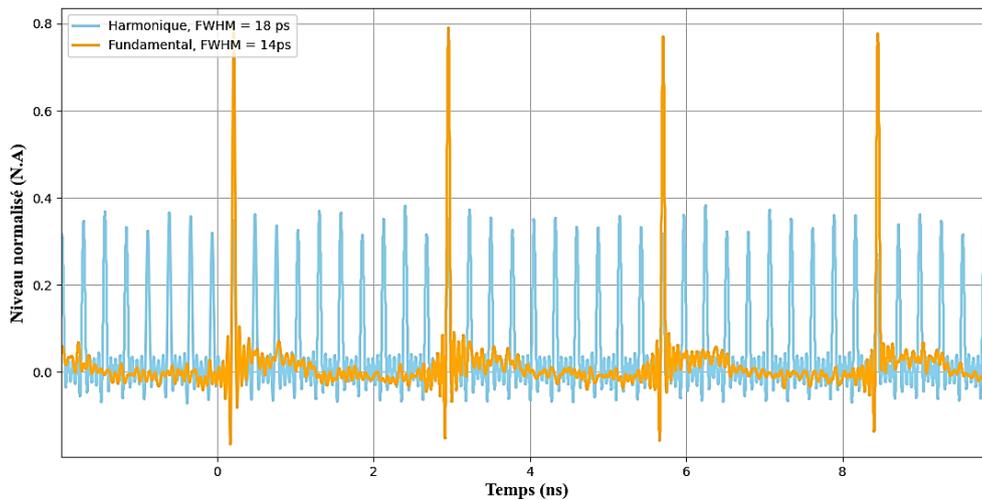


Figure 108 Mesure d'impulsion par oscilloscope sous verrouillage de modes fondamental et harmonique à 364 MHz et 3.64 GHz respectivement.

Dans le cas du verrouillage de modes fondamental, nous mesurons une période de  $T=2.745$  ns, en fréquence cette valeur correspond à :  $f_f = 1/T = 364.2$  MHz. Sous verrouillage de modes harmonique nous mesurons une période de  $T=0.275$ ns, équivalent à  $f_h = 1/T = 3.634$  GHz en fréquence. Nous avons également mesuré les largeurs d'impulsion dans les deux cas. Sous verrouillage de modes fondamental nous avons mesuré une largeur de 14 ps, cette valeur s'approche de la valeur mesurée par auto-corrélateur (14.6 ps). Dans le cas de verrouillage de modes harmonique, nous mesurons une largeur de 18 ps, cette valeur est plus grande que la largeur de 8 ps mesurée par autocorrélation. Les résultats de la largeur de l'impulsion mesurés de cette manière sont moins précis que les valeurs mesurées avec l'auto-corrélateur, car cette mesure est limitée par la vitesse d'acquisition de la photodiode et de la bande-passante de l'oscilloscope de 500 MHz. Pour évaluer la largeur des impulsions générés dans les deux cas, il est préférable de se fier aux mesures réalisées à l'aide du l'auto-corrélateur puisqu'il permet une mesure directe de ce paramètre.

- **Conclusion**

Dans cette section, nous avons démontré que notre laser à verrouillage de modes est capable de générer des impulsions picoseconde avec un verrouillage de modes fondamental actif et un verrouillage de modes harmonique actif. Les largeurs d'impulsion mesurées sont de 8 ps en verrouillage de modes harmonique et de 14 ps en verrouillage de modes actif fondamental. D'après ces mesures, nous remarquons que les impulsions générées sous verrouillage de modes harmonique sont plus courtes que celles générées sous verrouillage de modes actif fondamental. Comme nous l'avons vu, la qualité du verrouillage de modes en harmonique est meilleure par rapport aux autres régimes, ce qui explique la largeur d'impulsion faible sous ce mode de verrouillage.

La largeur des impulsions générées par une source laser à verrouillage de modes dépend de la qualité du verrouillage de modes, et de la dispersion dans la cavité. Il est donc nécessaire d'étudier la dispersion dans notre laser à verrouillage de modes pour mieux comprendre l'élargissement qui affecte la largeur d'impulsion et aussi le processus de verrouillage de modes.

Dans la section suivante, nous allons nous concentrer sur l'étude de la dispersion en mesurant la différence de phase entre les modes sur l'ensemble du spectre optique. Nous présenterons également les différentes techniques disponibles pour réduire, voire annuler, les effets dispersifs dans une cavité laser et obtenir une compression des impulsions.

## **4.3 Etude expérimentale des effets de dispersion dans le laser à verrouillage de modes**

### **4.3.1 Génération d'impulsions picoseconde**

Le verrouillage de modes est la technique la plus utilisée pour la génération d'impulsions courtes de l'ordre de la picoseconde voire sub-picoseconde [213], [214]. Commençons cette section par une brève explication de la manière dont les impulsions courtes sont générées dans une cavité laser à verrouillage de modes.

Lorsqu'un laser est en verrouillage de modes, une impulsion circule dans la cavité laser. Lorsque l'impulsion atteint le miroir de sortie, une partie de son énergie est émise, ainsi l'émission du laser est constituée d'un train d'impulsions régulier. Grâce au gain du milieu actif, l'énergie de l'impulsion est reconstituée à chaque aller-retour. Selon la fréquence de répétition du laser, l'énergie par impulsion est plus ou moins importante. La valeur de cette énergie dépend du taux de répétition, de la puissance moyenne dans la cavité et de la durée d'impulsion. Pour des lasers à faible taux de répétition comme le nôtre (364 MHz), avec une largeur d'impulsion de 14 ps et une puissance moyenne en sortie de 3 mW, cette énergie est de l'ordre de 519 mW.

Pour comprendre comment les impulsions sont générées, examinons la trace temporelle d'un laser à verrouillage de modes. Le train d'impulsions périodiques que nous observons en mesurant la trace temporelle d'un laser à verrouillage de modes est constituée de la superposition de traces sinusoïdales dont les fréquences sont espacées de la même valeur (le taux de répétition). Chacune de ces traces correspondant à un mode optique de la cavité. Pour réussir à générer des impulsions, ces modes doivent avoir une relation de phase constante les uns par rapport aux autres. Plus le nombre de modes contribuant à la formation de l'impulsion est important, plus la durée de l'impulsion est courte. La Figure 109 montre une comparaison entre la trace temporelle formée par des modes en accord de phase et la trace temporelle formée par des modes dont la relation de phase est aléatoire. Notons que l'exemple montré ici avec une phase aléatoire est un cas extrême, en réalité la phase n'est pas aléatoire dans les lasers à verrouillage de modes, mais elle peut être fortement perturbée par la dispersion dans la cavité.

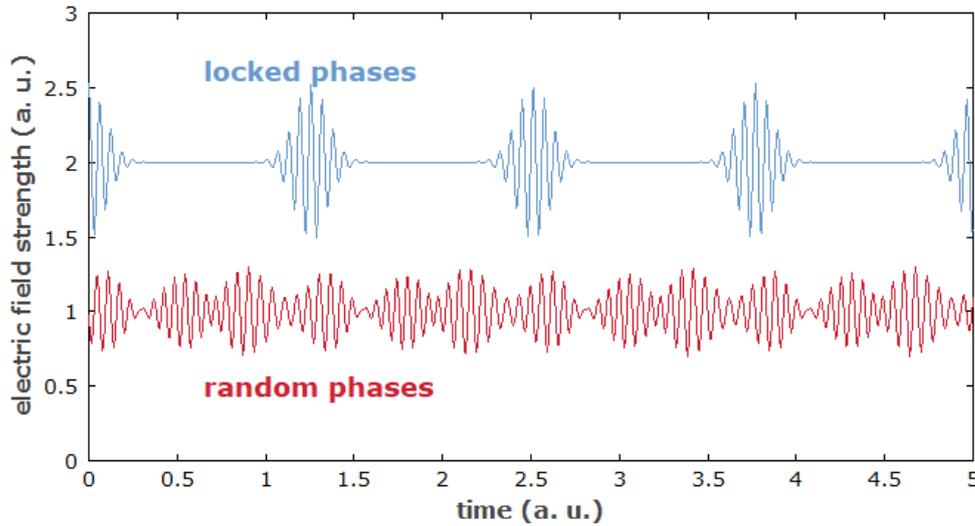


Figure 109 Comparaison des impulsions formées par des modes en accord de phase (bleu) et les impulsions formées par des modes dont la relation de phase est aléatoire (rouge). Cette figure est extraite de [215].

Donc pour réussir à générer des impulsions à partir d'un laser en verrouillage de modes, la dispersion dans la cavité doit être minimale. Dans le cas d'une valeur de dispersion élevée, il n'est plus possible de former des impulsions, car la relation de phase entre les modes optiques serait perturbée. La dispersion dans la cavité doit être compensée afin que les modes permettant de former les impulsions soient encore une fois en accord de phase.

#### 4.3.1.1 Effets de la dispersion sur la durée d'impulsion

Au cours de sa propagation, l'impulsion subit les effets de la dispersion chromatique linéaire (qui ne dépend pas de la puissance optique). Cet effet peut être décrit par la modification, en fonction de la fréquence, de la phase spectrale  $\phi$  :

$$\phi(\omega) = \phi_0 + \frac{d\phi}{d\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2\phi}{d^2\omega}(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (4.12)$$

Avec,  $\omega_0$  la pulsation correspondante au centre du spectre de l'impulsion,  $\phi_0$  le décalage en phase constant,  $\frac{d\phi}{d\omega}$  le retard de groupe, et  $\frac{d^2\phi}{d^2\omega}$  la dispersion du retard du groupe (GDD « *Group Delay Dispersion* ») mesurée en  $fs^2$  ou  $ps^2$  (cette valeur nous permet de déterminer la dépendance en fréquence du retard du groupe).

Lorsqu'une impulsion dite « en limite de transformée de Fourier » subit l'effet du GDD, elle est élargie. Pour une impulsion gaussienne non-chirpée d'une durée  $\tau_0$ , la durée d'impulsion sous effet d'une GDD de magnitude  $D_2$  est donnée par :

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + \left(4 \ln 2 \frac{D_2}{\tau_0^2}\right)^2} \quad (4.13)$$

Avec,  $\tau_0$  la durée d'impulsion en limite de la transformée de Fourier. (Pour plus de détails voir chapitre 1).

Selon la valeur de la dispersion, l'effet de l'élargissement des impulsions dans un laser à verrouillage de modes peut aller d'une durée d'impulsion supérieure à  $\tau_0$  de quelques ps, à des

effets plus importants qui peuvent mener à la disparition complète de l'impulsion. En présence d'effets non-linéaires, la variation de la phase non-linéaire peut elle aussi déformer les impulsions. Nous discuterons ce point en particulier dans la suite de cette section.

Cependant, cet effet est réversible : l'impulsion peut être recompressée par la suite dans un milieu à dispersion opposée (par exemple avec une fibre à dispersion positive pour compenser la valeur de dispersion négative subit par l'impulsion lors de sa propagation). Dans la suite de cette section, nous partageons les mesures de la dispersion effectuées sur notre laser sous différents régimes de verrouillage de modes, ainsi que les méthodes que nous proposons pour compenser cette dispersion et recompresser les impulsions.

### 4.3.2 Mesure de la dispersion de phase

Le but de cette mesure est d'évaluer la phase relative entre les modes optiques du spectre générés par le laser à verrouillage de modes. Pour mesurer la phase relative entre les modes de notre laser, nous avons fait opérer le laser en régime de verrouillage de modes actif. Nous avons utilisé le signal RF externe de verrouillage comme référence de phase. Nous avons ensuite utilisé un filtre optique accordable à bande étroite ( $\Delta\nu = 4 \text{ GHz}$ ) pour sélectionner quelques modes de notre laser. Le signal optique en sortie du filtre est ensuite envoyé vers une photodiode (Figure 110). Le signal RF externe et le signal de la photodiode sont envoyés sur deux entrées d'un oscilloscope rapide.

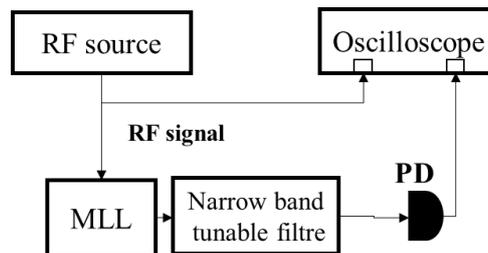


Figure 110 description de la méthode de mesure de la phase relative, avec un oscilloscope haute résolution et un filtre fin de bande-passante étroite (4GHz). Avec, MLL : mode locked laser (laser à verrouillage de modes).

Nous mesurons ainsi la trace temporelle des deux signaux (Figure 111), et nous pouvons comparer le signal de battement des modes optiques filtrés avec le signal de référence et en déduire la différence de phase entre les deux. En répétant cette mesure pour différentes positions du filtre optique afin de couvrir l'ensemble du spectre, nous pouvons mesurer la variation de phase relative en fonction de la longueur d'onde.

