



HAL
open science

Applications des modulateurs en silicium pour les communications optiques haut débit à courte portée

Erwan Weckenmann

► **To cite this version:**

Erwan Weckenmann. Applications des modulateurs en silicium pour les communications optiques haut débit à courte portée. Optique [physics.optics]. Université de Rennes, 2023. Français. NNT : 2023URENS024 . tel-04223133

HAL Id: tel-04223133

<https://theses.hal.science/tel-04223133>

Submitted on 29 Sep 2023

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.

THÈSE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITÉ DE RENNES

ÉCOLE DOCTORALE N° 601
*Mathématiques, Télécommunications, Informatique, Signal, Systèmes,
Électronique*
Spécialité : *Photonique*

Par

Erwan WECKENMANN

Applications des modulateurs en silicium pour les communications optiques haut débit à courte portée

Thèse présentée et soutenue à Lannion, le 30/05/2023
Unité de recherche : Institut FOTON - CNRS UMR 6082

Rapporteurs avant soutenance :

Radan SLAVIK Professeur des universités, Université de Southampton
François LEO Chercheur qualifié, FNRS, OPERA-Photonics, Université Libre de Bruxelles

Composition du Jury :

Président :	Stéphane AZOU	Professeur des universités, Lab-STICC, CNRS UMR 6285, ENIB
Examineurs :	Kamel MERGHEM	Maître de conférences, TELECOM SudParis
	Benoit CHARBONNIER	Ingénieur de recherche, CEA Leti
	Yoan LEGER	Chargé de recherche HDR, Institut FOTON, CNRS UMR 6082, INSA Rennes
Dir. de thèse :	Christophe PEUCHERET	Professeur des universités, Institut FOTON, CNRS UMR 6082, Université de Rennes

Invité(s) :

Delphine MARRIS-MORINI Professeure des universités, C2N, CNRS UMR 9001, Université Paris-Saclay

Remerciements

Trois années représentent un intervalle de temps relativement court au regard d'une vie. Pourtant, ces trois années de thèse constituent pour moi une période intense et exceptionnelle durant laquelle j'ai pu m'épanouir professionnellement et personnellement. Les travaux qui en découlent et dont ce manuscrit rend compte, sont le fruit de moments de réflexion, d'apprentissage, d'expérimentation, et surtout, de partage. Ces moments sont tous liés à de nombreuses personnes et j'aimerais, sur ces quelques pages, les remercier.

Tout d'abord, je remercie l'ensemble des membres du jury de ma thèse : Radan Slavik, François Léo, Kamel Merghem, Benoit Charbonnier, Delphine Marris-Morini, Yoan Léger et Stéphane Azou. Merci pour l'intérêt et le temps accordé envers mes travaux, ainsi que les échanges riches et constructifs que nous avons pu avoir.

Je tiens ensuite à remercier Christophe Peucheret pour la direction de cette thèse ainsi que Yannick Dumeige pour avoir accepté de s'y intégrer en cours de route. Je remercie également Laurent Bramerie pour son encadrement et son enthousiasme communicatif qui a renforcé ma motivation, notamment lors des phases d'expérimentation. À tous les trois, votre expertise, quelle soit d'ordre théorique ou expérimentale, m'a beaucoup apporté, non seulement en termes de résultats mais également en termes de connaissances fondamentales et de méthodologie. J'ai ressenti une certaine liberté dans mes pistes de réflexions mais vous avez aussi su m'aiguiller lorsqu'il le fallait. C'est en cela que vous avez contribué à forger le scientifique que je suis aujourd'hui.

Pour le financement de cette thèse, j'adresse mes remerciements à Lannion Trégor Communauté et à la Région Bretagne.

Je remercie également toutes les équipes avec lesquelles j'ai pu collaborer, notamment l'équipe MINAPHOT du Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N) de l'Université de Paris-Saclay, en particulier Lucas Deniel et Delphine Marris-Morini pour m'avoir accueilli lors de mon séjour à Palaiseau pendant de mon stage de Master qui a

lancé cette thèse, ainsi que pour les diverses discussions enrichissantes et les résultats que nous avons pu avoir ensemble. De plus, je remercie Diego Pérez-Galacho, ancien doctorant du C2N qui a conçu les modulateurs avec lesquels j'ai obtenu l'ensemble des résultats expérimentaux de ma thèse. Merci à STMicroelectronics, notamment à Frédéric Boeuf, pour la fabrication de ces modulateurs.

I am now switching in English in order to thank Thyago Monteiro Sá Pinto, Francesco Da Ros, Uiara Celine de Moura and Darko Zibar from DTU Electro, for the fruitful discussions and their great contribution to our results on optimized frequency combs.

Je souhaite ensuite remercier les services de l'ENSSAT ainsi que mes collègues enseignants Thierry Chartier, Stéphane Trébaol et Pierre Guillemé pour m'avoir permis d'encadrer sereinement des étudiants en TP et en TD. Ces expériences m'ont permis d'entrevoir cette autre facette du métier d'enseignant-chercheur.

Un doctorant ne serait pas grand chose sans sa structure d'accueil. C'est pourquoi je remercie l'ensemble du personnel de l'équipe Systèmes Photoniques de l'institut FOTON pour m'avoir accueilli et permis de réaliser mon travail de recherche dans de bonnes conditions, ainsi que pour le soutien que j'ai pu recevoir de la part de nombreux collègues.

J'aimerais remercier en particulier Mathilde Gay, qui, avec Laurent Bramerie, m'a permis de mener à bien mes différentes expérimentations avec le matériel de la plateforme Persyst, en plus de sa disponibilité et de ses retours sur mes articles qui m'ont été énormément utiles.

Au service de support à la recherche et en particulier à Sébastien Lobo, merci pour la mise à disposition des ressources qui m'ont non seulement permis de réaliser mes bancs expérimentaux de manière optimale, mais qui m'ont également permis de continuer de travailler à distance lors de la crise sanitaire.

Je remercie Angélique Le Pennec, Chloé Deschamps et Carole Perrot pour leur disponibilité et leur aide qui ont facilité le bon déroulement de cette thèse.

Et bien-sûr, un grand merci à tous les doctorants avec qui j'ai trouvé un groupe extrêmement soudé. Merci aux doctorants de ma génération : Valentine Gaudillat (pour m'avoir en plus supporté dans le même bureau), Maroun Hjeij et Georges Perin, pour leur bonne humeur et leur soutien indéfectible tout au long de cette thèse. Ainsi qu'aux autres doctorants (certains d'ores et déjà docteurs), post-doctorants et LRU : Nouhaila Ben Kohaila, Asma Bouzid, Fabien Cassio, Rodolphe Collin, Maxime Duris, Chaimae El Fakir, Et-Tijani El Metouy, Abdelali Hammouti, Abdallah Jaafar, Lobna Jerbi, Ronan Kervazo, Sadok Kouz, Grégory Lefrere, Aymeric Le Gratiet, Simon Le Méhauté, Sofiane Meziani, Jérémy Potet, Louis Ruel et Aymeric Thiel de Milleret, merci pour ces pauses café/RU, ces discussions diverses (intellectuellement enrichissantes ou non), ces conférences et ces soirées passées ensemble. Je garderai un excellent souvenir de cette équipe grâce à ce groupe et je leur souhaite le meilleur pour la suite.

En dehors du cadre professionnel, je tiens à remercier bien évidemment le Bagad Bro Kemperle, notamment l'équipe batterie avec laquelle j'ai pratiquement grandi. Les week-ends de répétitions et de sorties musicales dans une excellente ambiance ont été de véritables bouffées d'air frais pendant toute cette thèse, ainsi que tout au long de mes études.

Je voudrais aussi remercier mes amis de cadres divers et de plus ou moins longue date : Gracchus Bottin (le roi du développement par séries entières), Alexandre Evennou (et ses jeux de mots), Yoran Bonneau, Hugo Foulon, Alban Pouessel, Jérémy Hénaff, Valentin Durand et Quentin Pasqué.

Enfin, merci à ma famille, mon père Alain, ma mère Valérie, mon frère Pierrick, qui m'ont toujours encouragé et soutenu dans mes choix ainsi que tout au long de cette aventure.

Trugarez deoc'h.

Liste des acronymes

ADC	Analog to digital conversion
ASK	Amplitude-shift keying
AWG	Arbitrary waveform generator
BER	Bit error rate
BERT	Bit error rate tester
BL	Bande latérale
BPSK	Binary phase-shift keying
CAGR	Compound annual growth rate
CDR	Clock data recovery
CFO	Carrier frequency offset
CMOS	Complementary metal-oxide-semiconductor
CMS	Coupling modes in space
CMT	Coupling modes in time
CPR	Carrier phase recovery
CW	Continuous wave
DC	Direct current
DFB	Distributed feedback
DSP	Digital signal processing
DWDM	Dense wavelength division multiplexing
EDFA	Erbium doped fiber amplifier
ER	Extinction ratio
FCA	Free carrier absorption
FCPD	Free carrier plasma dispersion
FEC	Forward error correction
FM	Frequency modulation
FWHM	Full width at half maximum
ICT	Information and communication technology
IM	Intensity modulation
IQ	In-phase and quadrature
LO	Local oscillator
MSD	Mean squared deviation
MZI	Mach-Zehnder interferometer

MZM	Mach-Zehnder modulator
NRZ	Non-return to zero
OBPF	Optical band pass filter
OFDM	Orthogonal frequency division multiplexing
OMA	Optical modulation amplitude
OSA	Optical spectrum analyzer
OTDM	Optical time division multiplexing
PAM	Pulse amplitude modulation
PC	Polarization controller
PD	Photodiode
PM	Phase modulation
PP	Power penalty
PRBS	Pseudo random binary sequence
PSK	Phase shift keying
PWM	Power meter
QAM	Quadrature amplitude modulation
QPSK	Quadrature-phase shift keying
QSFP	Quad small form-factor pluggable
RF	Radio frequency
RFO	Radio frequency oscillator
RRM	Ring resonator modulator
RZ	Return to zero
SOH	Silicon-organic hybrid
SOI	Silicon on insulator
SNR	Signal-to-noise ratio
SSMF	Standard single mode fiber
TE	Transverse électrique
TM	Transverse magnétique
TPA	Two photon absorption
VA	Variable attenuator
VOA	Variable optical attenuator
VNA	Vector network analyzer
WDM	Wavelength division multiplexing

Table des matières

Introduction	1
I Principes de fonctionnement des modulateurs en silicium	7
I.1 Modulation d'une onde optique : degrés de liberté et formats de modulation	8
I.1.1 Modulation d'amplitude : amplitude-shift keying	8
I.1.2 Autres formats de modulation	11
I.1.3 Modulations directe et externe	12
I.2 Propagation d'une onde optique dans un guide d'onde en silicium-sur-isolant	13
I.3 Modulation de phase dans le silicium	16
I.4 Structures de modulateurs	23
I.4.1 Interféromètre de Mach-Zehnder	23
I.4.2 Micro-résonateur en anneau	27
I.4.3 Structures spécifiques	33
I.4.4 État de l'art des modulateurs en silicium utilisés pour des commu- nications optiques à haut débit	34
II Modélisation et caractérisation d'un modulateur à micro-résonateur en anneau	39
II.1 Limites de la fonction de transfert statique	40
II.2 Autres approches de modélisation	41
II.2.1 Théorie des modes couplés dans le temps	41
II.2.2 Spectre d'une onde modulée en phase	45
II.2.3 Modélisation optique et électrique	47
II.2.4 Modélisation sans approximation sur le signal de modulation	50
II.3 Implémentation numérique d'un modèle dynamique	51
II.3.1 Modélisation réaliste des modulations de phase et d'absorption dans le silicium	51
II.3.2 Étude de la convergence de la fonction de transmission	52
II.4 Caractérisation de modulateurs à micro-résonateurs en anneau et validation du modèle	57

II.4.1	Caractérisation en régime statique	58
II.4.2	Caractérisation en régime dynamique et comparaison avec le modèle implémenté	60
II.4.3	Stabilité des micro-résonateurs	65
II.5	Conclusion	67
III	Étude des propriétés de chirp d'un modulateur à micro-résonateur en anneau	69
III.1	Définition du chirp	71
III.1.1	Chirp transitoire et adiabatique	72
III.1.2	Chirp en sortie d'un modulateur	72
III.2	Impact du chirp sur une ligne de transmission dispersive	74
III.2.1	Effet de la dispersion sur un signal non chirpé	75
III.2.2	Effet du chirp sur une onde modulée se propageant dans une ligne dispersive	78
III.3	Caractérisation du chirp d'un modulateur à micro-résonateur en anneau en silicium	84
III.3.1	Mesure en temps réel du champ électrique par détection cohérente	85
III.3.2	Traitement numérique du signal après détection cohérente	88
III.3.3	Caractérisation du chirp par un paramètre de chirp crête-à-crête	90
III.3.4	Estimation du chirp par un paramètre de chirp effectif	95
III.4	Exploitation du chirp pour des applications de communications optiques à courte portée	98
III.4.1	Réduction des pénalités de dispersion chromatique par un chirp négatif	99
III.4.2	Faisabilité d'autres potentielles applications	106
III.5	Conclusion	108
IV	Génération de peignes de fréquences électro-optiques dans des modulateurs en silicium	111
IV.1	Génération de peignes de fréquences électro-optiques dans un modulateur à interféromètre de Mach-Zehnder	114
IV.1.1	Répartition de la puissance sur des harmoniques d'ordres élevés	115
IV.1.2	Optimisation de la planéité d'un peigne de fréquences dans un modulateur dual-drive	118
IV.2	Génération de peignes de fréquences électro-optiques dans un modulateur à micro-résonateur en anneau en silicium	121
IV.2.1	Ajustement des puissances des lignes par superposition d'harmoniques	123
IV.2.2	Optimisation de la planéité d'un peigne de fréquences à partir du modèle implémenté	124
IV.3	Conclusion	130
	Conclusion générale et perspectives	133

Bibliographie	137
Liste de publications	147

Contexte général

La modulation de la lumière comme moyen de communication a été utilisée par de nombreuses civilisations depuis l'antiquité, notamment par le biais de miroirs ou de phares afin de transmettre un signal lumineux par un codage binaire, soit en émettant ou non de la lumière. Depuis, diverses techniques permettant d'augmenter le débit d'information ainsi que la distance de transmission ont été explorées [1]. À la fin du XIX^e siècle, le premier dispositif de communication optique analogique exploitant l'effet photoacoustique, le photophone, est breveté par A. G. Bell [2]. Cependant, la faible portée de ce dispositif laissera place au développement de sa précédente invention, le téléphone, avec la mise en place d'un réseau de communication électrique. Il faudra attendre l'apparition de la fibre optique dans la seconde moitié du XX^e siècle pour pouvoir transmettre une lumière jusqu'à un récepteur avec des pertes suffisamment faibles pour envisager des communications optiques sur plusieurs centaines voire milliers de kilomètres.

En parallèle, l'apparition du transistor et sa miniaturisation ont permis le développement de l'informatique et, par extension, des réseaux de communication à l'échelle mondiale, notamment internet. Aujourd'hui, un tel réseau nécessite des capacités de stockage afin de répondre aux besoins d'accès d'un très grand nombre de connexions simultanées ainsi qu'un débit croissant, du fait de l'augmentation de la population y ayant accès, ainsi que de l'échange d'informations de plus en plus lourdes (en grande partie à cause du développement de la vidéo à la demande). À partir de 2016, le trafic IP global annuel a atteint le zettaoctet (10^{21} octets) [3] et continue d'augmenter. La figure 1 montre cette augmentation annuelle entre 2017 et 2022 (par prévision après 2018), issue de [4], et discrimine notamment la nature de l'information.

Les centres de données doivent être en mesure d'héberger cette quantité croissante de données, mais aussi de les mettre à disposition d'un nombre croissant d'utilisateurs. Cela implique des architectures de réseaux complexes au sein de ces centres de données, comportant notamment de nombreuses interconnexions entre serveurs, comme illustré sur la figure 2, et devant supporter des débits d'information relativement élevés. La

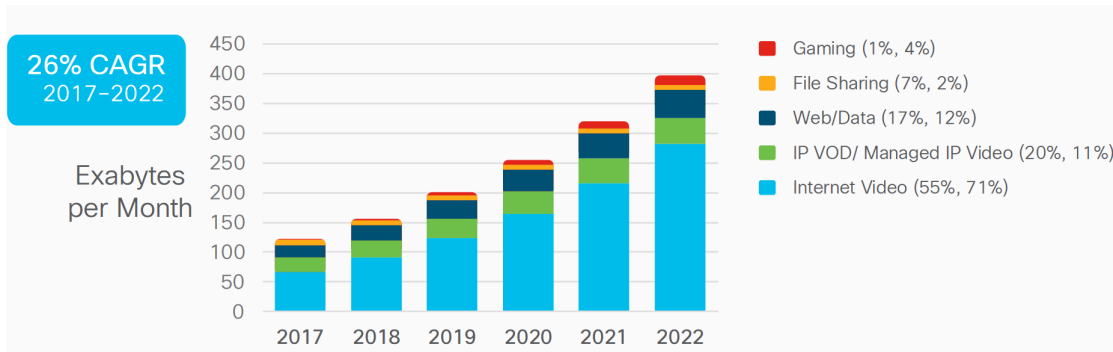


FIGURE 1. Évolution annuelle du trafic IP global (prévision après 2018). CAGR : taux de croissance annuel composé. Figure issue de [4].

transmission et le traitement des informations se font encore en grande partie via des supports électriques, ce qui implique une consommation d'énergie conséquente. D'après l'étude rapportée dans [5], les technologies de l'information et de la communication (ICT) représentent environ 10% de la consommation globale d'électricité et devrait atteindre les 20% d'ici 2030. Cette évolution est représentée sur la figure 3(a). Les centres de données représentent une part de plus en plus importante de cette consommation, comme le montre la figure 3(b). D'après les estimations de [5], les centres de données devraient représenter entre 3% et 13% de la consommation mondiale d'électricité d'ici 2030 contre 1% en 2010, ce qui représente un impact environnemental non négligeable.

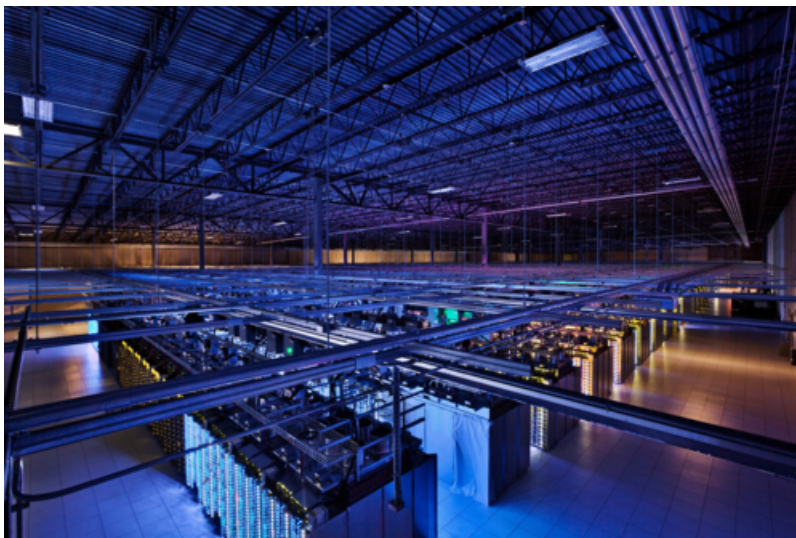


FIGURE 2. Centre de données de Google à Council Bluffs (Iowa, États-Unis). Plusieurs racks de serveurs dans différentes baies sont interconnectés. Photographie issue de [6].

Il y a donc une double problématique à prendre en compte au niveau des centres de données, à savoir l'augmentation du besoin en débit et l'augmentation de la consommation d'énergie. Les communications optiques ont déjà démontré leur potentiel pour répondre à la problématique de la montée en débit, notamment sur des longues distances comme les liaisons transocéaniques dont certaines supportent des débits de l'ordre

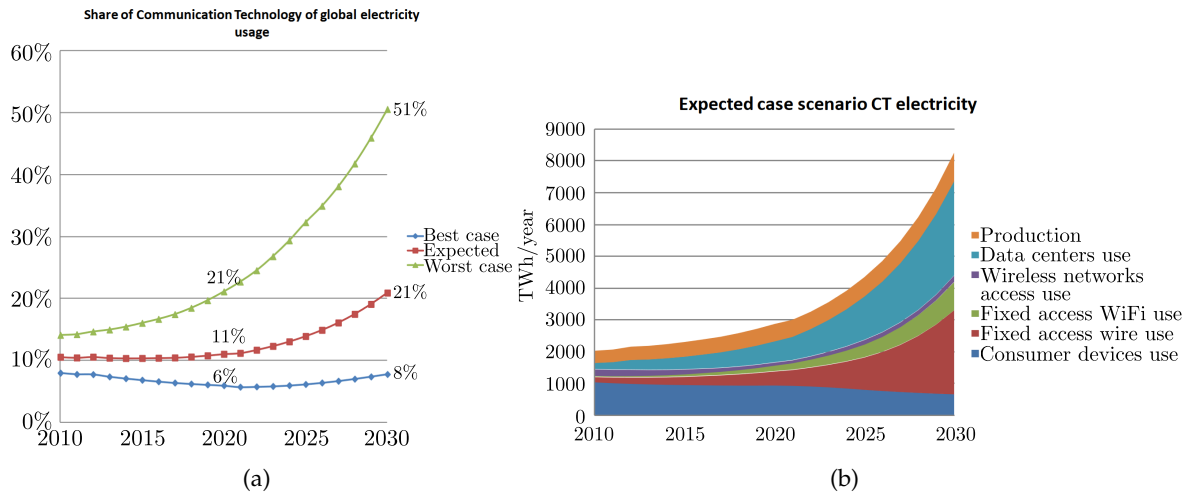


FIGURE 3. Évolution prédite de la consommation électrique dédiée à l'ICT (a) en pourcentage de la consommation globale d'électricité et (b) en consommation annuelle par utilisation. Figures issues de [5].

de la dizaine de Tbit/s par fibre [7]. Il a également été démontré que remplacer les interconnexions électriques par des interconnexions optiques pouvait être bénéfique en terme de consommation d'énergie [8, 9]. Passer par des communications optiques à courte portée requiert cependant des technologies permettant l'intégration de composants opto-électroniques à basse consommation d'énergie, compacts, avec la possibilité d'une production en grande quantité, tout en suivant les normes imposées en terme de débits et de formats de modulation.

Aujourd'hui, des normes ont été mises en place pour donner des objectifs de performances répondant à ces besoins. Sur les transmissions intra-centre de données, on cherche à atteindre des débits de 100 Gbit/s par longueur d'onde [10] en se basant sur la norme "400G Ethernet" [11], en utilisant quatre canaux de longueurs d'ondes différentes par liaison (WDM) pour une transmission à 400 Gbit/s.

Pour convertir l'information portée sur un support électrique au sein d'un serveur vers un support optique pour une interconnexion, nous avons donc besoin de modulateurs suffisamment rapides et efficaces pour se positionner sur ces standards. Pour atteindre de tels débits binaires, des formats de modulation à quatre niveaux d'intensité (PAM4) sont aujourd'hui d'usage et des émetteurs-récepteurs répondant aux standards apparaissent sur le marché, comme par exemple un QSFP ("quad small form-factor pluggable") commercialisé par FluxLight et répondant à la norme 400G Ethernet, représenté sur la figure 4.

Des problématiques peuvent également apparaître sur les liaisons inter-centre de données atteignant des longueurs de transmission jusqu'à 80 km [10]. Pour ce type de liaison, les systèmes d'émission et de réception fonctionnent en bande C (1550 nm), du fait de l'utilisation d'amplificateurs à fibres dopées à l'erbium (EDFA). Les signaux transmis sont alors sensibles à la dispersion chromatique, en considérant l'utilisation de fibre



FIGURE 4. Exemple de QSFP (QDD-400G-LR8) commercialisé par FluxLight. Figure issue de [12].

monomode standard (SSMF).

Cette thèse s'inscrit donc dans un contexte de recherche de futures générations d'émetteurs-récepteurs, notamment de modulateurs du côté émetteur, afin de supporter la montée en débit dans les centres de données. Les différentes échelles de liaisons (typiquement moins de 10 km pour les liaisons intra-centres de données et jusqu'à 80 km pour les liaisons inter-centres de données [10]) nous poussent donc à réfléchir sur différentes solutions adaptées pour moduler efficacement la lumière sur sa phase et/ou son amplitude à partir d'un signal électrique.