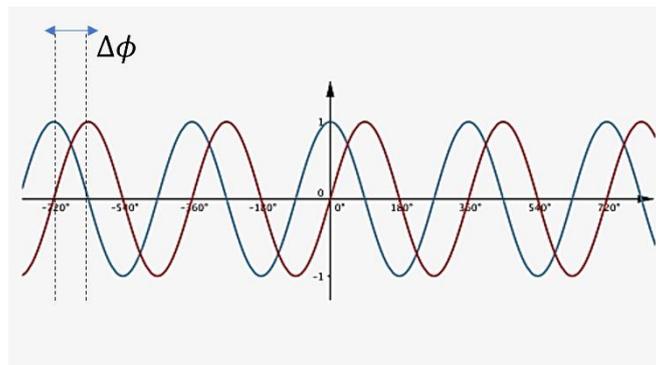


Figure 111 La différence entre le signal de référence (source RF externe) et le signal mesuré par zone de spectre filtré permet de déduire la différence de phase

Nous avons effectué ces mesures à la fréquence fondamentale du laser de 364 MHz et à la dixième harmonique à 3.64 GHz sous verrouillage de modes actif. Notons qu'étant donné la largeur du filtre accordable utilisé (4 GHz), dans le cas du verrouillage de modes actif à 360 MHz, nous sommes incapables de sélectionner une seule paire de modes. Elle est cependant suffisante pour fournir une comparaison entre le verrouillage de modes actif harmonique et le verrouillage de modes à la fréquence fondamentale de 360 MHz. Les résultats de ces mesures sont présentés sur la Figure 112.

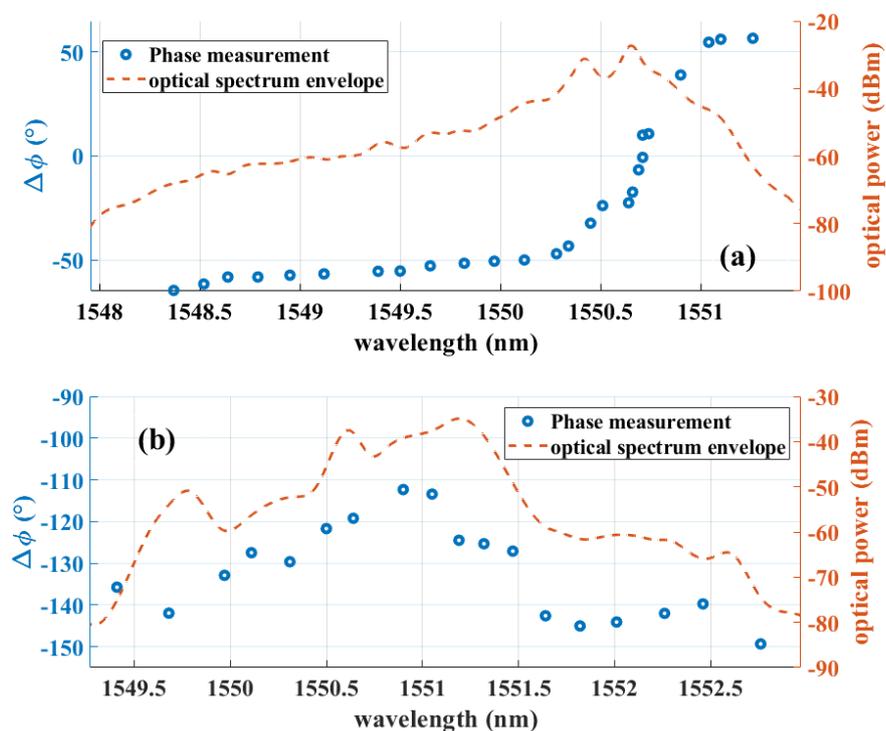


Figure 112 mesure de la phase relative (bleu) superposée à l'enveloppe du spectre optique (orange) sous verrouillage de modes actif à 360 MHz (haut) et verrouillage de modes actif harmonique à 3.64 GHz (bas)

Nous remarquons que la variation de la phase relative est plus prononcée dans le cas du verrouillage de modes actif à 360 MHz, avec une pente beaucoup plus importante que dans le cas du verrouillage de modes actif harmonique. Cette variation de phase et par conséquent la dispersion, n'est pas assez élevée pour affecter la génération des impulsions puisque nous avons observé des impulsions picosecondes (section précédente). Cependant, vu la présence de la dispersion dans la cavité, les largeurs d'impulsions mesurées subissent un élargissement, et ne sont pas à la limite de la transformée de Fourier. Dans le cas du verrouillage de modes actif harmonique, les impulsions sont formées dans la zone où la phase est linéaire (entre 1550nm et 1551nm), ce qui pourrait expliquer la puissance optique élevée dans cette région et la largeur de raie faible comparée aux autres zones du spectre optique.

À partir de ces mesures, nous pouvons également déduire que les variations de la phase relative et les effets de la dispersion dans le cas du verrouillage de modes actif harmonique sont moins importants que dans le cas du verrouillage de modes fondamental. Les largeurs d'impulsions

mesurées montrent que les impulsions sont plus courtes dans le cas du verrouillage de modes actif harmonique (Figure 107).

- **Conclusion**

Dans cette section, nous avons étudié l'effet de la dispersion à travers les mesures de la déviation de la relation de phase dans tout le spectre de notre laser à verrouillage de modes harmonique et fondamental. Nous avons vu que la déviation de phase est plus importante dans le cas d'un verrouillage de mode fondamental que dans le cas d'un verrouillage de mode harmonique. Cette dispersion de phase est responsable de l'élargissement de l'impulsion car les modes qui composent l'impulsion sont désynchronisés. Pour obtenir une compression d'impulsion et réduire la largeur d'impulsion à la valeur idéale, la dispersion dans la cavité doit être compensée. Dans la section suivante, nous présenterons les différentes méthodes disponibles pour réaliser la compensation de la dispersion.

### 4.3.3 Les techniques de compression d'impulsion

Lorsque la dispersion de phase entre les modes d'un laser à verrouillage de modes est importante, les impulsions en sortie du laser sont affectées par un élargissement de leur durée d'impulsion. Cet effet négatif est cependant réversible. Nous pouvons comprimer les impulsions en réduisant la dispersion de phase. Ceci est réalisé en compensant la dispersion avec un dispositif optique à dispersion de signe opposé. Dans cette section, nous explorons différentes techniques qui peuvent être utilisées.

#### 4.3.3.1 Compression d'impulsion en utilisant des milieux dispersifs linéaires

##### a. Compensation de dispersion par une fibre optique

Pour compenser l'effet de la dispersion dans un laser, il faut accélérer ou retarder certains modes par rapport aux autres pour obtenir un déphasage aussi faible que possible. Ceci peut être réalisé par exemple en utilisant la dispersion linéaire dans une fibre optique. La longueur de la section de fibre utilisée est déterminée par la valeur de dispersion à compenser. En connaissant la valeur de la dispersion du laser cette technique est très simple. Cette technique a été appliquée avec succès, par exemple dans les travaux de M. Faugeron [140]. La Figure 113 montre les résultats de compensation de la dispersion obtenus dans le cadre de ces travaux. La mesure du retard a été mesurée en utilisant un Mach-Zehnder comme décrit dans la section précédente. En ajoutant la longueur de fibre nécessaire, nous obtenons une valeur de retard nulle entre les modes, ainsi nous atteignons la compression des impulsions.

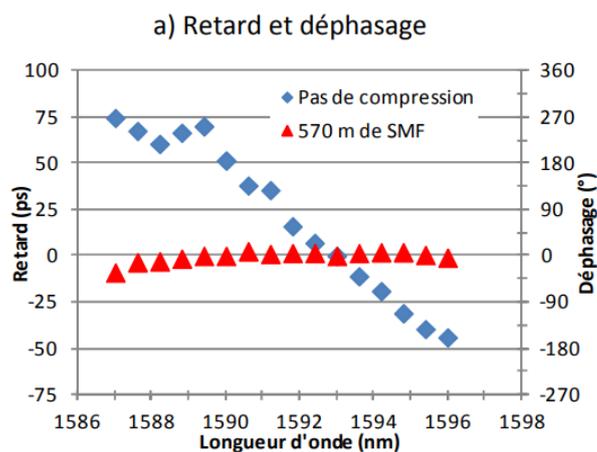


Figure 113 Compensation de la dispersion par une fibre de longueur 570m pour obtenir une valeur de dispersion opposée à la dispersion dans la cavité. Ces mesures sont extraites de la thèse de M. Faugeron. [140]

Dans notre cas, la longueur de fibre nécessaire pour compenser le déphasage dans le cas du verrouillage de modes fondamental est de plusieurs km. La compensation de la dispersion par cette méthode est encombrante et peut être pratiquée (sauf pour réaliser des mesures de largeurs d'impulsions non perturbées par la dispersion). Pour compenser la dispersion efficacement dans notre cas, il faudrait employer une autre méthode. Dans la suite de cette section, nous présentons deux autres solutions permettant de réduire ou compenser la dispersion sur puce.

### b. Compression d'impulsion en utilisant un réseau de Bragg chirpé

Les cavités utilisées pour former nos lasers à verrouillage de modes sont constituées d'un milieu à gain, d'une ligne à retard optique et d'un réseau de Bragg. Chacun de ces éléments peut donner lieu à des effets dispersifs linéaires et/ou non-linéaires.

Nous pouvons tenter de compenser ces différentes contributions à la dispersion de phase entre les modes optiques de notre laser en rajoutant un élément dispersif dans la cavité de signe opposé. Pour ce faire, nous pouvons remplacer le réseau de Bragg classique dans la cavité par un réseau de Bragg chirpé. Un réseau de Bragg chirpé dont la période varie en fonction de la position, avec un niveau de chirp adapté pour compenser la dispersion dans la cavité. Le niveau de chirp du réseau de Bragg est choisi pour que la compression soit complète ou partielle. Dans le deuxième cas, un élément de compensation extérieur à la cavité peut être utilisé. Une compensation partielle peut éventuellement être utile pour que des impulsions commencent à apparaître et que l'augmentation de la puissance pic permette de déclencher des effets non-linéaires favorisant la compression, comme expliqué plus loin dans le manuscrit.

Dans les derniers runs conçus dans le cadre de nos travaux de recherche, nous avons intégré des réseaux de Bragg chirpés pour réaliser des tests d'efficacité de cette méthode, nous n'avons pas pu les tester au moment de la rédaction de ce manuscrit.

#### 4.3.3.2 Compression d'impulsion par effets non-linéaires

La compression des impulsions par effet non linéaire est une technique qui utilise la propagation dans un milieu non linéaire pour accélérer ou ralentir certaines longueurs d'onde afin d'obtenir un profil de dispersion homogène et donc de réduire l'élargissement de la largeur d'impulsion. L'utilisation d'effets non-linéaires permet également d'élargir le spectre optique, ce qui n'est pas

possible avec des solutions linéaires. Ceci permet de réduire la limite ultime de la largeur d'impulsion du point de vue de la limite de Fourier. Les impulsions ultracourtes étant nécessaires pour plusieurs applications telles que les télécommunications, la génération de supercontinuum et la métrologie optique, les techniques de compression d'impulsions sont devenues un sujet d'intérêt et plusieurs techniques de compression d'impulsions utilisant les effets non linéaires ont été démontrées.

Le choix du milieu non linéaire est important car:

- Il faut que le milieu présente des non-linéarités suffisamment fortes. Ce sont en général des non-linéarités du 3<sup>ème</sup> ordre qui sont exploitées.
- Il faut pouvoir ajuster la dispersion « linéaire » du milieu de propagation pour optimiser l'interaction du guide avec la lumière qui se propage.
- Il faut que les pertes de propagation soient faibles. Ceci peut permettre par exemple de compenser des non-linéarités faibles par un guide plus long.

En plus de permettre une intégration en circuits compacts, certains matériaux comme le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ont un facteur non-linéaire relativement élevé. Nous pourrions donc éventuellement profiter des effets non linéaires du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  pour incorporer une section de guide d'onde en sortie de cavité laser pour comprimer de manière intégrée la largeur d'impulsion à la sortie du laser à verrouillage de modes.

Pour donner un exemple d'un « compresseur » d'impulsion intégré nous nous basons sur les résultats de [216]. Le dispositif (Figure 114) repose sur le principe suivant : l'impulsion se propage dans une section de guide en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  de 6 mm de long, et accumule donc une phase générée par l'effet d'auto-modulation de phase (SPM) ensuite l'impulsion passe dans un réseau de Bragg dont la dispersion est adaptée pour compenser le chirp (décalage vers le bleu des fréquences) résultant de la section précédente, l'impulsion est alors comprimée temporellement. La conversion de fréquence suivie par le passage dans un guide dispersif permet de séparer les fréquences contenues dans l'impulsion dans un premier temps via le chirp, en compensant ce chirp dans un élément dispersif, il devient possible de réarranger les composantes de fréquence pour que l'impulsion soit comprimée.