La photonique sur silicium pour les communications optiques haut débit à courte portée

Parmi les solutions technologiques répondant aux besoins évoqués pour les centres de données, la photonique sur silicium s'impose comme un choix particulièrement intéressant puisque le silicium est transparent dans les bandes O et C (longueurs d'onde de 1310 nm et 1550 nm utilisées en télécommunications optiques) et est compatible avec les procédés de fabrication CMOS de la micro-électronique industrielle [13]. Cette compatibilité lui confère un faible coût grâce à un potentiel de production massive [14], ce qui est potentiellement bénéfique pour les centres de données qui ont besoin de solutions applicables à des milliers d'interconnexions, et de manière générale pour les industriels qui bénéficient déjà des infrastructures pour réaliser ce type de technologie.

De plus, un guide d'onde en silicium-sur-isolant (SOI), soit en silicium (Si) sur silice (SiO_2), a l'avantage de présenter un haut contraste d'indices (3.48 pour le silicium et 1.44 pour la silice à 1550 nm), ce qui implique un fort confinement du mode optique. Cela se traduit par la possibilité de réaliser des guides d'ondes de largeurs très faibles (moins de 1 μm) et acceptant des rayons de courbures particulièrement faibles [15], et donc par conséquent de fabriquer des composants compacts, ce qui est intéressant pour une production en grande quantité.

En ce qui concerne la diminution de la consommation d'énergie, des démonstrations de consommation d'énergie de plus en plus faibles par les modulateurs en silicium sont régulièrement rapportées grâce à des modulateurs de plus en plus performants (typiquement

de l'ordre de la dizaine de fJ/bit pour un débit binaire de l'ordre de la dizaine de Gbit/s [13, 16]).

Cependant, le silicium présente aussi des inconvénients. Sa structure de bandes présente un gap indirect, ce qui rend ce matériau inefficace en tant que source lumineuse (le recours à l'intégration hybride de sources laser en semi-conducteurs III-V est pour l'instant une solution privilégiée [17]). De plus, sa structure cristalline centro-symétrique rend les effets non-linéaires d'ordre 2 (comme l'effet Pockels pour une modulation électro-optique) inexistant [18]. Nous verrons dans cette thèse qu'il existe néanmoins différentes solutions pour pallier ce dernier problème. Dans notre cas d'étude, nous aurons recours à l'utilisation de jonctions PN par dopage des guides d'ondes. Cette méthode est fortement étudiée depuis que des effets électro-optiques par déplétion ou injection de porteurs libres ont été mis en avant dans le silicium [19].

Objectif de la thèse et présentation des travaux

L'objectif de cette thèse est d'étudier numériquement et expérimentalement différentes structures de modulateurs en silicium permettant de moduler efficacement la phase et/ou l'amplitude d'une onde optique, et d'en dégager des propriétés pouvant être bénéfiques pour certaines applications.

Cette thèse a pu être réalisée grâce au financement de Lannion Trégor Communauté (projet SiTrans) et de la Région Bretagne (ARED). Diverses collaborations ont également permis de réaliser des caractérisations expérimentales, notamment avec l'équipe MINAPHOT du Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N) - CNRS UMR 9001, de l'Université de Paris-Saclay, qui est à l'origine de la conception de modulateurs en silicium caractérisés au sein de l'institut FOTON, et avec ST Microelectronics pour la fabrication de ces modulateurs. Tous les résultats expérimentaux présentés dans ce manuscrit ont été obtenus avec ces modulateurs. Une collaboration avec l'équipe de recherche sur le Machine Learning dans les systèmes photoniques de l'Université technique du Danemark (DTU Electro) a également été réalisée pour apporter des compétences en terme de techniques numériques d'optimisation, pour de la génération de peignes de fréquences électro-optiques.

Ce manuscrit présentera dans un premier chapitre les principes de fonctionnement des modulateurs en silicium, en étudiant l'évolution d'une onde optique se propageant dans un guide d'onde en silicium dopé, sous l'application d'une tension électrique pour réaliser de la déplétion de porteurs. Nous verrons comment ce principe permet de moduler la phase et l'amplitude de l'onde en question. Des structures typiques de modulateurs seront ensuite présentées et leur efficacité sera étudiée. Un état de l'art sur ce type de modulateur sera finalement présenté. Une attention particulière sera portée sur les modulateurs à base de micro-résonateurs en anneau pour leurs divers avantages.

Le deuxième chapitre étudiera les différents moyens de modéliser un modulateur en silicium basé sur un micro-résonateur en anneau. Les modèles étudiés décrivent

des comportements optiques et électriques, dont certains avec des approximations, notamment sur la tension appliquée. Nous implémenterons finalement un modèle ne faisant aucune approximation sur le signal de modulation afin de l'utiliser pour n'importe quelle application. Ce modèle sera validé par une caractérisation statique et dynamique d'un des modulateurs à disposition. Suite à cette caractérisation, la stabilité d'un tel modulateur sera par ailleurs analysée.

Le troisième chapitre étudiera les propriétés de chirp des modulateurs en silicium à base de micro-résonateurs en anneau. Pour la première fois, le chirp d'un tel modulateur sera complètement caractérisé en démontrant une dépendance en fonction de la longueur d'onde (relativement à la longueur d'onde de résonance d'une telle structure) ainsi qu'en fonction de la fréquence de modulation, et donc par extension du signal de modulation. Cette caractérisation expérimentale, basée sur une mesure du champ électrique dans le domaine temporel par détection cohérente, sera comparée à des simulations basées sur le modèle implémenté dans le deuxième chapitre. Finalement, nous verrons que cette caractérisation du chirp pourra déboucher sur de potentielles applications, notamment la pré-compensation de la dispersion, ou du moins la réduction des pénalités de puissance totales par le réglage du chirp, lors d'une transmission de l'onde modulée dans une ligne dispersive pour des liaisons inter-centres de données.

Le quatrième chapitre explorera la génération et l'optimisation de peignes de fréquences électro-optiques. Nous verrons que les modulateurs basés sur des interféromètres de Mach-Zehnder permettent une optimisation fine et simple à réaliser. Cependant, du fait de la faible efficacité de cette structure dans le silicium, nous nous tournerons vers les peignes de fréquences générés avec une structure à base de micro-résonateur en anneau en exploitant sa grande efficacité ainsi que la forte non-linéarité de sa réponse en tension. La collaboration avec DTU nous permettra d'utiliser le modèle implémenté dans le deuxième chapitre pour le combiner à un algorithme d'optimisation afin de prédire un signal de commande optimal permettant de minimiser le déséquilibre en puissance du peigne généré sur un certain nombre de lignes donné. Cette méthode originale sera validée expérimentalement en générant des peignes de fréquences électro-optiques optimisés sur 7 et 9 lignes avec un espacement en fréquence de 500 MHz et des rapports de puissance entre ces lignes de 2.9 dB et 5.4 dB respectivement. Ces résultats représentent le meilleur rapport entre le nombre de lignes généré et leur déséquilibre en puissance obtenus expérimentalement, par rapport à ce qui a été présenté auparavant dans la littérature avec ce type de modulateur.

En comparaison avec d'autres travaux étudiant la conception et la fabrication de modulateurs en silicium (bien que ces aspects soient toujours sujets à d'importantes pistes d'optimisation), cette thèse se concentre donc avant tout sur le fonctionnement des modulateurs en silicium afin de les exploiter pour des applications spécifiques, dans un contexte d'applications aux communications optiques haut débit à courte portée.

CHAPITRE I

Principes de fonctionnement des modulateurs en silicium

Sommaire

I.1	Modulation d'une onde optique : degrés de liberté et formats de modulation	8
I.1.1	Modulation d'amplitude : amplitude-shift keying	8
I.1.2	Autres formats de modulation	11
I.1.3	Modulations directe et externe	12
I.2	Propagation d'une onde optique dans un guide d'onde en silicium-sur-isolant	13
I.3	Modulation de phase dans le silicium	16
I.4	Structures de modulateurs	23
I.4.1	Interféromètre de Mach-Zehnder	23
I.4.2	Micro-résonateur en anneau	27
I.4.3	Structures spécifiques	33
I.4.4	État de l'art des modulateurs en silicium utilisés pour des communications optiques à haut débit	34

Dans ce chapitre, nous étudierons les différentes manières de coder une information par le biais d'une onde optique. Nous verrons qu'il est possible d'avoir accès à plusieurs grandeurs physiques pour réaliser différents types de modulation. Nous verrons ensuite comment une onde optique se propage au sein d'un guide d'onde en silicium. Les principes physiques permettant de moduler la phase et l'amplitude d'une telle onde seront également étudiés. Des déphaseurs typiques, correspondant à ceux utilisés dans les modulateurs à disposition et présentés en Introduction, seront modélisés afin d'évaluer l'efficacité des effets physiques exploités, ainsi que l'efficacité de différentes structures de modulateurs. Nous verrons notamment l'intérêt des modulateurs exploitant la déplétion de porteurs et basés sur des structures à base de micro-résonateurs. Un état de l'art sur ce type de modulateur sera finalement établi.

I.1 Modulation d'une onde optique : degrés de liberté et formats de modulation

Une onde optique est définie par différentes grandeurs physiques, à savoir son amplitude, sa phase, sa fréquence (ou sa longueur d'onde), sa polarisation et sa vitesse de propagation. Ces grandeurs peuvent être exploitées pour coder une information (généralement sur l'amplitude et la phase) ou en tant que canal de transmission indépendant (comme la longueur d'onde ou la polarisation). Nous étudierons avant tout les moyens permettant de réaliser de la modulation d'amplitude et de phase, conformément à des formats de modulation communément définis.

I.1.1 Modulation d'amplitude : amplitude-shift keying

La modulation d'amplitude est la plus couramment utilisée puisque la détection d'une onde optique peut être réalisée de manière quadratique à l'aide d'une photodiode, et convient donc aux systèmes basés sur la détection directe qui sont généralement plus simples et moins coûteux à mettre en œuvre par rapport aux systèmes de détection cohérente [20]. Les formats de modulation d'amplitude se basent généralement sur le principe du "amplitude-shift keying" (ASK) qui désigne le codage de l'information sous forme de deux états de puissance différents pour représenter une information binaire. Parmi les codages les plus utilisés basés sur l'ASK, nous pouvons trouver le "non-return to zero" (NRZ) qui traduit une puissance constante sur la totalité d'une durée de symbole et le format "return to zero" (RZ) qui consiste à produire une impulsion pour considérer un bit à l'état "1" pendant une durée de symbole ou ne pas produire d'impulsion si le bit est à l'état "0". Les évolutions temporelles ainsi que les spectres de signaux modulés en NRZ et en RZ à 10 Gbit/s sont représentées sur la figure 1.1. Très souvent, le NRZ est préféré au RZ car ce dernier occupe une bande spectrale plus importante que le NRZ pour un même débit binaire du fait que la largeur d'impulsion est plus faible qu'une durée de symbole [21]. Par exemple, si la largeur d'impulsion est définie comme étant la moitié d'une durée de symbole, l'efficacité spectrale est alors deux fois plus importante en NRZ qu'en RZ, où

l'efficacité spectrale est définie comme étant le rapport du débit binaire par la bande passante, en bit/s/Hz. Ce cas est visible sur les figures 1.1(c) et 1.1(d). La bande passante du système est elle définie comme étant la largeur de la bande spectrale sur laquelle le signal n'est pas atténué par le système. Le plus souvent, nous définissons la bande passante lorsqu'une atténuation de 3 dB est atteinte.

Le RZ peut cependant parfois être préféré au NRZ car il a l'avantage de présenter une puissance crête plus importante pour une même puissance moyenne de par sa nature impulsionnelle. Cet avantage se traduit par un nombre plus faible d'erreurs de décision entre des bits 1 et 0 [22].

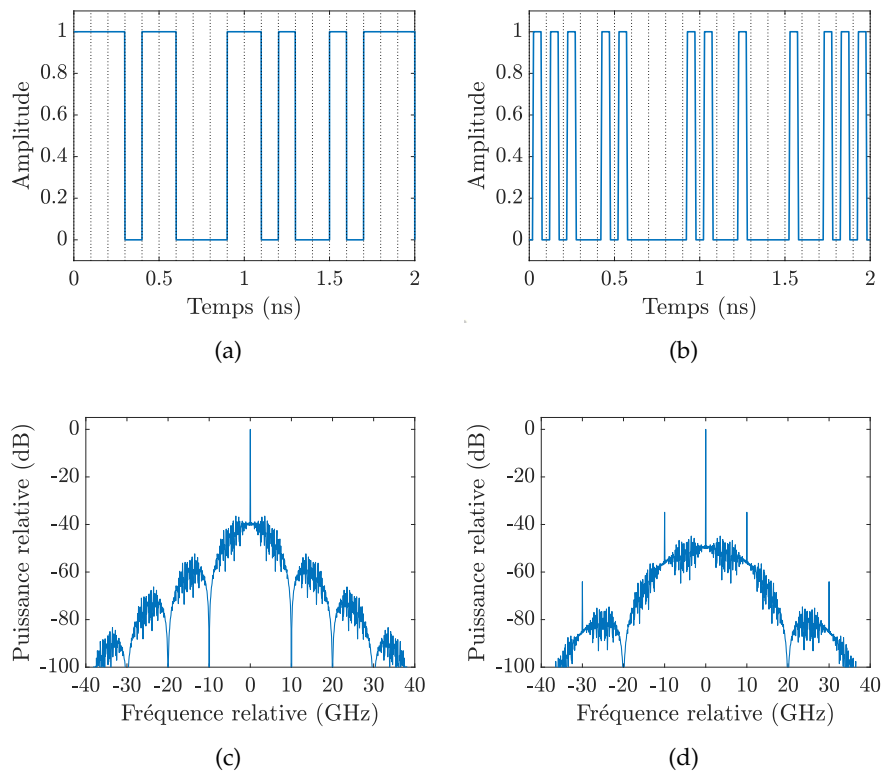


FIGURE 1.1. Représentation de l'évolution temporelle d'un signal de modulation en (a) NRZ et en (b) RZ à un débit de 10 Gbit/s, correspondant à une même séquence de bits. La grille représente chaque délimitation d'une durée de symbole. Les spectres (c) et (d) correspondent aux signaux NRZ et RZ respectivement. Le signal RZ est défini avec un rapport cyclique de 50%.

Afin d'évaluer la qualité d'un signal modulé dans un format ASK, une première approche qualitative est d'observer son diagramme de l'oeil. Le diagramme de l'oeil consiste à superposer graphiquement les bits d'un signal dans l'espace temporel. Les niveaux d'amplitude constants ainsi que les fronts de montée et de descente forment un oeil plus ou moins "ouvert". Plus cette ouverture est faible, plus la lecture de l'information est susceptible d'être erronée (lecture d'un 1 au lieu d'un 0 ou inversement). Des exemples de diagrammes de l'oeil de signaux modulés en NRZ et en RZ, puis bruités avec une statistique

gaussienne, sont représentés sur la figure 1.2. Le bruit gaussien présent dans ces signaux représente le bruit thermique en réception, dans le cas où il s'agit du bruit dominant, c'est-à-dire dans un système de réception où l'onde optique n'est pas pré-amplifiée [21].

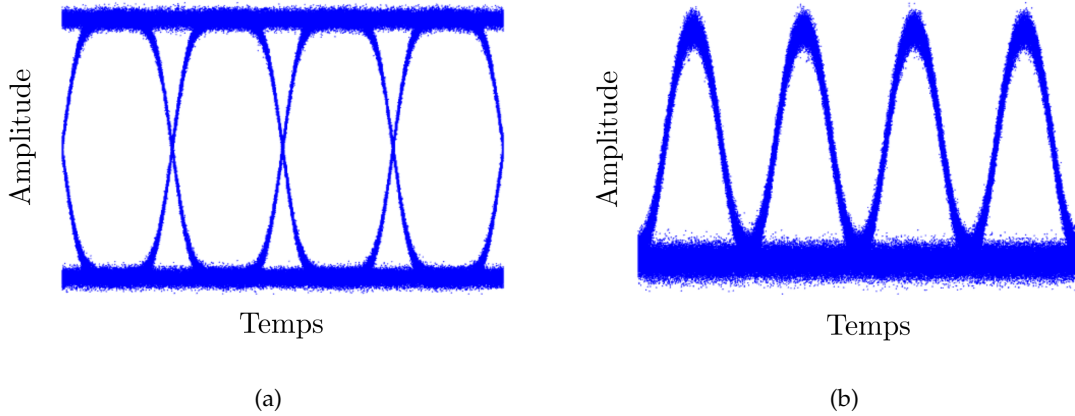


FIGURE 1.2. Exemples de diagrammes de l'oeil comprenant 4 temps de symbole provenant de signaux modulés en (a) NRZ et en (b) RZ. Un bruit de statistique gaussienne a été ajouté dans chaque signal.

Des métriques plus quantitatives sont couramment utilisées pour décrire la qualité d'un signal et par conséquent les performances d'un système. Le taux d'erreur binaire, noté BER ("bit error rate") désigne le rapport entre le nombre d'erreurs comptées sur les bits d'un signal reçu, par rapport à un seuil de décision, sur le nombre total de bits transmis :

$$\text{BER} = \frac{\text{nombre de bits erronés}}{\text{nombre total de bits}}. \quad (1.1)$$

Ce taux d'erreur binaire peut aussi être estimé sous forme d'une probabilité d'erreur de décision \mathcal{P}_{er} , dépendant du photocourant des états de bit 1 (I_1) et 0 (I_0) reçus dans une photodiode et des niveaux de bruits de ceux-ci, définis par les écart-types σ_1 et σ_0 [21] :

$$\mathcal{P}_{\text{er}} = \frac{1}{2} \text{erfc} \left(\frac{I_1 - I_0}{\sqrt{2}(\sigma_1 + \sigma_0)} \right), \quad (1.2)$$

avec

$$\text{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-y^2} dy. \quad (1.3)$$

L'amplitude de modulation optique, aussi généralement notée OMA ("optical modulation amplitude"), est définie comme étant la différence entre le maximum et le minimum de puissance, soit dans un format de modulation ASK les puissances des états de bit 1 (P_1) et 0 (P_0) :

$$\text{OMA} = P_1 - P_0. \quad (1.4)$$

Dans un émetteur en format de modulation ASK, on recherche l'amplitude de modulation optique la plus élevée, ce qui permet de discriminer plus facilement les états de puissance

à la réception. Pour une même puissance moyenne reçue (soit un même rapport signal-sur-bruit), la probabilité d'erreur de décision est alors plus faible sur un signal ayant une amplitude de modulation optique plus élevée, d'après l'équation (1.2), en considérant le photocourant d'une photodiode proportionnel à la puissance reçue.

Une autre métrique couramment utilisée est le taux d'extinction, noté ER ("extinction ratio"), qui désigne le rapport de puissance des états de bit 1 et 0, soit :

$$ER = \frac{P_1}{P_0}. \quad (1.5)$$

Le taux d'extinction peut être relié à l'amplitude de modulation optique par

$$OMA = 2P_m \frac{ER - 1}{ER + 1}, \quad (1.6)$$

où $P_m = \frac{P_1 + P_0}{2}$ est la puissance moyenne. Dans le cadre de mesures de taux d'erreur, nous utiliserons plutôt le taux d'extinction car contrairement à l'amplitude de modulation optique, le taux d'extinction reste le même quelque soit la puissance moyenne. Le taux d'erreur pourra alors être mesuré en fonction de la puissance moyenne reçue, pour un même taux d'extinction.

I.1.2 Autres formats de modulation

Afin d'exploiter plus de degrés de liberté pour augmenter la quantité d'information transmise malgré une bande passante pouvant être limitée, des formats de modulation plus avancés peuvent être utilisés.

En se basant sur le format ASK, on peut choisir d'augmenter le nombre de niveaux d'intensités sur lesquels coder une information binaire. Par exemple, le PAM-4 ("pulse amplitude modulation") est beaucoup étudié car il s'agit d'une modulation sur 4 niveaux d'amplitude, ce qui permet de rester sur des systèmes de détection directe. On peut alors transmettre deux fois plus d'information et donc doubler le débit binaire pour un même débit symbole, par rapport à un format à deux niveaux. En revanche, du fait des niveaux d'intensités plus rapprochés et du plus grand nombre de transitions possibles entre états binaires, ce format de modulation est beaucoup plus sensible aux déformations pouvant être provoquées par différents effets physiques (dispersion, effets non-linéaires). De récents travaux ont démontré la possibilité d'utiliser de tels formats de modulation sur des modulateurs en silicium à déplétion de porteurs, basés sur un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) [23, 24], sur un micro-résonateur en anneau [25], ou sur une structure hybride [26], avec des débits binaires allant jusqu'à 240 Gbit/s.

Au-delà de la modulation d'intensité, des formats de modulation de phase peuvent également être utilisés. En comparaison au NRZ et au PAM-4, le codage sur deux et quatre niveaux de phase, soient le BPSK ("binary phase-shift keying") et le QPSK ("quadrature phase-shift keying"), sont couramment utilisés. D'autres formats de modulation avancés conjuguant modulations de phase et d'amplitude sont également étudiés, comme le QAM ("quadrature amplitude modulation") qui peut se décliner en différentes variantes

avec des nombres différents de bits par symbole, comme le 16-QAM (constellation de 16 états décrivant 4 bits par symbole), ou d'autres formats QAM comportant des constellations encore plus grandes, et pour lesquels des systèmes de détection cohérente peuvent être utilisés [27]. Ces formats de modulation se représentent généralement sous forme de constellations dans le plan complexe correspondant au champ électrique. Certaines de ces constellations sont représentées sur la figure 1.3.

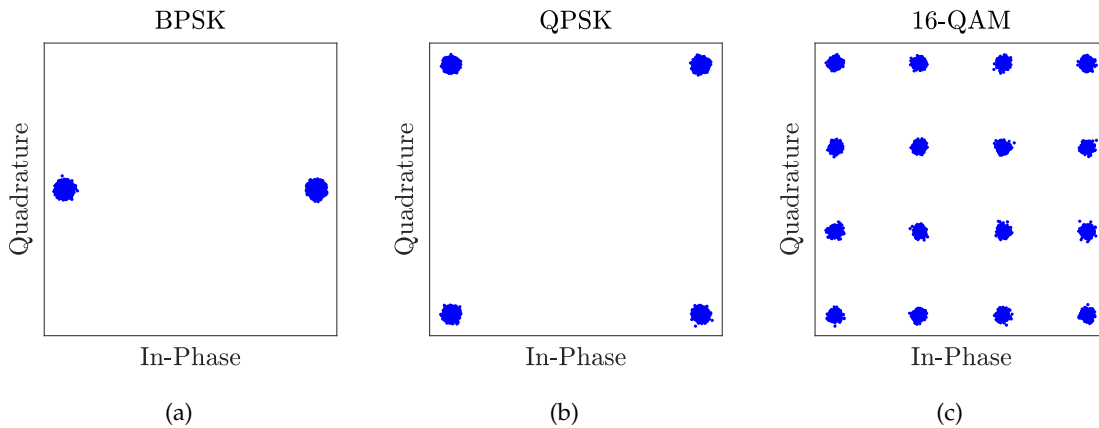


FIGURE 1.3. Simulation de diagrammes de constellations pour les formats de modulation (a) BPSK, (b) QPSK et (c) 16-QAM. Les axes "In-Phase" et "Quadrature" représentent la partie réelle et la partie imaginaire du champ électrique, respectivement.

Toutefois, beaucoup de systèmes restent basés sur la détection directe, puisque la détection cohérente nécessite des traitements numériques de correction du signal (DSP : "digital signal processing"), ce qui augmente la complexité, la consommation d'énergie, et donc le coût de tels systèmes par rapport à la détection directe. Or, c'est un problème critique dans le cas des centres de données, qui ont besoin d'un nombre relativement grand d'émetteurs-récepteurs. Cependant, une étude récente a montré que l'optimisation des procédés de fabrication en technologie CMOS ainsi que la réduction de la complexité du DSP, permettent aujourd'hui d'atteindre une consommation d'énergie similaire à des systèmes de détection directe, ce qui laisse entrevoir une possible utilisation de la détection cohérente dans des liaisons intra-centre de données inférieures à 2 km dans un futur proche [28, 29]. Par ailleurs, ce type de système permettrait de répondre aux besoins de débits croissants (de l'ordre de la centaine de Gbits/s pour des liaisons intra-centre de données [10]) grâce à une plus grande efficacité spectrale, une meilleure tolérance à la dispersion et une meilleure sensibilité, en comparaison avec des systèmes de détection directe.