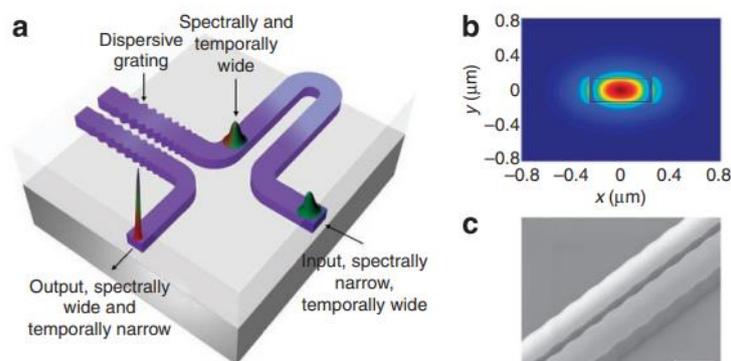


Figure 114 Dispositif permettant de compenser la dispersion sur puce (en  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) par effets non-linéaires. (a) Le dispositif contenant un réseau de Bragg dispersif permettant de transformer l'impulsion spectralement large à une impulsion compressée. (b) le mode optique du guide  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . (c) Une image MEB du guide optique en  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Figure extraite de [216].

## 4.4 Conclusion et perspectives

Nous démontrons un laser à verrouillage de modes intégré à un taux de répétition faible de 364 MHz avec une cavité hybride en III-V couplée en bout à un guide en Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. Notre laser émet autour de 1550 nm, avec une puissance de sortie de 3 mW. Nous avons démontré un laser à verrouillage de modes passif avec une largeur de bande 3-dB de 62 GHz (0,5 nm) et une largeur d'impulsion de 14 ps. Nous avons également démontré un verrouillage de modes actif harmonique à une fréquence de répétition de 3,64 GHz, et une largeur de bande d'environ 0,5 nm également. Dans ce régime, nous avons démontré la génération d'impulsions courtes, avec une largeur d'impulsion de 8 ps. Pour conclure, nous résumons les performances de notre laser ainsi que les perspectives de nos travaux durant la thèse.

### 4.4.1 Peigne de fréquences pour un système RADAR

Notre laser a été intégré dans un module Butterfly, ce qui le rend compact et facile à utiliser et à intégrer dans des systèmes plus complexes. Tel qu'un système de générateur de fréquences micro-ondes pour les RADARs (comme nous l'avons vu dans le premier chapitre). Comparons les performances de notre laser aux spécifications imposées par ce système. Ces spécifications ont constitué les lignes directrices pour le développement de notre laser à verrouillage de modes, en particulier la fréquence de répétition puisque, comme nous l'avons expliqué dans l'introduction de ce manuscrit, la fréquence de répétition pour la génération de fréquences micro-ondes doit être très faible pour permettre une bonne précision de la fréquence générée.

En termes de fréquences de répétition, notre laser respecte la spécification imposant une fréquence répétition inférieur à 1 GHz. Le tableau suivant résume les spécifications nécessaires en bruit de phase pour le système de génération de fréquences micro-ondes avec un peigne de fréquences optiques :

Tableau 16 Comparaison du niveau de bruit de notre laser aux spécifications.

Fréquence	Spécifications projet	Notre laser
100 Hz	-95 dBc/Hz	-82 dBc/Hz
100 KHz	-125 dBc/Hz	-115 dBc/Hz

Les performances de notre laser à verrouillage de modes correspondent aux spécifications imposées par le projet de réalisation d'un générateur de fréquence micro-ondes pour un systèmes RADAR. Au moment de la rédaction de ce manuscrit, ce système est en cours de réalisation.

### 4.4.2 Etude préliminaire du verrouillage de modes avec une cavité étendue en Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> épais

Comme mentionné dans l'introduction de ce chapitre, notre choix de la technologie de la réalisation des guides nitrure a évolué vers l'utilisation de guides plus épais, avec une couche de nitrure de 800 nm d'épaisseur [4], [5]. Ces guides plus épais, même s'ils sont plus difficiles à fabriquer à cause de contraintes des matériaux qui peuvent générer des fissures dans le

matériau  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , permettent d'avoir un confinement plus fort. Ceci permet d'obtenir des circuits plus compacts, avec des virages plus resserrés, ce qui est utile pour réduire l'encombrement des lignes à retard utilisées dans notre cavité. De plus, le confinement plus fort dans le cœur du guide permet de déclencher plus facilement les effets non linéaires. Cette caractéristique particulière nous intéresse car elle permettrait éventuellement d'intégrer sur la même plateforme la compression de la largeur d'impulsion et la compensation non-linéaire de la dispersion. Nous avons caractérisé des dispositifs utilisant des guides épais, avec un niveau de confinement plus élevé afin de comparer les performances d'un laser hybride avec une cavité en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  épais aux performances du laser que nous avons présentés tout au long de ce chapitre. (Pour plus de détails concernant cette plateforme nous référons le lecteur au chapitre 3).

### A. Conception

Nous avons intégré quatre cavités sur le masque conçu pour notre premier run de fabrication en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  épais, avec les paramètres suivants :

Tableau 17 paramètres des cavités passives en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  épais conçues pour hybridation

Cavité	Longueur (mm)	Intervalle spectral libre (GHz)
(1)	40	2.15
(2)	56	1.53
(3)	210	0.41
(4)	443	0.194

Nous avons choisi l'intervalle spectral libre avec deux objectifs. Tout d'abord, nous devons intégrer une cavité avec une longueur raisonnable afin de pouvoir toujours tester ces cavités même si les pertes de propagation s'avéraient plus importantes que prévues (cavité (1) et (2)). Le second objectif était d'intégrer une cavité suffisamment longue pour obtenir un intervalle spectral libre inférieur à celui que nous avons obtenu jusqu'à présent. L'idée étant de tester si des sources laser intégrées à verrouillage de modes peuvent produire des peignes de fréquences à faible taux de répétition (<1 GHz) et concurrencer les sources massives. Bien sûr, le second objectif n'est réalisable que si la qualité des guides d'onde et les pertes de propagation s'avèrent être à la hauteur des attentes.

A l'issue des tests des puces reçues, nous avons mesuré un niveau de pertes de 33dB/m puis de 15 dB/m sur des plaques dont le processus de fabrication a été optimisé. Ces pertes restent élevées si on les compare aux pertes de 6dB/m dans du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  fin.

Nous avons aussi remarqué que la réponse du filtre de Bragg intégré dans la cavité est décalée de 15 nm à 1535 nm au lieu de 1550 nm, comme nous pouvons le voir sur la mesure du spectre de la transmission/réflexivité mesuré sur un des réseaux de Bragg intégrés dans la cavité (Figure 115).

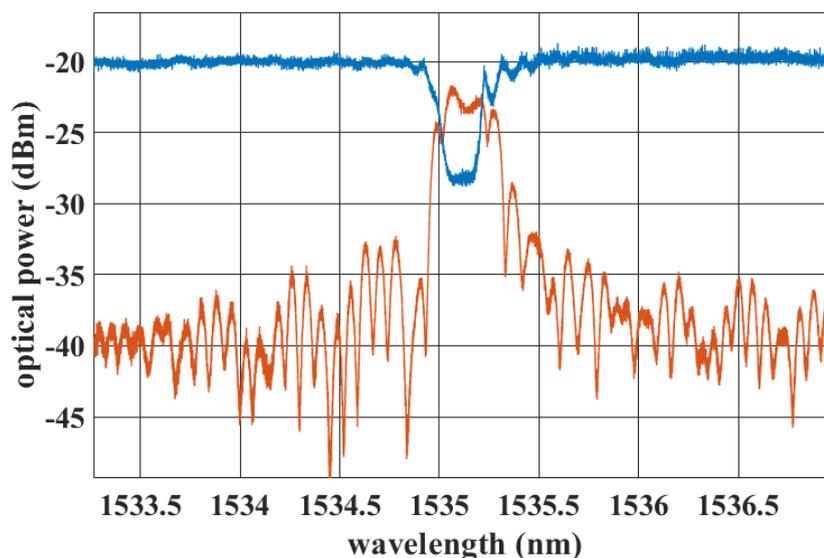


Figure 115 Réponse du réseau d'un réseau de Bragg intégré dans un guide épais (de largeur 900nm). Avec une période de 264nm, et une longueur de 1.2mm.

Ce décalage de la longueur d'onde du Bragg est probablement dû au changement des dimensions des « îlots ». Etant donné que la précision des gravures est faible par rapport à celle disponible pour le processus de fabrication du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  fin, la déformation des îlots est plus importante. (Ces réseaux de Bragg en « îlots » sont décrits plus en de détails dans le chapitre 3 de ce manuscrit).

## B. Mesures

La Figure 116 montre les résultats du spectre optique du laser en régime de verrouillage de modes passif avec une fréquence de répétition de 1.24 GHz.

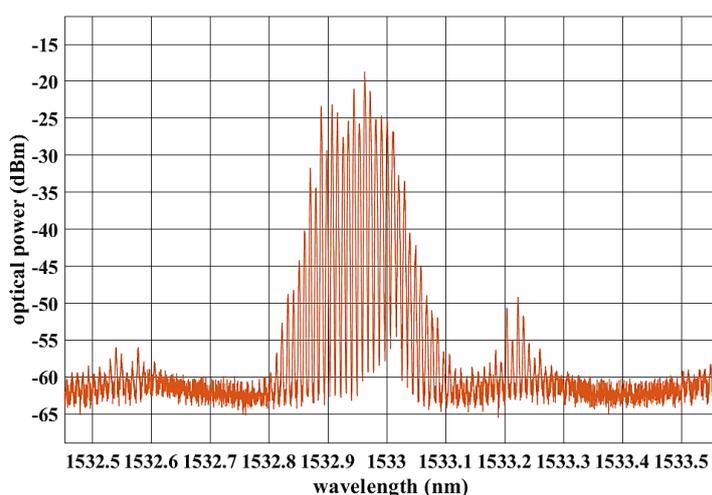


Figure 116 Le spectre optique du laser à verrouillage de modes fondamental à une fréquence de répétition de 1.24 GHz.

La Figure 117 montre les mesures du spectre optique et électrique du laser en régime de verrouillage de modes actif harmonique à  $f = 2.49 \text{ GHz}$  la 2<sup>e</sup> harmonique (deux fois la fréquence de répétition fondamentale du laser).

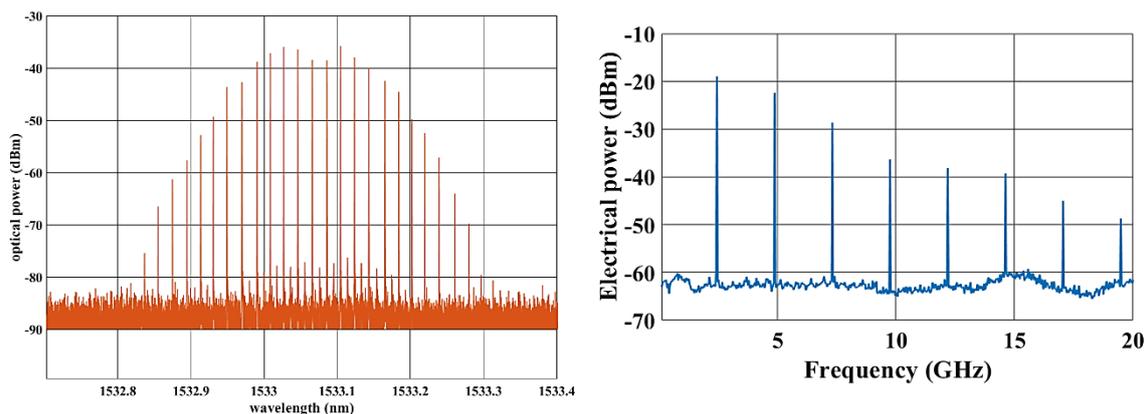


Figure 117 Le spectre optique (gauche) et le spectre électrique (droit) du laser en verrouillage de modes harmonique à 2.49 GHz.

Les performances du laser en soit restent conformes à nos attentes. La fréquence de répétition de 2.49 GHz correspond bien à la valeur théorique calculée lors de la conception de la cavité comme nous pouvons le constater par la mesure du spectre électrique. Nous remarquons cependant, que le spectre optique est plus étroit comparé au spectre optique obtenu précédemment (avec du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  fin), cette différence est potentiellement due au niveau de pertes plus élevés, ce qui signifie que le niveau de gain disponible dans la cavité est plus faible et donc la génération des modes par cascade de l'effet du mélange à quatre ondes est plus restreinte.

### C. Perspectives : la conception de cavités hybrides pour laser à verrouillage de modes

A partir de ces mesures préliminaires, nous avons pu valider l'usage de la plateforme  $\text{Si}_3\text{N}_4$  épais pour la réalisation de cavité laser à verrouillage de modes. Nous avons conçu par la suite de cette première itération de fabrication, deux autres masques où nous avons intégré les améliorations suivantes :

- Réduire les pertes de propagation en utilisant des guides multimodes. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, les guides multimodes permettent de s'affranchir de manière plus efficace des pertes liés aux corrugations des parois des guides.
- Intégration de coupleurs (tapers) optimisés dans le but de réduire les pertes du couplage (idéalement la valeur de ces pertes devrait être inférieure à 1dB par facette) et améliorer le recouvrement entre le mode émis par le R-SOA et le mode intégré dans le guide optique.
- Corriger la déviation de la réponse du réseau de Bragg.
- Des cavités plus courtes (et donc une fréquence de répétition élevée) pour faciliter les tests de l'efficacité du verrouillage de modes et l'étude des effets de la dispersion.

À la fin du processus de fabrication, les pertes mesurées sur les plaques résultant du premier masque ont été  $<10$  dB/m. Nous avons donc réussi à réduire les pertes de propagation en utilisant des guides multimodes. Malheureusement, nous n'avons pas pu tester les cavités laser lors du temps imparti à nos travaux de recherche, puisque nous avons reçu ces plaques à la fin de la thèse. Nous nous attendons cependant à ce que les performances des lasers à verrouillage de modes soient améliorées, et à ce que ces cavités permettent une étude plus poussée du verrouillage de modes dans les laser hybrides à cavité étendue en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  épais.

### 4.4.3 Perspectives

Dans ce chapitre nous avons partagé les résultats de nos études sur les peignes de fréquences à faible fréquence de répétition à base de laser à verrouillage de modes hybride. À partir de cette étude, nous avons pu démontrer que l'hybridation entre un R-SOA et une puce passive en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  présente une solution optimale pour réaliser une source de peigne de fréquences sur puce compacte, peu coûteuse, avec la capacité de s'adapter à différents systèmes plus complexes. Notre laser profite de la fonctionnalité de modulation directe du R-SOA pour opérer sous un régime de verrouillage de modes actif et harmonique. Il offre alors la possibilité d'adapter la fréquence de répétition à l'utilisation souhaitée, le rendant ainsi polyvalent.

Nous avons démontré un verrouillage de modes passif, avec une puissance optique en sortie du laser de 3 mW, une bande-passante à -3dB de plus de 60 GHz, un niveau de bruit de phase supérieur à -140 dBc/Hz avec une largeur de raie de l'ordre de dizaine de MHz et une durée d'impulsion de 14 ps. Nous avons également démontré un verrouillage de modes actif harmonique à une fréquence de 3.64 GHz, avec une puissance en sortie de l'ordre de 3 mW, une bande-passante de 56 GHz, un niveau de bruit de phase de -120 dBc/Hz, et une durée d'impulsion de 18 ps.

Nous avons également étudié les effets de la dispersion sur les performances de notre laser à verrouillage de modes. Comme nous l'avons vu, la dispersion induite dans la cavité (par les effets non linéaires dans le milieu actif ainsi que par les autres éléments dispersifs tels que le filtre de Bragg) peut être compensée en utilisant plusieurs méthodes, telles que l'utilisation d'une fibre à dispersion positive avec une longueur appropriée, et l'utilisation d'un réseau de Bragg chirpé avec un niveau de dispersion adapté. Pour conclure notre étude des lasers hybrides à verrouillage de modes, et ouvrir des perspectives pour des recherches ultérieures, nous avons également démontré le verrouillage de modes dans une cavité hybride avec un guide d'onde épais en nitrure de silicium (épaisseur de 800 nm).

Pour donner suite aux résultats de nos recherches, nous proposons les étapes suivantes visant à améliorer les performances de notre laser à verrouillage de modes :

- L'intégration d'un milieu de gain avec un niveau de gain plus élevé : ceci permettra d'augmenter la puissance optique du laser de sortie. Pour améliorer encore cet aspect, nous proposons l'ajout d'un étage d'amplification en intégrant un second R-SOA à la sortie de la puce passive. Cela nécessitera cependant un processus d'intégration beaucoup plus complexe et une surveillance attentive des pertes d'intégration.
- Améliorer la taille des adaptateurs de mode sur la puce passive pour maximiser le chevauchement de mode entre les deux puces, permettant ainsi de réduire les pertes de couplage et ouvrant la possibilité d'une intégration plus facile à d'autres puces dans un système.
- Ajouter un étage de compensation de la dispersion dans la puce passive sous la forme d'un réseau de Bragg chirpé : cela permettrait de comprimer les impulsions et d'améliorer la stabilité en fréquence et la forme du spectre optique (donc une plus grande largeur de bande).

Pour conclure, bien que les sources de peignes de fréquences optiques hybrides offrent une puissance optique en sortie moins importante comparée aux sources de peigne de fréquences fibré, leurs performances en termes de largeur de spectre (couvrant des centaines de GHz), ainsi

que leur capacité à générer des impulsions courtes avec une durée d'impulsion de l'ordre de la picoseconde les rendent intéressantes pour remplacer les sources plus encombrantes pour aller vers des systèmes miniaturisés à base de composants optiques.



## 5 Conclusion générale

Au cours de nos travaux de thèse, nous avons eu pour but de développer une source optique permettant la génération d'un peigne de fréquences optiques à faible intervalle spectral libre. Pour répondre à cette problématique, nous proposons un laser à verrouillage de modes formé par hybridation d'une puce active (R-SOA) à une puce passive en nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), avec un intervalle spectral libre inférieur à 1GHz.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous avons décrit les différentes solutions disponibles pour la génération de peigne de fréquences, et nous avons expliqué le choix d'un laser à verrouillage de modes comme solution à notre problématique. Ensuite, nous avons décrit les principes théoriques permettant de comprendre la façon dont un peigne de fréquences est généré par verrouillage de modes, et nous avons rappelé les caractéristiques de ce laser. Nous avons également présenté deux applications potentielles de notre laser à verrouillage de modes : dans un système Radar en tant que source de fréquences micro-ondes, et dans un système LIDAR en tant que source laser permettant une mesure précise des distances grâce à une détection hétérodyne. L'étude de ces applications est nécessaire pour présenter au lecteur les spécifications imposées à notre laser.

Nous avons consacré le chapitre 2 de ce manuscrit à l'étude de la puce active R-SOA. Nous avons présenté son rôle (source de gain et source de modulation par signal RF) et ses caractéristiques (le gain, la puissance optique en fonction du courant injecté). Nous avons décrit les étapes de fabrications du R-SOA (de l'épithaxie jusqu'à la mise en embase). Ensuite, nous avons présenté les deux types du guide R-SOA utilisés dans nos travaux de thèse : un guide mono-section, et un guide multi-section. Comme nous l'avons vu, il est possible d'appliquer une modulation directe au laser en passant par l'accès RF présent sur la puce R-SOA, nous avons expliqué dans ce chapitre l'intérêt de séparer le guide en deux sections : la 1<sup>ère</sup> est dédiée uniquement à la modulation tandis que la 2<sup>e</sup> est dédiée à l'alimentation en courant DC. Nous avons démontré que grâce à cela, l'efficacité de modulation directe du laser à verrouillage de modes est améliorée (d'un facteur 2).

Le chapitre 3 a été consacré à la puce passive en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  fabriquée au CEA-Leti. Nous avons présenté les avantages du nitrure de silicium : pertes très faibles (<6-10dB/m) et circuits compacts permettant l'intégration de lignes à retard très longues (pour atteindre un taux de répétition inférieur au GHz). Après avoir présenté les étapes de fabrication des guides nitrure en fonction de l'épaisseur de la couche  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (90nm pour des guides fins et 800nm pour des guides épais), nous avons présenté les composants intégrés sur la puce passive. Ces composants ont été simulés et conçus au cours de nos travaux de thèse. Nous avons présenté particulièrement en détail la conception des réseaux de Bragg, puisque l'un de nos buts était de concevoir des réseaux de Bragg adaptés à une cavité laser à verrouillage de modes, et également étudier la dispersion dans les réseaux de Bragg dans le but de s'en servir comme moyen de compensation de la dispersion dans la cavité du laser.

Dans le dernier chapitre de ce manuscrit, nous avons partagé les résultats de nos travaux d'étude et de développement de laser à verrouillage de modes hybrides en III-V/ $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Nous avons démontré un laser à verrouillage de modes avec un taux de répétition de 360 MHz, une largeur de spectre optique à -3dB de 65 GHz, et une puissance optique  $P > 3.5\text{mW}$ . Notre laser à

verrouillage de modes offre un niveau de bruit de phase faible de l'ordre de  $<-130\text{dBc/Hz}$ , et des impulsions picoseconde (8-16ps). Nous avons démontré également un verrouillage de modes actif harmonique de notre laser à une fréquence de 3.64 GHz avec une réjection des modes secondaires supérieure à 50 dB. Pour compléter notre étude, nous avons partagé les résultats des mesures de la stabilité de la relation de phase entre les modes optiques dans un laser à verrouillage de modes formé par l'hybridation de deux puces, et les effets de la dispersion résultant des variations de la phase sur les performances du laser. Pour remédier à ce problème, nous avons proposé des solutions permettant la compensation de la dispersion, ces solutions sont compactes et compatibles avec l'intégration sur puce, ce qui permet de préserver l'avantage des sources laser hybrides en termes de taille et de coût.

Les sources laser hybrides à verrouillage de modes intégrées et couplées en bout de ligne offrent plusieurs avantages. Elles sont compactes et peu coûteuses par rapport aux lasers à fibre et aux lasers à colorant/cristal. Par rapport à ces sources laser, les lasers intégrés à verrouillage de modes peuvent être facilement intégrés dans un système sur puce, ce qui révolutionne de nombreuses applications, telles que les détecteurs LIDAR et les systèmes RADAR, où un laser intégré à verrouillage de modes peut remplacer toute une série de lasers à fréquence unique. Globalement, la miniaturisation des sources laser permet d'obtenir des dispositifs plus compacts et plus simples, avec moins de composants et une consommation d'énergie plus faible.

Cependant, les sources laser hybrides intégrées à verrouillage de modes sont confrontées à plusieurs défis susceptibles d'affecter leurs performances, tels que : (A) Contrôle précis du couplage optique ; pour obtenir un verrouillage hybride, le couplage entre la puce active et la puce passive peut être très sensible à de petites modifications de la géométrie de la cavité, ce qui peut entraîner des instabilités, des sauts de modes, où une perte totale du verrouillage. Le contrôle précis de ce couplage nécessite une conception et une fabrication minutieuses de la cavité laser. Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre de ce manuscrit, plusieurs méthodes d'intégration ont été élaborées pour résoudre ce problème, telles que l'intégration en flip-chip et l'intégration hybride dans un module. (B) Défis de fabrication ; bien que la fabrication de la puce active et passive soit compatible avec la fabrication CMOS, le processus de fabrication des circuits photoniques exige des techniques de dépôt et de gravure précises pour s'assurer que les dimensions des guides d'ondes sont fidèles à la conception. Avec l'émergence d'un nombre croissant de fonderies, le développement des techniques de fabrication s'est accéléré. Ceci facilitera la production de composants photoniques de haute qualité à l'avenir. Et finalement, comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, les lasers à verrouillage de modes sont très sensibles aux perturbations causées par les effets tel que la modulation de phase (self-phase and cross-phase modulation), et la dispersion non-linéaire dans la cavité. Ces effets peuvent provoquer un élargissement spectral, une distorsion de l'impulsion ou même empêcher le verrouillage de modes. La gestion de ces effets non linéaires nécessite une conception et une optimisation minutieuses de la cavité laser ainsi qu'un contrôle des éléments introduits dans la cavité.

Malgré ces difficultés, les sources laser hybrides intégrées à verrouillage de modes ont un potentiel important. Elles ont déjà démontré leur utilité dans diverses applications, notamment la communication optique ultrarapide, l'imagerie, la spectroscopie et la métrologie. À l'avenir, de nouvelles améliorations dans les techniques de conception et de fabrication pourraient conduire à des dispositifs plus robustes. Ces progrès ouvriront la voie à de nouvelles

applications permettant ainsi à ces sources laser de devenir un outil essentiel dans le domaine de la photonique.