I.1.3 Modulations directe et externe

Il existe deux approches pour moduler une onde optique :

- La modulation directe de la source, soit par exemple du courant d'un laser, comme illustré sur la figure 1.4(a). Cette approche est avant tout utilisée pour la modulation d'intensité puisque la puissance de sortie a un comportement linéaire entre les

courants de pompe de seuil et de saturation. Cependant, cette approche peut devenir limitante si une liaison dispersive est utilisée. En effet, une source laser est naturellement chirpée [30-32]. C'est-à-dire qu'il existe un couplage entre l'amplitude et la phase de l'onde optique qui produit par conséquent une modulation de phase en plus d'une modulation d'intensité. Cette modulation de phase résiduelle peut être problématique car elle constitue une variation de la fréquence instantanée de l'onde optique, ce qui peut amplifier les dégradations d'un signal causées par la dispersion, une fois transmis dans une fibre optique. C'est notamment le cas si la longueur d'onde du laser est de 1550 nm et que la ligne de transmission utilisée est une SSMF. Nous verrons dans le chapitre III comment le chirp interagit avec la dispersion.

- La modulation externe, en utilisant un modulateur après la source, comme illustré sur la figure 1.4(b). L'avantage de certains modulateurs externes est qu'ils permettent d'avoir un chirp négligeable en sortie [33] tout en ayant une bande passante élevée (voir section I.4), ce qui permet d'optimiser les performances en communications optiques à haut débit et d'avoir une certaine polyvalence sur les lignes de transmissions utilisées, d'autant plus qu'une seule source laser peut être utilisée pour réaliser différentes fonctions indépendantes. Nous étudierons cette approche dans cette thèse.

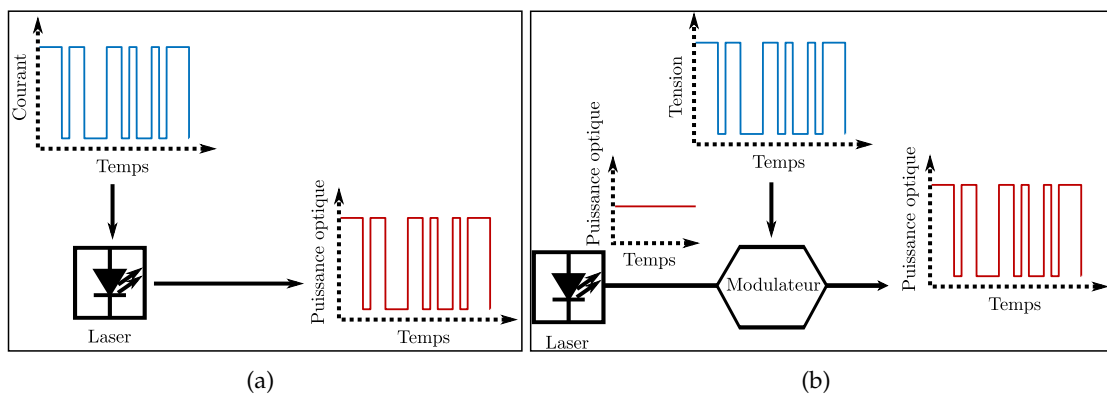


FIGURE 1.4. Schémas de principe des modulations (a) directe et (b) externe.

I.2 Propagation d'une onde optique dans un guide d'onde en silicium-sur-isolant

La technologie silicium-sur-isolant, en anglais "silicon-on-insulator" (SOI), se base sur les mêmes procédés de fabrication adoptés dans l'industrie de la micro-électronique, mais pour des applications photoniques. Les industries utilisant cette technologie ont à disposition des wafers composés d'un substrat en silicium. Une couche de silice (SiO_2) ainsi qu'une couche de silicium sont ensuite déposés. La couche supérieure de silicium peut enfin être gravée par un processus de photolithographie afin d'obtenir des guides d'ondes en silicium selon un masque prédéfini. Le contraste d'indices de réfraction entre les couches de silice et de silicium permet finalement de confiner et de guider une onde optique. Une

dernière couche protectrice de silice peut également être ajoutée afin d'obtenir des guides d'ondes enterrés [34]. La figure 1.5 présente schématiquement cet empilement de couches en vue transverse.

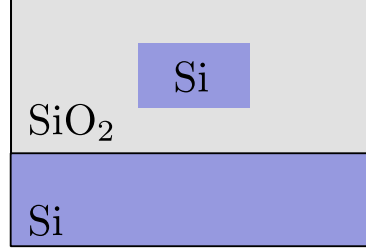


FIGURE 1.5. Représentation en vue transverse d'un guide d'onde en silicium-sur-isolant.

Afin de comprendre comment se propage une onde optique dans un guide d'onde SOI, nous pouvons partir des équations de Maxwell décrivant les champs électrique et magnétique dans l'espace et dans le temps, notés \mathcal{E} et \mathcal{H} respectivement. Nous considérons une onde électromagnétique monochromatique, se propageant suivant l'axe z . La géométrie du guide ainsi que le profil d'indice sont également considérés comme invariants selon l'axe z . Les champs peuvent alors s'écrire :

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}(x, y)e^{j(\omega t - \beta z)}, \quad (1.7)$$

$$\mathcal{H}(x, y, z, t) = \mathbf{H}(x, y)e^{j(\omega t - \beta z)}, \quad (1.8)$$

où \mathbf{E} et \mathbf{H} représentent les distributions spatiales dans le plan transverse des champs \mathcal{E} et \mathcal{H} respectivement. Les équations de Maxwell peuvent être écrites pour un milieu diélectrique supposé isotrope, non magnétique, sans charges ni courants libres :

$$\nabla \cdot (\epsilon \mathcal{E}) = 0, \quad (1.9)$$

$$\nabla \cdot (\mu_0 \mathcal{H}) = 0, \quad (1.10)$$

$$\nabla \times \mathcal{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t}, \quad (1.11)$$

$$\nabla \times \mathcal{H} = \epsilon \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}, \quad (1.12)$$

où \cdot désigne l'opérateur du produit scalaire et \times désigne l'opérateur du produit vectoriel, μ_0 est la perméabilité du vide et ϵ est la permittivité du milieu. Les champs électrique et magnétique sont décrits par des composantes spatiales et temporelles. Étant donné la définition de l'onde, les équations (1.11) et (1.12) peuvent se réécrire

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0\mathbf{H}, \quad (1.13)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon_0 n^2 \mathbf{E}, \quad (1.14)$$

où l'indice de réfraction n est directement relié à la permittivité par $\epsilon = \epsilon_0 n^2$ où ϵ_0 est la permittivité du vide.

Dans le cas d'un guide SOI, le haut contraste d'indice nous empêche de nous placer dans l'approximation du guidage faible. Des équations de propagation peuvent être exprimées,

donnant finalement des distributions de champs avec une composante longitudinale nulle soit pour le champ \mathbf{E} ($E_z = 0$), soit pour le champ \mathbf{H} ($H_z = 0$). Ces solutions sont dans ces cas des modes dits transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM), respectivement. En réalité, dans la plupart des géométries, les composantes longitudinales ne sont pas nulles mais simplement négligeables. On parlera alors de modes "quasi-TE" ou "quasi-TM". Ces équations de propagation peuvent être approximées sous forme scalaires par exemple pour le champ \mathbf{E} à partir des équations (1.13) et (1.14) [35] :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial(n^2 E_x)}{\partial x} \right] + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) E_x = 0, \text{ Quasi-TE} \quad (1.15)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial(n^2 E_y)}{\partial y} \right] + (k_0^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0, \text{ Quasi-TM} \quad (1.16)$$

où k_0 est le vecteur d'onde dans le vide, défini par $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$. La vitesse de la lumière dans le vide est définie par rapport à la permittivité et à la perméabilité par $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$. La constante de propagation β représente la composante longitudinale du vecteur d'onde $k_0 n$ et peut être défini par rapport à un indice effectif n_{eff} selon $\beta = k_0 n_{\text{eff}}$. Résoudre l'équation de propagation revient donc à déterminer les distributions transverses des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} (l'une pouvant être déduite de l'autre, d'après les équations de Maxwell) ainsi que la constante de propagation β , ou autrement dit l'indice effectif n_{eff} . Chaque solution représente un mode guidé.

Différentes méthodes permettent de résoudre une équation de propagation selon la géométrie de guide considérée. Par exemple, la méthode de Marcatili [36] permet d'approximer des solutions analytiques pour des guides d'onde rectangulaires. Sous certaines approximations comme celle du guidage faible (faible contraste d'indice), l'équation de propagation peut parfois être résolue analytiquement.

D'autres méthodes de résolution se basant sur des approches numériques permettent d'aboutir à des solutions plus ou moins précises selon la géométrie considérée. Une méthode implémentée dans [37] consiste à discrétiser la permittivité $\epsilon(x, y)$ dans le plan transverse et de déterminer, par la méthode des différences finies, les distributions de chaque composante des champs transverses $\mathbf{E}(x, y)$ et $\mathbf{H}(x, y)$, ainsi que la constante de propagation β (ou l'indice effectif n_{eff}) pour un mode considéré. L'avantage de l'implémentation de [37] est qu'elle est applicable pour n'importe quelle géométrie de guide d'onde et des anisotropies peuvent être considérées.

La plupart des modulateurs de phase se basent sur une géométrie de guide d'onde de type "rib", c'est-à-dire un guide d'onde plan ayant une partie surélevée dite "ridge". La figure 1.6 représente la distribution d'intensité ainsi que les distributions de chaque composante des champs électrique et magnétique dans le plan transverse d'un guide d'onde rib monomode, calculées à partir de l'algorithme proposé dans [37]. Le mode représenté est principalement constitué par les composantes de champs E_x et H_y et est donc quasi-TE.

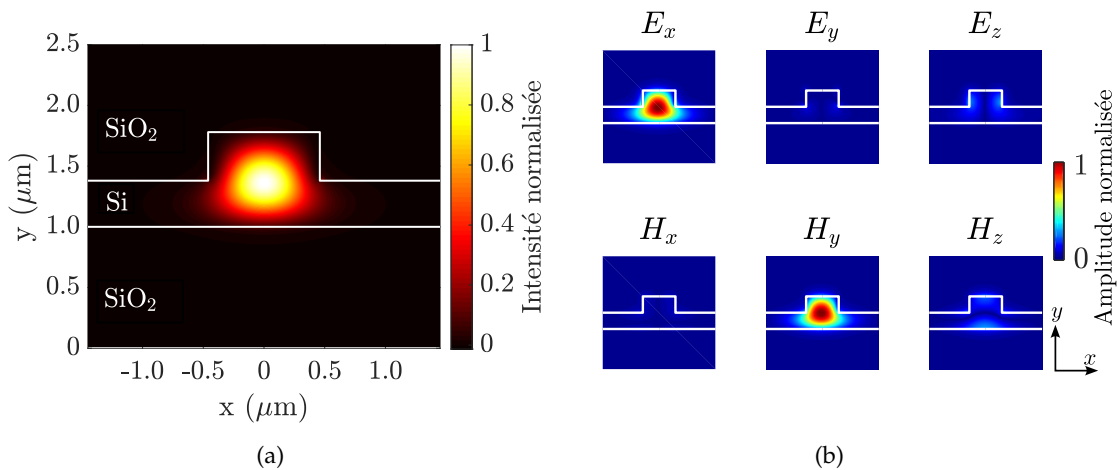


FIGURE 1.6. Simulation des distributions (a) de l'intensité et (b) des composantes des champs électrique et magnétique d'un guide d'onde SOI avec l'algorithme de [37]. La hauteur de la partie plane du guide est de 400 nm. La hauteur totale au niveau de la partie ridge est de 800 nm. La largeur de la partie ridge est de 800 nm.