## 6 Références

- [1] P. M. Anandarajah, P. Landais, M. D. Gutierrez, L. P. Barry, and A. Kaszubowska-Anandarajah, “Optimum Optical Frequency Combs for Telecommunications and Data Centre Networks,” 2018. doi: 10.1109/islc.2018.8516143.
- [2] L. Chang, S. Liu, and J. E. Bowers, “Integrated optical frequency comb technologies,” *Nature Photonics*, vol. 16, no. 2. 2022. doi: 10.1038/s41566-021-00945-1.
- [3] T. Fortier and E. Baumann, “20 years of developments in optical frequency comb technology and applications,” *Communications Physics*, vol. 2, no. 1. 2019. doi: 10.1038/s42005-019-0249-y.
- [4] H. S. Margolis, “Spectroscopic applications of femtosecond optical frequency combs,” *Chem Soc Rev*, vol. 41, no. 15, 2012, doi: 10.1039/c2cs35163c.
- [5] M. A. Richards, J. A. Scheer, and W. A. Holm, *Principles of modern radar: Basic principles*. 2010. doi: 10.1049/sbra021e.
- [6] L. Tang, H. Jia, S. Shao, S. Yang, H. Chen, and M. Chen, “Hybrid integrated low-noise linear chirp frequency-modulated continuous-wave laser source based on self-injection to an external cavity,” *Photonics Res*, vol. 9, no. 10, 2021, doi: 10.1364/prj.428837.
- [7] A. Kanno, N. Sekine, Y. Uzawa, I. Hosako, and T. Kawanishi, “300-GHz FM-CW radar system by optical frequency comb generation,” in *European Microwave Week 2015: “Freedom Through Microwaves”, EuMW 2015 - Conference Proceedings; 2015 45th European Microwave Conference Proceedings, EuMC*, 2015. doi: 10.1109/EuMC.2015.7345824.
- [8] B. Gao, F. Zhang, G. Sun, Y. Xiang, and S. Pan, “Microwave Photonic MIMO Radar for High-resolution Imaging,” *Journal of Lightwave Technology*, 2021, doi: 10.1109/JLT.2021.3070591.
- [9] P. Trocha *et al.*, “Ultrafast optical ranging using microresonator soliton frequency combs,” *Science (1979)*, vol. 359, no. 6378, 2018, doi: 10.1126/science.aao3924.
- [10] N. Kuse and M. E. Fermann, “Frequency-modulated comb LIDAR,” *APL Photonics*, vol. 4, no. 10, 2019, doi: 10.1063/1.5120321.
- [11] M. J. Shaw, J. Guo, G. A. Vawter, S. Habermehl, and C. T. Sullivan, “Fabrication techniques for low-loss silicon nitride waveguides,” in *Micromachining Technology for Micro-Optics and Nano-Optics III*, 2005. doi: 10.1117/12.588828.
- [12] Q. Wilmart *et al.*, “A versatile silicon-silicon nitride photonics platform for enhanced functionalities and applications,” *Applied Sciences (Switzerland)*, vol. 9, no. 2, 2019, doi: 10.3390/app9020255.
- [13] D. Kharas *et al.*, “High-Power (>300 mW) On-Chip Laser with Passively Aligned Silicon-Nitride Waveguide DBR Cavity,” *IEEE Photonics J*, vol. 12, no. 6, 2020, doi: 10.1109/JPHOT.2020.3037834.

- [14] C. J. Krückel, A. Fülöp, T. Klintberg, J. Bengtsson, P. A. Andrekson, and V. Torres-Company, "Linear and nonlinear characterization of low-stress high-confinement silicon-rich nitride waveguides," *Opt Express*, vol. 23, no. 20, 2015, doi: 10.1364/oe.23.025827.
- [15] I. Coddington, W. C. Swann, and N. R. Newbury, "Coherent multiheterodyne spectroscopy using stabilized optical frequency combs," *Phys Rev Lett*, vol. 100, no. 1, 2008, doi: 10.1103/PhysRevLett.100.013902.
- [16] M. L. Weichman, P. B. Changala, J. Ye, Z. Chen, M. Yan, and N. Picqué, "Broadband molecular spectroscopy with optical frequency combs," *J Mol Spectrosc*, vol. 355, 2019, doi: 10.1016/j.jms.2018.11.011.
- [17] F. Keilmann and S. Amarie, "Mid-infrared frequency comb spanning an octave based on an er fiber laser and difference-frequency generation," *J Infrared Millim Terahertz Waves*, vol. 33, no. 5, 2012, doi: 10.1007/s10762-012-9894-x.
- [18] J. L. Hall, "Optical frequency measurement: 40 years of technology revolutions," *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 6, 2000, doi: 10.1109/2944.902162.
- [19] J. Capmany and D. Novak, "Microwave photonics combines two worlds," *Nature Photonics*, vol. 1, no. 6, 2007, doi: 10.1038/nphoton.2007.89.
- [20] P. Ghelfi, F. Scotti, A. T. Nguyen, G. Serafino, and A. Bogoni, "Novel architecture for a photonics-assisted radar transceiver based on a single mode-locking laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, no. 10, 2011, doi: 10.1109/LPT.2011.2120605.
- [21] "Frequency Combs," <https://www.toptica.com/technology/technical-tutorials/frequency-combs>.
- [22] C. v. Shank and E. P. Ippen, "Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked cw dye laser," *Appl Phys Lett*, vol. 24, no. 8, 1974, doi: 10.1063/1.1655222.
- [23] J. P. Heritage and R. K. Jain, "Subpicosecond pulses from a tunable cw mode-locked dye laser," *Appl Phys Lett*, vol. 32, no. 2, 1978, doi: 10.1063/1.89952.
- [24] Z. Zhang *et al.*, "A fully stabilized low-phase-noise Kerr-lens mode-locked Yb:CYA laser frequency comb with an average power of 1.5 W," *Appl Phys B*, vol. 126, no. 8, 2020, doi: 10.1007/s00340-020-07485-6.
- [25] M. Kowalczyk, Ł. Sterczewski, X. Zhang, V. Petrov, Z. Wang, and J. Sotor, "Dual-Comb Femtosecond Solid-State Laser with Inherent Polarization-Multiplexing," *Laser Photon Rev*, vol. 15, no. 8, 2021, doi: 10.1002/lpor.202000441.
- [26] Z. Yu, H. Han, Y. Xie, Y. Peng, X. Xu, and Z. Wei, "CEO stabilized frequency comb from a 1- $\mu$ m Kerr-lens mode-locked bulk Yb:CYA laser," *Opt Express*, vol. 24, no. 3, 2016, doi: 10.1364/oe.24.003103.
- [27] M. Gorjan, R. Petkovšek, M. Marinček, and M. Čopič, "High-power pulsed diode-pumped Er:ZBLAN fiber laser," *Opt Lett*, vol. 36, no. 10, 2011, doi: 10.1364/ol.36.001923.

- [28] Y. Glick, V. Fromzel, J. Zhang, N. Ter-Gabrielya, and M. Dubinskii, "High Efficiency, 154 W CW, Diode-pumped Raman Fiber Laser with Brightness Enhancement," in *Optics InfoBase Conference Papers*, 2016. doi: 10.1364/ao.56.000b97.
- [29] M. M. Correia, P. Tovar, F. Calliari, G. C. Amaral, and J. P. von der Weid, "Picosecond pulse-width ultra-low repetition rate passive mode-locked fibre ring laser," *Electron Lett*, vol. 56, no. 18, 2020, doi: 10.1049/el.2020.0803.
- [30] M. R. K. Soltanian, P. Long, Q. S. Goher, and F. Légaré, "All-fiber sub-20 ps ultra low repetition rate high peak power mode-locked fiber laser to generate supercontinuum," *Laser Phys Lett*, vol. 17, no. 2, 2020, doi: 10.1088/1612-202X/ab6558.
- [31] S. Kobtsev, S. Kukarin, and Y. Fedotov, "Ultra-low repetition rate mode-locked fiber laser with high-energy pulses," *Opt Express*, vol. 16, no. 26, 2008, doi: 10.1364/oe.16.021936.
- [32] J. Kim and Y. Song, "Ultralow-noise mode-locked fiber lasers and frequency combs: principles, status, and applications," *Adv Opt Photonics*, vol. 8, no. 3, 2016, doi: 10.1364/aop.8.000465.
- [33] S. A. Diddams, "The evolving optical frequency comb [Invited]," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 27, no. 11, 2010, doi: 10.1364/josab.27.000b51.
- [34] J. Müller *et al.*, "Silicon photonics WDM transmitter with single section semiconductor mode-locked laser," *Advanced Optical Technologies*, vol. 4, no. 2, 2015. doi: 10.1515/aot-2015-0003.
- [35] Y. Klaver, J. P. Epping, C. G. H. Roeloffzen, and D. A. I. Marpaung, "Self-mode-locking in a high-power hybrid silicon nitride integrated laser," *Opt Lett*, vol. 47, no. 1, 2022, doi: 10.1364/ol.440898.
- [36] K. Hei *et al.*, "Distance Metrology with Integrated Mode-Locked Ring Laser," *IEEE Photonics J*, vol. 11, no. 6, 2019, doi: 10.1109/JPHOT.2019.2940068.
- [37] D. J. E. Y. Silberberg, P. W. Smith, "Passive mode locking of a semiconductor diode laser," *Optics letters*, vol. 9, 1984.
- [38] A. Pasquazi, M. Peccianti, B. E. Little, S. T. Chu, D. J. Moss, and R. Morandotti, "Stable, dual mode, high repetition rate mode-locked laser based on a microring resonator," *Opt Express*, vol. 20, no. 24, 2012, doi: 10.1364/oe.20.027355.
- [39] S. Boust *et al.*, "Microcomb Source Based on InP DFB / Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> Microring Butt-Coupling," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 38, no. 19, 2020, doi: 10.1109/JLT.2020.3002272.
- [40] Y. K. Chembo, "Kerr optical frequency combs: Theory, applications and perspectives," *Nanophotonics*, vol. 5, no. 2, 2016. doi: 10.1515/nanoph-2016-0013.
- [41] T. J. Kippenberg, R. Holzwarth, and S. A. Diddams, "Microresonator-based optical frequency combs," *Science*, vol. 332, no. 6029, 2011. doi: 10.1126/science.1193968.
- [42] A. Parriaux, K. Hammani, and G. Millot, "Electro-optic frequency combs," *Adv Opt Photonics*, vol. 12, no. 1, 2020, doi: 10.1364/aop.382052.

- [43] Ujjwal and J. Thangaraj, "Generation of ultra-wide and flat optical frequency comb based on electro absorption modulator," *Optoelectron Lett*, vol. 14, no. 3, 2018, doi: 10.1007/s11801-018-7246-3.
- [44] A. J. Metcalf, C. D. Fredrick, R. C. Terrien, S. B. Papp, and S. A. Diddams, "30 GHz electro-optic frequency comb spanning 300 THz in the near infrared and visible," *Opt Lett*, vol. 44, no. 11, 2019, doi: 10.1364/ol.44.002673.
- [45] W. Zhang, M. Lours, M. Fischer, R. Holzwarth, G. Santarelli, and Y. le Coq, "Characterizing a fiber-based frequency comb with electro-optic modulator," in *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 2012. doi: 10.1109/TUFFC.2012.2212.
- [46] D. J. Kuizenga and A. E. Siegman, "FM and AM Mode Locking of the Homogeneous Laser—Part II: Experimental Results in a Nd: YAG Laser with Internal FM Modulation," *IEEE J Quantum Electron*, vol. 6, no. 11, 1970, doi: 10.1109/JQE.1970.1076344.
- [47] D. J. Kuizenga and A. E. Siegman, "FM and AM Mode Locking of the Homogeneous Laser—Part I: Theory," *IEEE J Quantum Electron*, vol. 6, no. 11, 1970, doi: 10.1109/JQE.1970.1076343.
- [48] K. J. Blow and D. Wood, "Mode-locked lasers with nonlinear external cavities," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 5, no. 3, 1988, doi: 10.1364/josab.5.000629.
- [49] P. W. Smith, "Mode-Locking of Lasers," *Proceedings of the IEEE*, vol. 58, no. 9, 1970, doi: 10.1109/PROC.1970.7926.
- [50] H. A. Haus, "Mode-locking of lasers," *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 6, 2000, doi: 10.1109/2944.902165.
- [51] O. E. Martinez, R. L. Fork, and J. P. Gordon, "Theory of passively mode-locked lasers including self-phase modulation and group-velocity dispersion," *Opt Lett*, vol. 9, no. 5, 1984, doi: 10.1364/ol.9.000156.
- [52] H. A. Haus and A. Mecozzi, "Noise of Mode-locked Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, no. 3, 1993. doi: 10.1109/3.206583.
- [53] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, "Analytic Theory of Additive Pulse and Kerr Lens mode Locking," *IEEE J Quantum Electron*, vol. 28, no. 10, 1992, doi: 10.1109/3.159519.
- [54] P. Michler, W. W. Rühle, G. Reiner, K. J. Ebeling, and A. Moritz, "Time-bandwidth product of gain-switched In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/GaAs microcavity lasers," *Appl Phys Lett*, vol. 67, 1995, doi: 10.1063/1.115534.
- [55] "Transform limited pulse," <http://what-when-how.com/fiber-optics/solitons-in-optical-fiber-communication-systems-part-1/>.
- [56] J. Kuhl, E. O. Göbel, and M. Serenyi, "Bandwidth-limited picosecond pulse generation in an actively mode-locked GaAs laser with intracavity chirp compensation," *Opt Lett*, vol. 12, no. 5, 1987, doi: 10.1364/ol.12.000334.

- [57] T. Komljenovic, S. Srinivasan, E. Norberg, M. Davenport, G. Fish, and J. E. Bowers, "Widely Tunable Narrow-Linewidth Monolithically Integrated External-Cavity Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 21, no. 6, 2015, doi: 10.1109/JSTQE.2015.2422752.
- [58] D. J. Thompson and R. E. Scholten, "Narrow linewidth tunable external cavity diode laser using wide bandwidth filter," *Review of Scientific Instruments*, vol. 83, no. 2, 2012, doi: 10.1063/1.3687441.
- [59] J. Harrison and A. Mooradian, "Linewidth and Offset Frequency Locking of External Cavity GaAlAs Lasers," *IEEE J Quantum Electron*, vol. 25, no. 6, 1989, doi: 10.1109/3.29240.
- [60] J. Wang, M. K. Haldar, L. Li, and F. V. C. Mendis, "Enhancement of modulation bandwidth of laser diodes by injection locking," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, no. 1, 1996, doi: 10.1109/68.475769.
- [61] D. R. Hjelme, A. R. Mickelson, and R. G. Beausoleil, "Semiconductor Laser Stabilization By External Optical Feedback," *IEEE J Quantum Electron*, vol. 27, no. 3, 1991, doi: 10.1109/3.81333.
- [62] M. Ohtsu, M. Murata, and M. Kourogi, "FM Noise Reduction and Subkilohertz Linewidth of an AlGaAs Laser by Negative Electrical Feedback," *IEEE J Quantum Electron*, vol. 26, no. 2, 1990, doi: 10.1109/3.44954.
- [63] L. N. Langley, J. Mørk, and K. A. Shore, "Dynamical and noise properties of laser diodes subject to strong optical feedback," *Opt Lett*, vol. 19, no. 24, 1994, doi: 10.1364/ol.19.002137.
- [64] R. F. Kazarinov and C. H. Henry, "The Relation of Line Narrowing and Chirp Reduction Resulting from the Coupling of a Semiconductor Laser to a Passive Resonator," *IEEE J Quantum Electron*, vol. 23, no. 9, 1987, doi: 10.1109/JQE.1987.1073531.
- [65] G. P. Agrawal and C. H. Henry, "Modulation Performance of a Semiconductor Laser Coupled to an External High-Q Resonator," *IEEE J Quantum Electron*, vol. 24, no. 2, 1988, doi: 10.1109/3.106.
- [66] K. Petermann, "External Optical Feedback Phenomena in Semiconductor Lasers," *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 1, no. 2, 1995, doi: 10.1109/2944.401232.
- [67] K. J. Boller *et al.*, "Hybrid integrated semiconductor lasers with silicon nitride feedback circuits," *Photonics*, vol. 7, no. 1, 2020. doi: 10.3390/photonics7010004.
- [68] M. A. Tran, D. Huang, and J. E. Bowers, "Tutorial on narrow linewidth tunable semiconductor lasers using Si/III-V heterogeneous integration," *APL Photonics*, vol. 4, no. 11, 2019, doi: 10.1063/1.5124254.
- [69] Y. Ibrahimi *et al.*, "Low FSR mode-locked laser based on InP-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> hybrid integration," *Journal of Lightwave Technology*, 2021, doi: 10.1109/JLT.2021.3089322.
- [70] M. Lax, "Theory of laser noise," in *Proc.SPIE*, Mar. 1991, pp. 2–20. doi: 10.1117/12.24986.

- [71] H. G. Winful, "Pulse compression in optical fiber filters," *Appl Phys Lett*, vol. 46, no. 6, 1985, doi: 10.1063/1.95580.
- [72] F. Ouellette, "Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides," *Opt Lett*, vol. 12, no. 10, 1987, doi: 10.1364/ol.12.000847.
- [73] J. Kuhl and J. Heppner, "Compression of Femtosecond Optical Pulses with Dielectric Multilayer Interferometers," *IEEE J Quantum Electron*, vol. 22, no. 1, 1986, doi: 10.1109/JQE.1986.1072855.
- [74] F. Wang *et al.*, "Short Terahertz Pulse Generation from a Dispersion Compensated Modelocked Semiconductor Laser," *Laser Photon Rev*, vol. 11, no. 4, 2017, doi: 10.1002/lpor.201700013.
- [75] Y. Bidaux, F. Kapsalidis, P. Jouy, M. Beck, and J. Faist, "Coupled-Waveguides for Dispersion Compensation in Semiconductor Lasers," *Laser and Photonics Reviews*, vol. 12, no. 5, 2018. doi: 10.1002/lpor.201700323.
- [76] "Passive mode locking," [https://www.rp-photonics.com/passive\\_mode\\_locking.html](https://www.rp-photonics.com/passive_mode_locking.html).
- [77] H. A. Haus, "Theory of mode locking with a fast saturable absorber," *J Appl Phys*, vol. 46, no. 7, 1975, doi: 10.1063/1.321997.
- [78] P. Landais, J. Renaudier, P. Gallion, and G.-H. Duan, "Analysis of self-pulsation in a distributed Bragg reflector laser based on four-wave mixing," in *Physics and Simulation of Optoelectronic Devices XII*, 2004. doi: 10.1117/12.537853.
- [79] K. A. Shore and W. M. Yee, "Theory of self-locking FM operation in semiconductor lasers," *IEE proceedings. Part J, Optoelectronics*, vol. 138, no. 2, 1991, doi: 10.1049/ip-j.1991.0016.
- [80] L. F. Tiemeijer, P. I. Kuindersma, P. J. A. Thijs, and G. L. J. Rikken, "Passive FM Locking in InGaAsP Semiconductor Lasers," *IEEE J Quantum Electron*, vol. 25, no. 6, 1989, doi: 10.1109/3.29273.
- [81] M. G. Thompson, K. A. Williams, R. v. Penty, and I. H. White, "FM mode-locking in monolithic semiconductor lasers," in *2005 Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO*, 2005. doi: 10.1109/cleo.2005.202007.
- [82] A. Gordon, O. Gat, B. Fischer, and F. X. Kärtner, "Self-starting of passive mode locking," *Opt Express*, vol. 14, no. 23, 2006, doi: 10.1364/oe.14.011142.
- [83] O. Aso, M. Tadakuma, and S. Namiki, "Four-wave mixing in optical fibers and its applications," *Furukawa Review*, no. 19, 2000.
- [84] G. H. Duan and G. Pham, "Injection-locking properties of self pulsation in semiconductor lasers," *IEE Proceedings: Optoelectronics*, vol. 144, no. 4, 1997, doi: 10.1049/ip-opt:19971257.
- [85] Y. K. Chen, M. C. Wu, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, and M. A. Chin, "Subpicosecond monolithic colliding-pulse mode-locked multiple quantum well lasers," *Appl Phys Lett*, vol. 58, no. 12, 1991, doi: 10.1063/1.104327.

- [86] A. P. Bogatov, P. G. Eliseev, and B. N. Sverdlov, "Anomalous Interaction of Spectral Modes in a Semiconductor Laser," *IEEE J Quantum Electron*, vol. 11, no. 7, 1975, doi: 10.1109/JQE.1975.1068658.
- [87] R. Adler, "A Study of Locking Phenomena in Oscillators," *Proceedings of the IRE*, vol. 34, no. 6, 1946, doi: 10.1109/JRPROC.1946.229930.
- [88] R. Lang, "Injection Locking Properties of a Semiconductor Laser," *IEEE J Quantum Electron*, vol. 18, no. 6, 1982, doi: 10.1109/JQE.1982.1071632.
- [89] F. Mogensen, H. Olesen, and G. Jacobsen, "LOCKING CONDITIONS AND STABILITY PROPERTIES FOR A SEMICONDUCTOR LASER WITH EXTERNAL LIGHT INJECTION.," *IEEE J Quantum Electron*, vol. QE-21, no. 7, 1985, doi: 10.1109/jqe.1985.1072760.
- [90] F. Wang *et al.*, "Ultrafast response of harmonic modelocked THz lasers," *Light Sci Appl*, vol. 9, no. 1, 2020, doi: 10.1038/s41377-020-0288-x.
- [91] A. Khilo *et al.*, "Photonic ADC: overcoming the bottleneck of electronic jitter," *Opt Express*, vol. 20, no. 4, 2012, doi: 10.1364/oe.20.004454.
- [92] T. Yilmaz, C. M. DePriest, T. Turpin, J. H. Abeles, and P. J. Delfyett, "Toward a photonic arbitrary waveform generator using a modelocked external cavity semiconductor laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 11, 2002, doi: 10.1109/LPT.2002.803326.
- [93] G. Serafino *et al.*, "Stable optically generated RF signals from a fibre mode-locked laser," in *2010 23rd Annual Meeting of the IEEE Photonics Society, PHOTONICS 2010*, 2010. doi: 10.1109/PHOTONICS.2010.5698824.
- [94] L. Goldberg, R. D. Esman, and K. J. Williams, "Generation and control of microwave signals by optical techniques," *IEE proceedings. Part J, Optoelectronics*, vol. 139, no. 4, 1992, doi: 10.1049/ip-j.1992.0049.
- [95] S. X. Shaofu Xu, W. Z. Weiwen Zou, G. Y. Guang Yang, and J. C. Jianping Chen, "Ultra-high range resolution demonstration of a photonics-based microwave radar using a high-repetition-rate mode-locked fiber laser," *Chinese Optics Letters*, vol. 16, no. 6, 2018, doi: 10.3788/col201816.062801.
- [96] P. Ghelfi, F. Scotti, A. T. Nguyen, G. Serafino, and A. Bogoni, "Ultra-Stable radar signal from a photonics-assisted transceiver based on single mode-locking laser," in *Optics InfoBase Conference Papers*, 2011. doi: 10.1364/ofc.2011.otha2.
- [97] L. Pierno, M. Dispenza, G. Tonelli, A. Bogoni, P. Ghelfi, and L. Potì, "A photonic ADC for radar and EW applications based on modelocked laser," in *2008 IEEE International Meeting on Microwave Photonics jointly held with the 2008 Asia-Pacific Microwave Photonics Conference, MWP2008/APMP2008*, 2008. doi: 10.1109/MWP.2008.4666680.
- [98] G. Serafino *et al.*, "Phase and amplitude stability of EHF-band radar carriers generated from an active mode-locked laser," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 29, no. 23, 2011, doi: 10.1109/JLT.2011.2170811.

- [99] Y. S. Jang and S. W. Kim, "Distance Measurements Using Mode-Locked Lasers: A Review," *Nanomanufacturing and Metrology*, vol. 1, no. 3. 2018. doi: 10.1007/s41871-018-0017-8.
- [100] P. Ghelfi *et al.*, "A fully photonics-based coherent radar system," *Nature*, vol. 507, no. 7492, 2014, doi: 10.1038/nature13078.
- [101] A. Martin *et al.*, "Photonic integrated circuit-based FMCW coherent LiDAR," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 36, no. 19, 2018, doi: 10.1109/JLT.2018.2840223.
- [102] R. Targ, M. J. Kavaya, R. M. Huffaker, and R. L. Bowles, "Coherent lidar airborne windshear sensor: performance evaluation," *Appl Opt*, vol. 30, no. 15, 1991, doi: 10.1364/ao.30.002013.
- [103] A. R. Johnson *et al.*, "Octave-spanning coherent supercontinuum generation in a silicon nitride waveguide," *Opt Lett*, vol. 40, no. 21, 2015, doi: 10.1364/ol.40.005117.
- [104] U. Keller, G. W. 'tHooft, W. H. Knox, and J. E. Cunningham, "Femtosecond pulses from a continuously self-starting passively mode-locked Ti:sapphire laser," *Opt Lett*, vol. 16, no. 13, 1991, doi: 10.1364/ol.16.001022.
- [105] R. Kaiser *et al.*, "Tunable monolithic mode-locked lasers on InP with low timing jitter," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 5, pp. 634–636, 2003, doi: 10.1109/LPT.2003.809924.
- [106] J. J. Plant and P. W. Juodawlkis, "High power 1.5- $\mu\text{m}$  InGaAsP/InP colliding-pulse mode-locked slab-coupled optical waveguide laser," *Conference Proceedings - Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting-LEOS*, pp. 794–795, 2006, doi: 10.1109/LEOS.2006.279007.
- [107] S. Cheung *et al.*, "1-GHz monolithically integrated hybrid mode-locked InP laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, no. 24, pp. 1793–1795, 2010, doi: 10.1109/LPT.2010.2086050.
- [108] M. J. R. Heck *et al.*, "Passively mode-locked 4.6 and 10.5GHz quantum dot laser diodes around 1.55 $\mu\text{m}$  with large operating regime," *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 15, no. 3, pp. 634–643, 2009, doi: 10.1109/JSTQE.2009.2016760.
- [109] H. A. L. Id, "De la conception à la fabrication de sources lasers hybrides III-V sur silicium pour des circuits photoniques intégrés Helène Duprez To cite this version : HAL Id : tel-01475447 Thèse de l' Université de Lyon délivrée par l' Ecole Centrale de Lyon Hélèn," 2017.
- [110] A. Moscoso-Mártir *et al.*, "Hybrid silicon photonics flip-chip laser integration with vertical self-alignment," *2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim, CLEO-PR 2017*, vol. 2017-Janua, pp. 1–4, 2017, doi: 10.1109/CLEOPR.2017.8118971.
- [111] C. Unningham *et al.*, "Efficient , tunable flip-chip-integrated III-V / Si hybrid external-cavity laser array," *Opt Express*, vol. 24, no. 19, pp. 3784–3792, 2016.
- [112] A. Hermans *et al.*, "High-pulse-energy III-V-on-silicon-nitride mode-locked laser," *APL Photonics*, vol. 6, no. 9, 2021, doi: 10.1063/5.0058022.