I.3 Modulation de phase dans le silicium

Nous avons vu en section I.1 que si nous voulons moduler l'amplitude d'une onde optique, certaines limitations apparaissent lorsque l'on module directement la source laser par son courant de pompe. En revanche, la plupart des solutions utilisées aujourd'hui pour de la modulation externe se basent sur de la modulation de phase, car les effets physiques exploités pour y arriver donnent des temps de réponse très faibles et offrent des grandes efficacités de modulation. L'effet Pockels décrit une variation d'indice d'un milieu à structure cristalline non centrosymétrique, lorsque celui-ci est soumis à un champ électrique. La variation d'indice dans ce milieu est proportionnel à la norme du champ électrique appliqué. Le niobate de lithium (LiNbO_3) permet d'exploiter cet effet et est largement utilisé dans les modulateurs commercialisés, atteignant notamment des bandes passantes de l'ordre de plusieurs dizaines de GHz, tout en offrant des grandes efficacités de modulation (de l'ordre de quelques volts appliqués pour un déphasage de π sur 1 cm) [38]. Certaines structures sont alors ensuite mises en œuvre pour convertir la modulation de phase en modulation d'intensité. Ces structures sont présentées en section I.4. Cependant, il est nécessaire de recourir à d'autres solutions pour déphaser une onde optique dans le silicium car la structure cristalline centrosymétrique de ce milieu ne permet pas d'avoir d'effet non-linéaire d'ordre 2, comme l'effet Pockels. Certains travaux de recherche proposent néanmoins d'appliquer des contraintes mécaniques sur le silicium pour briser cette symétrie, notamment en déposant une couche de nitrure de silicium (Si_3N_4) sur le dessus du guide d'onde en silicium [39, 40].

Une autre solution, évitant le dépôt de couches supplémentaires, est de doper le silicium lors de la fabrication du guide d'onde dans le but de réaliser une accumulation, une injection, ou une déplétion de porteurs en appliquant une tension électrique positive ou

négative entre des zones dopées P et N. Plusieurs types de jonctions sont réalisables selon le régime voulu [41]. Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons au régime de déplétion de porteurs car il s'agit du mécanisme le plus rapide [42], offrant donc une plus grande bande passante. Pour cela, la jonction PN est la structure la plus simple et adaptée à mettre en œuvre. Un tel guide d'onde dopé est représenté sur la figure 1.7 où nous faisons l'approximation d'une jonction PN abrupte. Généralement, de telles jonctions sont construites de manière à définir en plus des zones dopées fortement (concentrations de dopants de l'ordre de 10^{20} cm^{-3}), notées P+ et N+, afin de faciliter la diffusion des charges depuis les contacts ohmiques servant à appliquer la différence de potentiel. Ces zones fortement dopées sont également représentées sur la figure 1.7, où les délimitations entre les zones P+ et P, et N+ et N, sont représentées par les coordonnées x_{p+} et x_{n+} , respectivement.

Les effets de dispersion du plasma de porteurs libres ("free carrier plasma dispersion effect" : FCPD) et d'absorption due aux porteurs libres ("free carrier absorption" : FCA) décrivent les variations d'indice de réfraction Δn et d'absorption $\Delta\alpha$ du matériau en fonction des concentrations de porteurs libres (électrons et trous) dans un semiconducteur. Les effets du FCA et du FCPD ont été quantifiés dans le silicium par R. A. Soref et B. R. Bennett à partir du modèle de Drude-Lorentz couplé aux relations de Kramers-Kronig [19, 43] :

$$\Delta n = -\frac{q^2 \lambda^2}{8\pi^2 c^2 \epsilon_0 n} \left[\frac{\Delta N_e}{m_{ce}^*} + \frac{\Delta N_h}{m_{ch}^*} \right], \quad (1.17)$$

$$\Delta\alpha = \frac{q^3 \lambda^2}{4\pi^2 c^3 \epsilon_0 n} \left[\frac{\Delta N_e}{m_{ce}^{*2} \mu_e} + \frac{\Delta N_h}{m_{ch}^{*2} \mu_h} \right], \quad (1.18)$$

où q est la charge électrique élémentaire, ΔN_e et ΔN_h sont respectivement les concentrations d'électrons et de trous libres, m_{ce}^* et m_{ch}^* sont respectivement les masses effectives des électrons et des trous, μ_e et μ_h sont respectivement les mobilités des électrons et des trous. Les équations (1.17) et (1.18) sont généralement exprimées sous la forme de relations empiriques. On a ainsi, pour $\lambda = 1550 \text{ nm}$ [19, 44] :

$$\Delta n = -8.8 \cdot 10^{-22} \Delta N_e - 8.5 \cdot 10^{-18} \Delta N_h^{0.8}, \quad (1.19)$$

$$\Delta\alpha = 8.5 \cdot 10^{-18} \Delta N_e + 6.0 \cdot 10^{-18} \Delta N_h, \quad (1.20)$$

où ΔN_e et ΔN_h sont exprimés en cm^{-3} et $\Delta\alpha$ est exprimé en cm^{-1} . De la même manière que dans [19], nous pouvons isoler chaque contribution des concentrations d'électrons ΔN_e et de trous ΔN_h afin d'observer leur impact sur les quantités Δn et $\Delta\alpha$. La figure 1.8 représente les différentes contributions des électrons et des trous libres sur la variation d'indice en valeur absolue et sur la variation d'absorption engendrées selon les relations (1.19) et (1.20). En ce qui concerne la variation d'indice, on peut constater que la contribution des trous libres est prépondérante devant celle des électrons libres pour des concentrations inférieures à 10^{20} cm^{-3} . Généralement, les concentrations de porteurs libres dans des guides d'ondes en silicium dopés formant une jonction PN restent inférieures à cette valeur. C'est pourquoi la plupart de ce type de jonction est conçu de manière à décaler légèrement la délimitation entre les zones dopées P et N par rapport à la zone de confinement

du mode guidé (de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres) de manière à maximiser la surface d'interaction entre le mode guidé et les trous libres, comme représenté sur la figure 1.7. Cela permet finalement de maximiser la variation d'indice pour une même tension appliquée en exploitant plutôt la déplétion de trous [45]. Cependant, un compromis est à trouver entre l'efficacité de modulation de phase et la bande passante, car la déplétion d'électrons se fait plus rapidement que la déplétion de trous. Par exemple, dans [46], un modulateur en silicium a été conçu de manière à exploiter plutôt la déplétion d'électrons. L'efficacité de modulation a été quant à elle optimisée en utilisant une structure de modulateur à base de micro-résonateur, ce qui a finalement permis de réaliser une modulation NRZ à un débit record (pour l'époque) de 12.5 Gbit/s et avec un taux d'extinction de 8 dB.

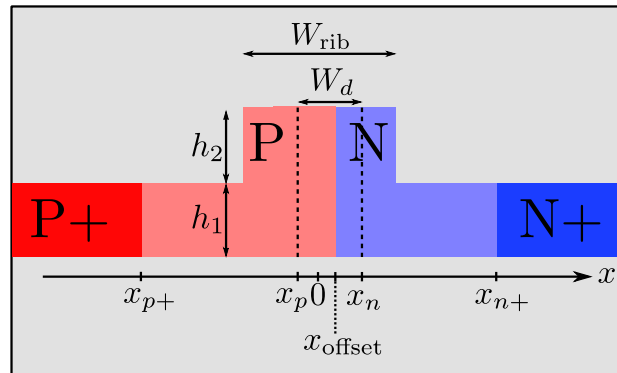


FIGURE 1.7. Représentation d'un guide d'onde rib en SOI dopé formant une jonction PN abrupte.

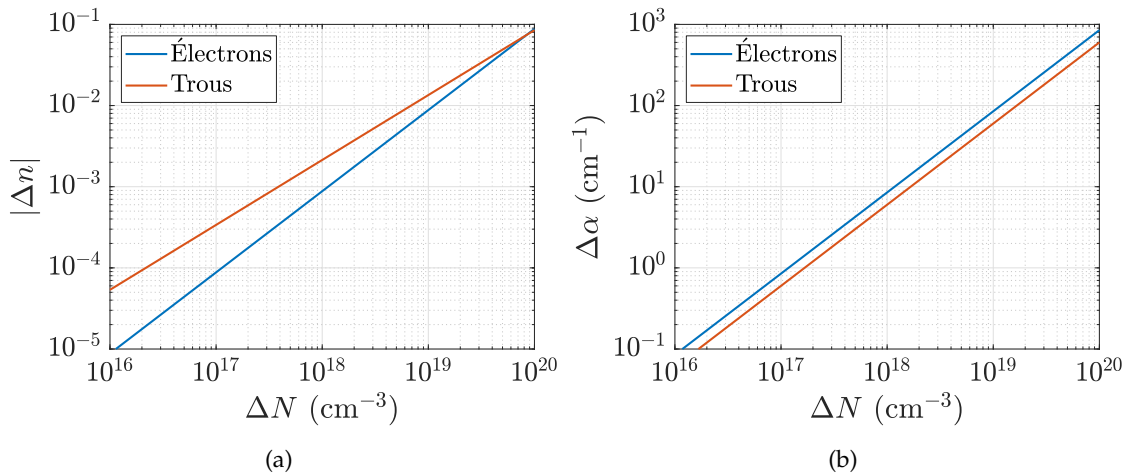


FIGURE 1.8. (a) Variation d'indice en valeur absolue et (b) variation d'absorption engendrée par les variations de concentrations de porteurs libres d'électrons et de trous, à une longueur d'onde de 1550 nm.

Les concentrations de porteurs libres peuvent être modifiées par l'application d'une tension électrique entre les zones P et N. En se plaçant en régime de déplétion, et donc en

appliquant une tension inverse entre les zones P et N, les porteurs libres se diffusent de part et d'autre de la jonction, à l'exception d'une zone de déplétion (ou zone de charge d'espace) délimitée par x_p et x_n , où aucun porteur libre n'est présent. En l'absence de tension appliquée, il existe en réalité une tension intrinsèque liée à la différence de charge des zones P et N. Cette tension dépend des concentrations d'ions donneurs N_D dans la zone N et d'ions accepteurs N_A dans la zone P, de la concentration intrinsèque d'électrons et de trous n_i , ainsi que de la température T du matériau. On note cette tension V_{bi} et elle se définit par [47]

$$V_{bi} = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right), \quad (1.21)$$

avec k_B la constante de Boltzmann. On prendra par la suite $T = 300$ K et $n_i = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ pour le silicium. Cette tension étant non nulle dans le cas d'une jonction PN, il existe donc déjà une zone de déplétion. En appliquant une tension V , la largeur de cette zone de déplétion, notée W_d , va alors pouvoir être modifiée d'après la relation donnée par [47]

$$W_d = \sqrt{\frac{2\epsilon (N_A + N_D) (V_{bi} - V)}{q N_A N_D}}. \quad (1.22)$$

Une variation de la largeur de la zone de déplétion W_d va ainsi induire des variations des concentrations de porteurs libres ΔN_e et ΔN_h . Les délimitations de la zone de déplétion peuvent être déduites de l'équation (1.22) en considérant le décalage x_{offset} de la délimitation des zones P et N par rapport au centre du guide d'onde :

$$x_p = x_{\text{offset}} - \frac{W_d}{1 + \frac{N_A}{N_D}}, \quad (1.23)$$

$$x_n = x_{\text{offset}} + \frac{W_d}{1 + \frac{N_D}{N_A}}. \quad (1.24)$$

En considérant la diffusion des porteurs minoritaires comme linéaire du fait que la largeur de la jonction PN est plus courte que la longueur de diffusion, on obtient les distributions de porteurs libres [34] :

$$\Delta N_e(x, V) = \begin{cases} n_{p0} \left[1 + \left(1 - \frac{x_p - x}{x_p - x_{p+}} \right) \left(e^{\frac{qV}{k_B T}} - 1 \right) \right], & x_{p+} < x < x_p \\ 0, & x_p < x < x_n \\ N_D, & x_n < x < x_{n+} \end{cases} \quad (1.25)$$

$$\Delta N_h(x, V) = \begin{cases} N_A, & x_{p+} < x < x_p \\ 0, & x_p < x < x_n \\ p_{n0} \left[1 + \left(1 - \frac{x - x_n}{x_{n+} - x_n} \right) \left(e^{\frac{qV}{k_B T}} - 1 \right) \right], & x_n < x < x_{n+} \end{cases} \quad (1.26)$$

avec

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A}, \quad (1.27)$$

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}. \quad (1.28)$$

Ces distributions de porteurs libres sont représentées sur la figure 1.9.

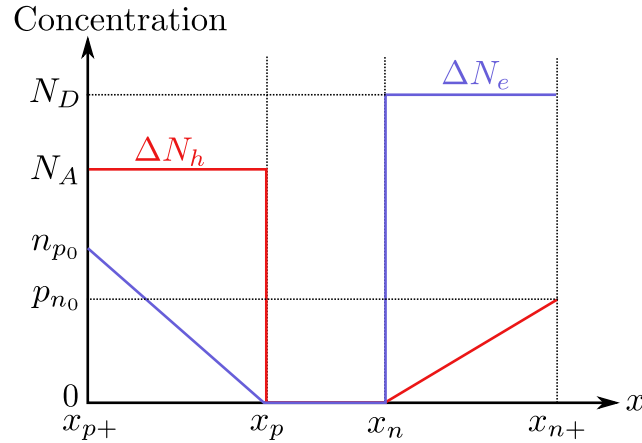


FIGURE 1.9. Représentation des distributions des porteurs libres d'après les équations (1.25) et (1.26). Dans le cadre de cette illustration, l'échelle de l'axe des ordonnées est arbitraire.

Une telle jonction permet d'y appliquer des tensions négatives (déplétion de porteurs), par rapport aux charges des différentes zones, en ne générant presque pas de courant (de l'ordre du nA). À partir d'une certaine tension négative, dite d'avalanche, le champ électrique est suffisamment intense pour générer de nouvelles paires d'électrons-trous, ce qui finit par générer du courant [47]. Pour des tensions positives (injection de porteurs), du courant est également généré à partir d'une tension dite de seuil. Cette caractéristique courant-tension a été mesurée avec les modulateurs à disposition présentés en Introduction et est représentée sur la figure 1.10. Dans le but de réaliser des communications optiques, nous limiterons les tensions appliquées à l'intervalle entre l'avalanche et le seuil, afin de ne pas générer de courant, c'est-à-dire dans notre cas entre 0 V et -14 V environ. La génération de courant induit un échauffement, amenant à une variation d'indice effectif susceptible d'être difficilement contrôlable, en plus de potentiellement endommager le modulateur. Afin de rester en régime de déplétion, une tension négative de bias constante (DC) pourra donc être ajoutée à la tension de modulation.

Les variations d'indice et d'absorption dans le silicium peuvent désormais être connues à l'aide des équations (1.19) et (1.20). Cependant, de telles variations sont mesurables uniquement au travers de l'interaction du mode guidé. Autrement dit, le déphasage et l'intensité mesurés en sortie du guide d'onde résultent de variations d'indice et de pertes effectives. Pour estimer ces variations, il est nécessaire de coupler les relations de Soref et Bennett avec la distribution du champ électrique et l'indice effectif du mode qui peuvent être déterminés numériquement avec l'algorithme de [37], par exemple. Une méthode pour décrire ensuite l'interaction du mode guidé avec la distribution d'indice, est de calculer l'intégrale de recouvrement du champ électrique interagissant avec les distributions d'indice et d'absorption données par les relations de Soref et Bennett, en utilisant la théorie des perturbations en considérant le mode TE [48]. Celle-ci permet de remonter au déphasage $\Delta\phi$ et aux pertes d'insertion IL (qui représentent les pertes dites effectives)

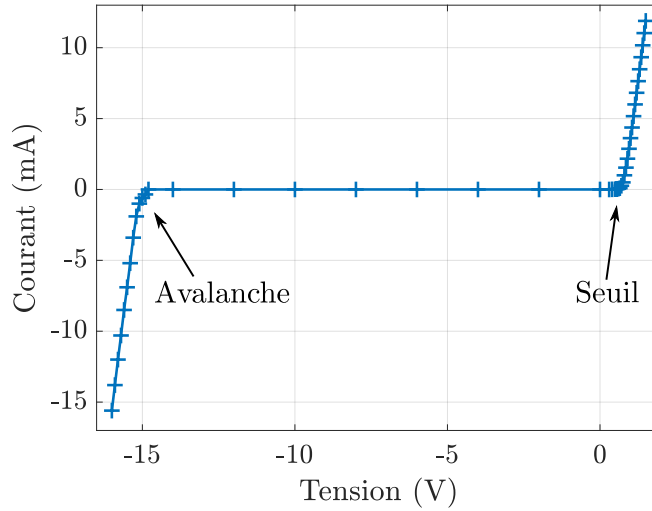


FIGURE 1.10. Mesure de la caractéristique courant-tension d'une jonction PN d'un des modulateurs à disposition.

pour une longueur L de propagation. L'avantage de cette méthode des perturbations est qu'elle ne nécessite qu'une seule résolution de mode initiale (en l'absence de dopage), dont la composante prépondérante du champ électrique peut être notée E_{x_0} et l'indice effectif correspondant n_{eff_0} , ce qui réduit considérablement le nombre d'opérations et par conséquent le temps de calcul [49] :

$$\Delta\phi(L, V) = \frac{2\pi L}{\lambda} \frac{\iint n(x, y) \Delta n(x, y, V) |E_{x_0}(x, y)|^2 dx dy}{n_{\text{eff}_0} \iint |E_{x_0}(x, y)|^2 dx dy} = \frac{2\pi L}{\lambda} \Delta n_{\text{eff}}(V), \quad (1.29)$$

$$IL_{\text{dB}}(L, V) = 20 \log_{10} \left[\exp \left(\frac{L}{2} \frac{\iint \Delta\alpha(x, y, V) |E_{x_0}(x, y)|^2 dx dy}{\iint |E_{x_0}(x, y)|^2 dx dy} \right) \right]. \quad (1.30)$$

Prenons un exemple typique d'un guide d'onde et d'une jonction PN. Les dimensions du guide d'onde et les propriétés de la jonction PN correspondent à ceux des modulateurs à disposition et sont regroupés dans le tableau 1.1. Les variations d'indice effectif et de pertes d'insertion ont été calculées selon les équations (1.29) et (1.30) et sont représentées sur la figure 1.11, où la variation d'indice effectif Δn_{eff} est redéfinie par rapport à 0 V. La représentation de l'indice effectif au lieu du déphasage même est souvent plus intéressante car cette grandeur peut être particulièrement utile pour calculer les variations d'autres grandeurs physiques, notamment la variation de la longueur d'onde de résonance dans le cas d'une structure de modulateur à base de micro-résonateur (décrite en section I.4.2).

D'après la simulation illustrée sur la figure 1.11, nous pouvons comparer les efficacités de modulation de phase et d'absorption. Par exemple, prenons un déphaseur de longueur $L = 5$ mm et une tension de modulation comprise entre 0 V et -2 V. Imaginons que nous voulons utiliser ce déphaseur comme modulateur d'intensité en exploitant l'effet du FCA. D'après la simulation des pertes effectives, le rapport entre le maximum et le minimum de puissance en sortie, soit ce qu'on peut définir comme le taux d'extinction statique (parfois

h_1	150 nm
h_2	150 nm
W_{rib}	400 nm
x_{p+}	-200 nm
x_{n+}	+200 nm
x_{offset}	+25 nm
N_D	10^{18} cm^{-3}
N_A	$5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

TABLEAU 1.1. Paramètres de simulation du guide d'onde et de la jonction PN associée.

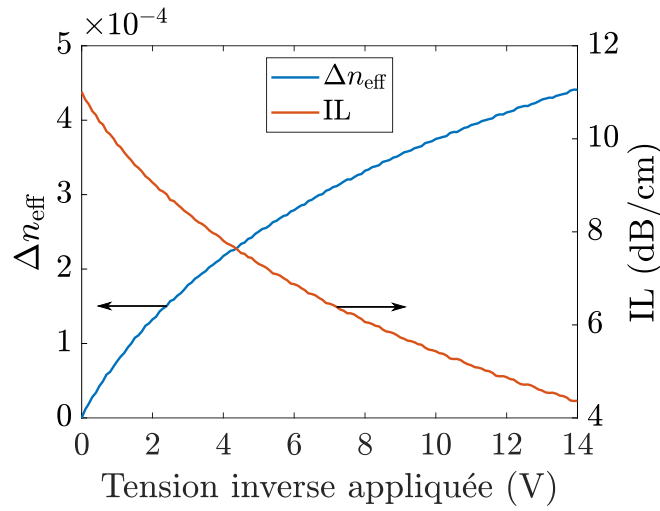


FIGURE 1.11. Simulation de la variation d'indice effectif (définie par rapport à l'indice effectif sans tension appliquée) et des pertes d'insertion par unité de longueur en fonction de la tension inverse appliquée. Les paramètres de la simulation correspondante sont regroupés dans le tableau 1.1.

appelé DC ER dans la littérature), serait de seulement 1 dB.

Maintenant, prenons le même déphaseur et considérons-le comme étant un bras d'un MZI idéal (couplage égal vers chaque bras et pas de pertes) afin de réaliser une modulation d'intensité à partir d'une modulation de phase en exploitant l'effet du FCPD. La différence d'indice effectif entre les deux états de tensions est de $1.32 \cdot 10^{-4}$, ce qui correspond à une différence de phase de 2.68 rad d'après l'équation (1.29), et au final à un taux d'extinction statique de 18.6 dB en sortie du MZI. Ce bref exemple nous permet de nous rendre compte de l'efficacité de modulation de phase par le FCPD, puisque celle-ci, une fois convertie en modulation d'intensité, nous permet d'atteindre un taux d'extinction relativement grand par rapport à la modulation d'absorption par le FCA. Une autre métrique couramment utilisée pour décrire l'efficacité de modulation est ce qu'on note $V_{\pi}L$, ce qui correspond à la tension à appliquer pour déphaser l'onde de π sur une unité de longueur. Dans l'exemple précédent, nous obtenons $V_{\pi}L \approx 1.17 \text{ V} \cdot \text{cm}$ entre 0 V et -2 V.

En réalité, pour avoir une meilleure estimation de l'efficacité de modulation, nous pouvons prendre la variation moyenne d'indice effectif sur toute la gamme de tension que peut supporter la jonction PN puisqu'on constate que la variation d'indice effectif n'est pas linéaire en fonction de la tension et est plus faible pour des tensions plus grandes. Si l'on considère l'intervalle de tensions de 0 V à -14 V, nous avons en moyenne $V_{\pi}L \approx 2.46 \text{ V} \cdot \text{cm}$. Ces valeurs calculées correspondent à ce qui est recensé dans la littérature pour les modulateurs en silicium à déplétion de porteurs ($V_{\pi}L \sim 2 \text{ V} \cdot \text{cm}$) [13]. Notons qu'il est préférable d'exploiter des faibles tensions de modulation pour rester efficace, d'après la figure 1.11. Il vaut donc mieux minimiser les tensions de polarisation à appliquer tout en restant dans l'intervalle de tension allouée par la jonction PN pour rester en régime de déplétion. L'optimisation de cette efficacité de modulation est faite avant tout sur la conception des jonctions PN, à la fois dans le but de maximiser la bande passante en réduisant les résistances et capacités équivalentes, et dans le but de maximiser l'interaction du mode optique avec les porteurs libres [50].

I.4 Structures de modulateurs

Nous avons vu en section I.1 que les systèmes de détection actuels utilisés au sein des centres de données se basent sur la détection directe et donc sur des formats de modulation d'intensité. Nous avons également vu en section I.3 qu'il est préférable d'exploiter la modulation de phase dans le silicium car celle-ci est plus efficace que la modulation d'absorption. C'est pourquoi nous nous intéressons dans cette thèse à des structures de modulateurs permettant de convertir la modulation de phase en modulation d'intensité. Un premier exemple a brièvement été introduit précédemment : le MZI. Il est naturel de rechercher une structure interférométrique pour convertir une modulation de phase en modulation d'intensité. Par exemple, la plupart des systèmes de transmissions fibrés avec des modulateurs externes utilisent des modulateurs à base de MZI. Cependant, la recherche de compacité et d'efficacité de modulation nous pousse aujourd'hui à étudier d'autres structures [51]. Les micro-résonateurs sont notamment des bons candidats pour répondre à ces besoins. C'est pourquoi la plupart des modulateurs en silicium sont conçus avec ces deux structures, soit séparément, soit en les combinant. Nous étudierons dans les sections suivantes le fonctionnement ainsi que les performances de ces modulateurs.

I.4.1 Interféromètre de Mach-Zehnder

L'interféromètre de Mach-Zehnder, représenté schématiquement sur la figure 1.12, consiste à séparer une onde optique en deux et les faire prendre un chemin différent (qu'on appellera des bras), puis les recombinaison. Selon le chemin parcouru par les ondes sur l'un ou l'autre des deux bras, la différence de phase entre ces deux ondes peut donner une interférence constructive ou destructive. Cela permet alors de visualiser une variation de phase par le biais d'une variation d'intensité, et donc de rester sur un système de détection quadratique. La figure 1.12 montre un modulateur à interféromètre de Mach-

Zehnder (MZM) en configuration "dual-drive", c'est-à-dire où la tension de modulation est appliquée sur les deux bras, avec deux tensions indépendantes V_1 et V_2 ou bien en utilisant une même tension répartie sur chaque bras de manière à avoir $V_1 = -V_2$ (configuration "push-pull"), selon l'utilisation souhaitée.