- [113] S. Cuyvers *et al.*, “Low Noise Heterogeneous III-V-on-Silicon-Nitride Mode-Locked Comb Laser,” *Laser Photon Rev*, vol. 15, no. 8, 2021, doi: 10.1002/lpor.202000485.
- [114] M. C. Wu, Y. K. Chen, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, M. A. Chin, and G. Raybon, “Transform-limited 1.4 ps optical pulses from a monolithic colliding-pulse mode-locked quantum well laser,” *Appl Phys Lett*, vol. 57, no. 8, 1990, doi: 10.1063/1.103413.
- [115] D. J. Derickson, P. A. Morton, J. E. Bowers, and R. L. Thornton, “Comparison of timing jitter in external and monolithic cavity mode-locked semiconductor lasers,” *Appl Phys Lett*, vol. 59, no. 26, 1991, doi: 10.1063/1.105704.
- [116] K. van Gasse *et al.*, “Recent Advances in the Photonic Integration of Mode-Locked Laser Diodes,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 31, no. 23, pp. 1870–1873, Dec. 2019, doi: 10.1109/LPT.2019.2945973.
- [117] E. Patzak, H. Olesen, A. Sugimura, S. Saito, and T. Mukai, “Spectral linewidth reduction in semiconductor lasers by an external cavity with weak optical feedback,” *Electron Lett*, vol. 19, no. 22, 1983, doi: 10.1049/el:19830640.
- [118] T. Verolet *et al.*, “Mode locked laser phase noise reduction under optical feedback for coherent DWDM communication,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 38, no. 20, 2020, doi: 10.1109/JLT.2020.3002653.
- [119] A. Gerling *et al.*, “Monolithic Mode-Locked Laser Diode for THz Communication,” in *International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, IRMMW-THz*, 2019. doi: 10.1109/IRMMW-THz.2019.8874373.
- [120] S. Srinivasan, E. Norberg, T. Komljenovic, M. Davenport, G. Fish, and J. E. Bowers, “Hybrid Silicon Colliding-Pulse Mode-Locked Lasers with On-Chip Stabilization,” *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 21, no. 6, pp. 24–29, 2015, doi: 10.1109/JSTQE.2015.2432018.
- [121] M. J. R. Heck, M. L. Davenport, H. Park, D. J. Blumenthal, and J. E. Bowers, “Ultra-long cavity hybrid silicon mode-locked laser diode operating at 930 MHz,” *Optics InfoBase Conference Papers*, no. May 2014, pp. 5–8, 2010, doi: 10.1364/OFC.2010.OMI5.
- [122] Y. Zhu, S. Zeng, and L. Zhu, “Optical beam steering by using tunable, narrow-linewidth butt-coupled hybrid lasers in a silicon nitride photonics platform,” *Photonics Res*, vol. 8, no. 3, 2020, doi: 10.1364/prj.382852.
- [123] C. op de Beeck *et al.*, “Heterogeneous III-V on silicon nitride amplifiers and lasers via microtransfer printing,” *Optica*, vol. 7, no. 5, 2020, doi: 10.1364/optica.382989.
- [124] J. Yoon, S. M. Lee, D. Kang, M. A. Meitl, C. A. Bower, and J. A. Rogers, “Heterogeneously Integrated Optoelectronic Devices Enabled by Micro-Transfer Printing,” *Adv Opt Mater*, vol. 3, no. 10, 2015, doi: 10.1002/adom.201500365.
- [125] C. A. Bower, M. A. Meitl, S. Bonafede, D. Gomez, A. Fecioru, and D. Kneeburg, “Heterogeneous integration of microscale compound semiconductor devices by micro-transfer-printing,” in *Proceedings - Electronic Components and Technology Conference*, 2015. doi: 10.1109/ECTC.2015.7159711.

- [126] C. A. Bower, M. Meitl, and D. Kneeburg, "Micro-transfer-printing: Heterogeneous integration of microscale semiconductor devices using elastomer stamps," in *Proceedings of IEEE Sensors*, 2014. doi: 10.1109/ICSENS.2014.6985454.
- [127] C. Xiang *et al.*, "High-Performance Silicon Photonics Using Heterogeneous Integration," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 28, no. 3, 2022, doi: 10.1109/JSTQE.2021.3126124.
- [128] R. Helkey, A. A. M. Saleh, J. Buckwalter, and J. E. Bowers, "High-performance photonic integrated circuits on silicon," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 25, no. 5, 2019, doi: 10.1109/JSTQE.2019.2903775.
- [129] J. C. Norman, D. Jung, Y. Wan, and J. E. Bowers, "Perspective: The future of quantum dot photonic integrated circuits," *APL Photonics*, vol. 3, no. 3, 2018. doi: 10.1063/1.5021345.
- [130] G. H. Duan *et al.*, "New advances on heterogeneous integration of III-V on silicon," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 33, no. 5, 2015, doi: 10.1109/JLT.2014.2376174.
- [131] M. Theurer *et al.*, "Flip-chip integration of InP and SiN," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 31, no. 3, 2019, doi: 10.1109/LPT.2019.2892851.
- [132] M. Theurer *et al.*, "Flip-Chip Integration of InP to SiN Photonic Integrated Circuits," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 38, no. 9, 2020, doi: 10.1109/JLT.2020.2972065.
- [133] M. J. Connelly, "Optical amplifiers: SOAs," in *Encyclopedia of Modern Optics*, 2018. doi: 10.1016/B978-0-12-803581-8.09462-5.
- [134] L. Eldada, "Advances in telecom and datacom optical components," *Optical Engineering*, vol. 40, no. 7, 2001, doi: 10.1117/1.1372703.
- [135] M. Potenza, "Optical fiber amplifiers for telecommunication systems," *IEEE Communications Magazine*, vol. 34, no. 8, 1996, doi: 10.1109/35.533926.
- [136] A. MECOZZI and J. M. WIESENFELD, "The Roles of Semiconductor Optical Amplifiers in Optical Networks," *Opt Photonics News*, vol. 12, no. 3, 2001, doi: 10.1364/opn.12.3.000036.
- [137] Y. C. Lu, L. Yang, W. P. Huang, and S. S. Jian, "Improved full-vector finite-difference complex mode solver for optical waveguides of circular symmetry," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, no. 13, 2008, doi: 10.1109/JLT.2007.913605.
- [138] N. K. Dutta and Q. Wang, *Semiconductor optical amplifiers*. 2006. doi: 10.1142/5879.
- [139] L. A. Coldren, "Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits," *Optical Engineering*, vol. 36, no. 2, 1997, doi: 10.1117/1.601191.
- [140] Mickael Faugeron, "Diode laser 1.5 micron de puissance et faible bruit pour l'optique hyperfréquence," 2012.
- [141] G. Shmavonyan and H. G. Asatryan, "The role of separate confinement heterostructure layer in designing semiconductor nanostructured optoelectronic devices," in *16th International Workshop on Physics of Semiconductor Devices*, 2012. doi: 10.1117/12.927404.

- [142] H. Soda, K. Nakai, H. Ishikawa, and H. Imai, "High-Speed GaInAsP/InP Buried-Heterostructure Optical Intensity Modulator with Semi-Insulating Inp Burying Layers," *Electron Lett*, vol. 23, no. 23, 1987, doi: 10.1049/el:19870858.
- [143] D. D. Nolte, "Semi-insulating semiconductor heterostructures: Optoelectronic properties and applications," *J Appl Phys*, vol. 85, no. 9, 1999, doi: 10.1063/1.370284.
- [144] R. S. Tucker and D. J. Pope, "Microwave Circuit Models of Semiconductor Injection Lasers," *IEEE Trans Microw Theory Tech*, vol. 31, no. 3, 1983, doi: 10.1109/TMTT.1983.1131478.
- [145] R. S. Tucker, R. S. Tucker, and I. P. Kaminow, "High-Frequency Characteristics of Directly Modulated InGaAsP Ridge Waveguide and Buried Heterostructure Lasers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 2, no. 4, 1984, doi: 10.1109/JLT.1984.1073654.
- [146] C. Pham *et al.*, "Modulation of a High Power Semiconductor Optical Amplifier for Free Space Communications," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 38, no. 7, 2020, doi: 10.1109/JLT.2019.2959399.
- [147] L. Thévenaz, "Slow and fast light in optical fibres," *Nature Photonics*, vol. 2, no. 8. 2008. doi: 10.1038/nphoton.2008.147.
- [148] S. L. Chuang, "Slow light in semiconductor quantum wells and quantum dots," in *2008 Int. Nano-Optoelectronics Workshop, iNOW 2008 in Cooperation With Int. Global-COE Summer School (Photonics Integration-Core Electronics: PICE) and 31st Int. Symposium on Optical Communications*, 2008. doi: 10.1109/INOW.2008.4634420.
- [149] S. O'Duill, E. Shumakher, and G. Eisenstein, "Application of slow light: Controllable microwave phase shifting using semiconductor optical amplifiers," in *International Conference on Transparent Optical Networks*, 2011. doi: 10.1109/ICTON.2011.5970788.
- [150] S. Sales, W. Xue, J. Mørk, and I. Gasulla, "Slow and fast light effects and their applications to microwave photonics using semiconductor optical amplifiers," *IEEE Trans Microw Theory Tech*, vol. 58, no. 11 PART 2, 2010, doi: 10.1109/TMTT.2010.2075510.
- [151] G. P. Agrawal, "Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 5, no. 1, 1988, doi: 10.1364/josab.5.000147.
- [152] S. Diez *et al.*, "Four-wave mixing in semiconductor optical amplifiers for frequency conversion and fast optical switching," *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, no. 5, 1997, doi: 10.1109/2944.658587.
- [153] Perrine Berger, *Lumière lente et rapide dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs pour des applications en optique micro-onde et aux RADAR*. 2012.
- [154] G. P. Agrawal, "Four-wave mixing and phase conjugation in semiconductor laser media," *Opt Lett*, vol. 12, no. 4, 1987, doi: 10.1364/ol.12.000260.
- [155] B. P. Pal, *Guided Wave Optical Components and Devices*. 2006. doi: 10.1016/B978-0-12-088481-0.X5000-1.

- [156] H. Nakajima and R. Frey, "Observation of bistable reflectivity of a phase-conjugated signal through intracavity nearly degenerate four-wave mixing," *Phys Rev Lett*, vol. 54, no. 16, 1985, doi: 10.1103/PhysRevLett.54.1798.
- [157] H. Nakajima and R. Frey, "Collinear Nearly Degenerate Four-Wave Mixing in Intracavity Amplifying Media," *IEEE J Quantum Electron*, vol. 22, no. 8, 1986, doi: 10.1109/JQE.1986.1073116.
- [158] J. Mørk and A. Mecozzi, "Theory of nondegenerate four-wave mixing between pulses in a semiconductor waveguide," *IEEE J Quantum Electron*, vol. 33, no. 4, 1997, doi: 10.1109/3.563382.
- [159] P. Berger, M. Alouini, J. Bourderionnet, F. Bretenaker, and D. Dolfi, "Dynamic saturation in semiconductor optical amplifiers: accurate model, role of carrier density, and slow light," *Opt Express*, vol. 18, no. 2, 2010, doi: 10.1364/oe.18.000685.
- [160] O. M. Kharraz, A. S. M. Supa'at, A. Atieh, A. K. Zamzuri, and M. A. Mahdi, "Enhanced gain saturation model of non-linear semiconductor optical amplifiers," *IET Optoelectronics*, vol. 12, no. 6, 2018, doi: 10.1049/iet-opt.2018.5029.
- [161] H. Sun, S. Menhart, and A. Adams, "Calculation of spectral linewidth reduction of external-cavity strong-feedback semiconductor lasers," *Appl Opt*, vol. 33, no. 21, 1994, doi: 10.1364/ao.33.004771.
- [162] A. Rahim *et al.*, "Expanding the Silicon Photonics Portfolio with Silicon Nitride Photonic Integrated Circuits," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 35, no. 4, 2017, doi: 10.1109/JLT.2016.2617624.
- [163] P. Koonath, D. R. Solli, and B. Jalali, "Limiting nature of continuum generation in silicon," *Appl Phys Lett*, vol. 93, no. 9, 2008, doi: 10.1063/1.2977872.
- [164] H. el Dirani *et al.*, "Crack-free silicon-nitride-on-insulator nonlinear circuits for continuum generation in the c-band," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 30, no. 4, 2018, doi: 10.1109/LPT.2018.2790045.
- [165] H. el Dirani *et al.*, "Ultralow-loss tightly confining Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> waveguides and high-Q microresonators," *Opt Express*, vol. 27, no. 21, 2019, doi: 10.1364/oe.27.030726.
- [166] Y. Ding *et al.*, "Kerr frequency comb with varying FSR spacing based on Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> microresonator," *Science China Information Sciences*, vol. 63, no. 11, 2020, doi: 10.1007/s11432-019-2662-x.
- [167] Y. Liu *et al.*, "Investigation of mode coupling in normal-dispersion silicon nitride microresonators for Kerr frequency comb generation," *Optica*, vol. 1, no. 3, 2014, doi: 10.1364/optica.1.000137.
- [168] C. Sun *et al.*, "Large-Scale and Broadband Silicon Nitride Optical Phased Arrays," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 28, no. 6: High Density Integr. Multipurpose Photon. Circ., pp. 1–10, 2022, doi: 10.1109/JSTQE.2022.3182306.
- [169] H. Zhao *et al.*, "Visible-to-near-infrared octave spanning supercontinuum generation in a silicon nitride waveguide," *Opt Lett*, vol. 40, no. 10, 2015, doi: 10.1364/ol.40.002177.

- [170] S. Kim *et al.*, “Dispersion engineering and frequency comb generation in thin silicon nitride concentric microresonators,” *Nat Commun*, vol. 8, no. 1, 2017, doi: 10.1038/s41467-017-00491-x.
- [171] M. Peccianti *et al.*, “Subpicosecond optical pulse compression via an integrated nonlinear chirper,” *Opt Express*, vol. 18, no. 8, 2010, doi: 10.1364/oe.18.007625.
- [172] D. T. H. Tan, A. M. Agarwal, and L. C. Kimerling, “Nonlinear photonic waveguides for on-chip optical pulse compression,” *Laser Photon Rev*, vol. 9, no. 3, 2015, doi: 10.1002/lpor.201400420.
- [173] J. W. Choi, B. U. Sohn, G. F. R. Chen, D. K. T. Ng, and D. T. H. Tan, “Soliton-effect optical pulse compression in CMOS-compatible ultra-silicon-rich nitride waveguides,” *APL Photonics*, vol. 4, no. 11, 2019, doi: 10.1063/1.5113758.
- [174] G. Bao and P. Li, “Finite Element Methods,” in *Applied Mathematical Sciences (Switzerland)*, 2022. doi: 10.1007/978-981-16-0061-6\_4.
- [175] Peppino Primiani, “Hybrid Integrated opto-electronic oscillators,” 2021.
- [176] X. Ji *et al.*, “Ultra-low-loss on-chip resonators with sub-milliwatt parametric oscillation threshold,” *Optica*, vol. 4, no. 6, 2017, doi: 10.1364/optica.4.000619.
- [177] Sylvain Boust, “Composants hybrides par aboutement InP-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub> pour la réalisation de lasers à faible largeur de raie et de sources de peignes de fréquences intégrés,” 2021.
- [178] W. Bogaerts and S. K. Selvaraja, “Compact single-mode silicon hybrid rib/strip waveguide with adiabatic bends,” *IEEE Photonics J*, vol. 3, no. 3, 2011, doi: 10.1109/JPHOT.2011.2142931.
- [179] T. Y. L. Ang, J. R. Ong, S. T. Lim, C. E. Png, X. Guo, and H. Wang, “Versatile bezier bends for silicon photonics,” in *2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim, CLEO-PR 2017*, 2017. doi: 10.1109/CLEOPR.2017.8118902.
- [180] D. Yi, Y. Zhang, and H. K. Tsang, “Optimal Bezier curve transition for low-loss ultra-compact S-bends,” *Opt Lett*, vol. 46, no. 4, 2021, doi: 10.1364/ol.415149.
- [181] F. Vogelbacher, S. Nevlacsil, M. Sagmeister, J. Kraft, K. Unterrainer, and R. Hainberger, “Analysis of silicon nitride partial Euler waveguide bends,” *Opt Express*, vol. 27, no. 22, 2019, doi: 10.1364/oe.27.031394.
- [182] M. Bahadori, M. Nikdast, Q. Cheng, and K. Bergman, “Universal Design of Waveguide Bends in Silicon-on-Insulator Photonics Platform,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 37, no. 13, 2019, doi: 10.1109/JLT.2019.2909983.
- [183] J. Leuthold, C. Koos, and W. Freude, “Nonlinear silicon photonics,” *Nature Photonics*, vol. 4, no. 8, 2010. doi: 10.1038/nphoton.2010.185.
- [184] F. Théberge *et al.*, “Watt-level and spectrally flat mid-infrared supercontinuum in fluorindate fibers,” *Photonics Res*, vol. 6, no. 6, 2018, doi: 10.1364/prj.6.000609.
- [185] J. Fernández, R. Baños, D. Doménech, C. Domínguez, and P. Muñoz, “Low-loss inverted taper edge coupler in silicon nitride,” in *IET Optoelectronics*, 2019. doi: 10.1049/iet-opt.2018.5065.

- [186] X. Mu, S. Wu, L. Cheng, X. Tu, and H. Y. Fu, "A Compact Adiabatic Silicon Photonic Edge Coupler Based on Silicon Nitride/Silicon Trident Structure," in *2019 18th International Conference on Optical Communications and Networks, ICOCN 2019*, 2019. doi: 10.1109/ICOCN.2019.8934126.
- [187] X. Wang, X. Quan, M. Liu, and X. Cheng, "Silicon-nitride-assisted edge coupler interfacing with high numerical aperture fiber," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 31, no. 5, 2019, doi: 10.1109/LPT.2019.2895095.
- [188] H. Zhang, C. Li, X. Tu, X. Luo, M. Yu, and P. G. Q. Lo, "High efficiency silicon nitride grating coupler," *Appl Phys A Mater Sci Process*, vol. 115, no. 1, 2014, doi: 10.1007/s00339-013-7954-2.
- [189] C. R. Doerr, L. Chen, Y. K. Chen, and L. L. Buhl, "Wide bandwidth silicon nitride grating coupler," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, no. 19, 2010, doi: 10.1109/LPT.2010.2062497.
- [190] R. Marchetti, C. Lacava, L. Carroll, K. Gradkowski, and P. Minzioni, "Coupling strategies for silicon photonics integrated chips [Invited]," *Photonics Res*, vol. 7, no. 2, 2019, doi: 10.1364/prj.7.000201.
- [191] G. Ren, S. Chen, Y. Cheng, and Y. Zhai, "Study on inverse taper based mode transformer for low loss coupling between silicon wire waveguide and lensed fiber," *Opt Commun*, vol. 284, no. 19, 2011, doi: 10.1016/j.optcom.2011.05.072.
- [192] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*. 2010. doi: 10.1016/C2009-0-16830-7.
- [193] A. D. Simard, N. Belhadj, Y. Painchaud, and S. Larochelle, "Apodized silicon-on-insulator bragg gratings," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, no. 12, 2012, doi: 10.1109/LPT.2012.2194278.
- [194] D. Pastor, J. Capmany, D. Ortega, V. Tatay, and J. Martí, "Design of apodized linearly chirped fiber gratings for dispersion compensation," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, no. 11, 1996, doi: 10.1109/50.548158.
- [195] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 8, 1997, doi: 10.1109/50.618322.
- [196] A. Othonos, K. Kalli, and G. E. Kohnke, "Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing," *Phys Today*, vol. 53, no. 5, 2000, doi: 10.1063/1.883086.
- [197] M. Belt *et al.*, "Sidewall gratings in ultra-low-loss Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> planar waveguides," *Opt Express*, vol. 21, no. 1, 2013, doi: 10.1364/oe.21.001181.
- [198] M. Ma *et al.*, "Apodized spiral bragg grating waveguides in silicon-on-insulator," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 30, no. 1, 2018, doi: 10.1109/LPT.2017.2777824.
- [199] N. M. Litchinitser, B. J. Eggleton, and G. P. Agrawal, "Dispersion of cascaded fiber gratings in WDM lightwave systems," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, no. 8, 1998, doi: 10.1109/50.704620.

- [200] J. Liu *et al.*, “High-yield, wafer-scale fabrication of ultralow-loss, dispersion-engineered silicon nitride photonic circuits,” *Nat Commun*, vol. 12, no. 1, 2021, doi: 10.1038/s41467-021-21973-z.
- [201] T. M. Fortier *et al.*, “Generation of ultrastable microwaves via optical frequency division,” *Nat Photonics*, vol. 5, no. 7, 2011, doi: 10.1038/nphoton.2011.121.
- [202] H. W. Thim, “Temperature Effects in Bulk GaAs Amplifiers,” *IEEE Trans Electron Devices*, vol. ED-14, no. 2, 1967, doi: 10.1109/T-ED.1967.15899.
- [203] T. A. Heumier and J. L. Carlsten, “Mode Hopping in Semiconductor Lasers,” 2003.
- [204] R. Paschotta, “Noise in Laser Technology: Part 1: Intensity and Phase Noise,” *Optik & Photonik*, vol. 4, no. 2, 2009.
- [205] C. H. Henry, “Phase Noise in Semiconductor Lasers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, no. 3, 1986, doi: 10.1109/JLT.1986.1074721.
- [206] C. H. Henry, “Theory of the Phase Noise and Power Spectrum of a Single Mode Injection Laser,” *IEEE J Quantum Electron*, vol. 19, no. 9, 1983, doi: 10.1109/JQE.1983.1072058.
- [207] G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, and A. Garnache, “Shot-noise-limited operation of a monomode high-cavity-finesse semiconductor laser for microwave photonics applications,” *Opt Lett*, vol. 32, no. 6, 2007, doi: 10.1364/ol.32.000650.
- [208] D. A. Korobko, I. O. Zolotovskii, K. Panajotov, V. v. Spirin, and A. A. Fotiadi, “Self-injection-locking linewidth narrowing in a semiconductor laser coupled to an external fiber-optic ring resonator,” *Opt Commun*, vol. 405, 2017, doi: 10.1016/j.optcom.2017.08.040.
- [209] Y. Fan, R. E. M. Lammerink, J. Mak, R. M. Oldenbeuving, P. J. M. van der Slot, and K.-J. Boller, “Spectral linewidth analysis of semiconductor hybrid lasers with feedback from an external waveguide resonator circuit,” *Opt Express*, vol. 25, no. 26, 2017, doi: 10.1364/oe.25.032767.
- [210] J. Mak *et al.*, “Linewidth narrowing via low-loss dielectric waveguide feedback circuits in hybrid integrated frequency comb lasers,” *Opt Express*, vol. 27, no. 9, 2019, doi: 10.1364/oe.27.013307.
- [211] “Autocorrelation,” <https://www.swampoptics.com/autocorrelation.html>.
- [212] T. Schlauch, J. C. Balzer, A. Klehr, G. Erbert, G. Tränkle, and M. R. Hofmann, “Femtosecond passively modelocked diode laser with intracavity dispersion management,” *Opt Express*, vol. 18, no. 23, 2010, doi: 10.1364/oe.18.024316.
- [213] I. S. Ruddock and D. J. Bradley, “Bandwidth-limited subpicosecond pulse generation in mode-locked cw dye lasers,” *Appl Phys Lett*, vol. 29, no. 5, 1976, doi: 10.1063/1.89052.
- [214] L. Hou *et al.*, “Subpicosecond pulse generation at quasi-40-GHz using a passively mode-locked AlGaInAs-InP 1.55- $\mu\text{m}$  strained quantum-well laser,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 21, no. 23, 2009, doi: 10.1109/LPT.2009.2031088.
- [215] Dr. Rüdiger Paschotta, “RP photonics - Mode Locking.”

- [216] D. T. H. Tan, P. C. Sun, and Y. Fainman, "Monolithic nonlinear pulse compressor on a silicon chip," *Nat Commun*, vol. 1, no. 8, 2010, doi: 10.1038/ncomms1113.