Comme évoqué en section I.3, le niobate de lithium permet de réaliser une variation de phase par effet Pockels lorsqu'une tension est appliquée. La plupart des MZM commercialisés sont fabriqués en niobate de lithium. Nous avons vu en début de section que les modulateurs exploitant cet effet peuvent atteindre des bandes passantes de plusieurs dizaines de GHz [38].

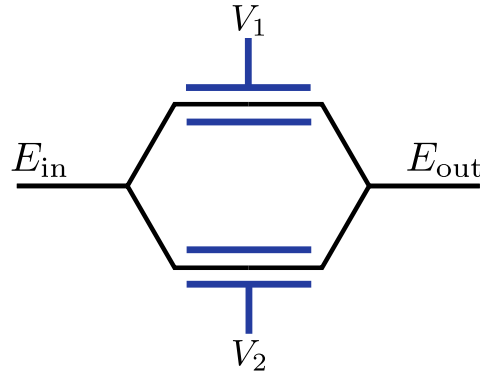


FIGURE 1.12. Représentation schématique d'un modulateur à interféromètre de Mach-Zehnder de type "dual-drive".

Afin de relier la tension appliquée au déphasage induit, nous pouvons définir la tension V_π du modulateur comme étant la tension nécessaire pour créer un déphasage de π . Cela correspond alors à la tension nécessaire à appliquer pour passer d'un maximum à un minimum d'intensité en sortie du modulateur. Cette tension caractéristique est généralement donnée par le constructeur. Nous pouvons à présent exprimer le déphasage ϕ_i induit par la tension V_i , où $i = 1, 2$ désigne soit le bras 1, soit le bras 2 :

$$\phi_i = \frac{\pi}{V_\pi} V_i. \quad (1.31)$$

Le champ électrique en sortie E_{out} peut ensuite s'exprimer en fonction du champ électrique en entrée E_{in} en faisant intervenir les termes de déphasage sur chaque bras. En considérant un coupleur idéal (répartissant 50% de la puissance dans chaque bras) et en négligeant les pertes, nous avons :

$$E_{\text{out}} = \frac{E_{\text{in}}}{2} \left(e^{-j\phi_1} + e^{-j\phi_2} \right). \quad (1.32)$$

L'équation (1.32) peut également s'écrire sous la forme :

$$E_{\text{out}} = E_{\text{in}} \cos \left(\frac{\phi_2 - \phi_1}{2} \right) e^{-j \left(\frac{\phi_1 + \phi_2}{2} \right)}. \quad (1.33)$$

Nous pouvons constater, d'après les équations (1.31) et (1.33), que la configuration "push-pull" ($V_1 = -V_2$) permet d'obtenir $\phi_1 = -\phi_2$ et donc d'annuler la modulation de phase en

sortie, pour ne garder que la modulation d'intensité. Cette configuration est très avantageuse puisqu'elle permet de s'affranchir du chirp [33], et donc de ne pas subir de dégradations supplémentaires liées à la dispersion quand l'onde modulée est transmise dans une ligne dispersive. C'est pourquoi cette configuration est très souvent utilisée dans les systèmes de transmission à modulation externe.

L'équation (1.33) permet d'exprimer simplement la puissance P_{out} en sortie du modulateur :

$$\begin{aligned} P_{\text{out}} &= |E_{\text{out}}|^2 \\ &= P_{\text{in}} \cos^2 \left(\frac{\phi_2 - \phi_1}{2} \right) \\ &= P_{\text{in}} \cos^2 \left(\frac{\pi (V_2 - V_1)}{2V_\pi} \right), \end{aligned} \quad (1.34)$$

où P_{in} est la puissance optique en entrée du modulateur. La puissance de sortie P_{out} est représentée en fonction de la différence de tension appliquée entre chaque bras sur la figure 1.13 et illustre la fonction donnée par l'équation (1.34). Nous pouvons noter qu'il est utile d'ajouter une tension de polarisation constante, notée V_{DC} , qui permet de centrer l'intervalle de tension de modulation sur un point de quadrature si $V_{\text{DC}} = \frac{V_\pi}{2}$. Ainsi, avec une amplitude de modulation de V_π , la modulation d'intensité se fait entre un minimum et un maximum de transmission, ce qui permet de maximiser le taux d'extinction.

Bien-sûr, pour un MZM en silicium, la tension de polarisation V_{DC} doit être négative afin que la tension de modulation appliquée reste dans l'intervalle de tension allouée par la jonction PN. Par ailleurs, l'équation (1.31) décrit un déphasage proportionnel à la tension appliquée, ce qui est le cas avec l'effet Pockels, mais pas avec le silicium dopé, d'après la figure 1.11. S'ajoute à ces non-linéarités une légère modulation d'absorption, d'après l'équation (1.20). Pour un MZI en silicium, cela implique par conséquent une réponse légèrement différente (cosinus déformé) que ce que montre la figure 1.13.

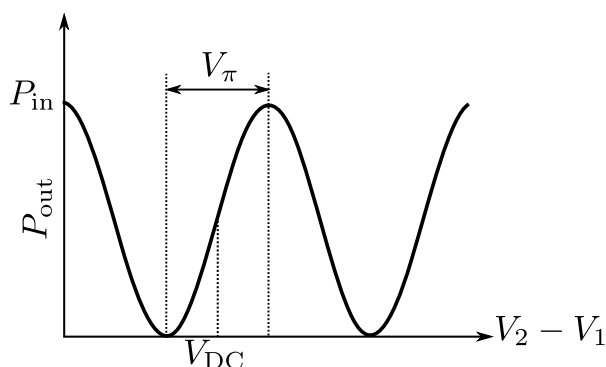


FIGURE 1.13. Puissance en sortie d'un MZM en fonction de la différence de tension appliquée entre chaque bras.

Nous avons évoqué en section I.3 un exemple de déphaseur de 5 mm de longueur servant comme bras d'un MZI offrant un taux d'extinction de 18.6 dB en considérant les paramètres du guide d'onde et de la jonction PN du tableau 1.1. Il s'agit encore d'un

déphaseur relativement grand par rapport à ce que l'on peut rechercher en terme de compacité (<1 mm). Le principal problème d'une telle structure est que sa tension V_π dépend directement de la longueur de déphasage, et que si l'on réduit cette longueur à moins de 1 mm, la tension à appliquer pour obtenir le même taux d'extinction sera beaucoup trop grande (supérieure à l'intervalle de tension allouée par la jonction PN). Pour s'en rendre compte, nous pouvons reprendre cet exemple en prenant $L = 1$ mm comme longueur de déphaseur. Entre 0 V et -14 V, en supposant que $V_{DC} = -7$ V correspond à un point de quadrature, le déphasage induit est de 1.79 rad, ce qui donne finalement, en sortie du MZI, un taux d'extinction de 9.1 dB. En prenant en compte l'efficacité de modulation moyenne de $V_\pi L = 2.46$ V · cm, nous pouvons déduire la tension V_π de ce modulateur à environ 24.6 V pour une longueur de bras de 1 mm contre 4.9 V pour une longueur de bras de 5 mm. Nous avons à disposition un MZM en silicium dont la longueur des bras est de 1 mm. La figure 1.14 montre la mesure de la puissance en sortie du modulateur en fonction de la tension inverse appliquée entre 0 V et -14 V. Nous pouvons constater que la tension V_π de ce MZM est effectivement plus grande que 14 V puisque l'intervalle de tension sur lequel la mesure a été réalisée n'est pas suffisamment grand pour voir apparaître à la fois un minimum et un maximum de puissance.

Le MZM en silicium est par conséquent un modulateur pouvant offrir un fort taux d'extinction (>10 dB) à condition d'avoir une longueur de bras d'au moins quelques millimètres, ce qui le rend tout à fait viable pour réaliser une modulation d'intensité dans un format ASK si aucune contrainte de compacité n'est imposée. Pour une implémentation submillimétrique, cette structure devient vite limitée car elle nécessite d'utiliser des tensions pouvant représenter de fortes dépenses d'énergie, et peut présenter une tension caractéristique V_π supérieure à l'amplitude de modulation atteignable sans générer de courant dans la jonction PN. Il est donc nécessaire de rechercher d'autres structures à la fois compactes et efficaces en modulation.

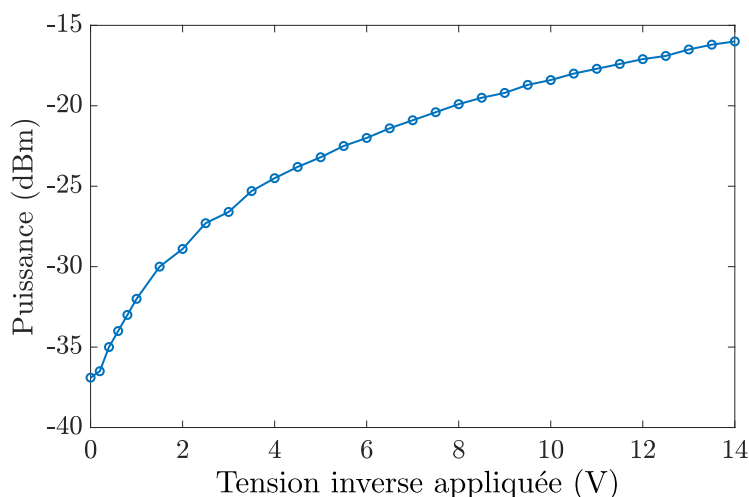


FIGURE 1.14. Mesure de la puissance en sortie d'un MZM en silicium en fonction la tension inverse appliquée sur un des bras.

I.4.2 Micro-résonateur en anneau

Les micro-résonateurs sont des structures déjà énormément étudiées pour des applications diverses, comme par exemple pour réaliser des filtres accordables en bande passante et en longueur d'onde [52, 53], pour réaliser des biocapteurs spécifiques [54], ou dans notre cas, pour s'en servir comme modulateurs (RRM : "ring resonator modulator"). Dans le cadre de ce dernier champ d'applications, il a déjà été montré que cette structure est très intéressante dans son implémentation en technologie SOI pour répondre à la problématique de compacité tout en offrant une grande efficacité de modulation [55].

Dans un premier temps, nous pouvons étudier son fonctionnement dans sa configuration la plus simple : "all-pass", c'est-à-dire en considérant une cavité en anneau couplée à un seul guide d'onde droit, comme illustré sur la figure 1.15. Nous pouvons définir le coefficient σ dit de couplage direct ("self-coupling"), qui pondère la partie du champ électrique qui n'est pas couplée du guide droit vers l'anneau ni de l'anneau vers le guide droit. À l'inverse, on définit le coefficient de couplage croisé ("cross-coupling") κ qui pondère la partie du champ couplée d'un guide à l'autre. Par la suite, nous ferons l'approximation que les pertes de couplage sont négligeables, ce qui revient à $\sigma^2 + \kappa^2 = 1$. Nous pouvons de plus noter un facteur $-j$ lors d'un couplage croisé, qui traduit le déphasage de $\frac{\pi}{2}$ du champ électrique, d'après la théorie des modes couplés [35]. Enfin, la propagation du champ électrique au sein de l'anneau est caractérisé par le facteur $ae^{-j\phi_r}$, où a traduit les pertes linéiques de propagation α selon $a^2 = e^{-\alpha L}$, où L est la circonférence de l'anneau. Le coefficient a pondère l'amplitude du champ électrique. ϕ_r est le déphasage induit sur la circonférence de l'anneau. E_1 et E_2 représentent des champs électriques intermédiaires dans l'anneau après propagation dans l'anneau et après couplage du guide droit vers l'anneau. D'après ces définitions, nous pouvons exprimer les différents champs :

$$E_1 = ae^{-j\phi_r} E_2, \quad (1.35)$$

$$E_2 = -j\kappa E_{\text{in}} + \sigma E_1, \quad (1.36)$$

$$E_{\text{out}} = \sigma E_{\text{in}} - j\kappa E_1. \quad (1.37)$$

En combinant ces équations, nous obtenons la fonction de transfert :

$$\frac{E_{\text{out}}}{E_{\text{in}}} = \frac{\sigma - ae^{-j\phi_r}}{1 - \sigma ae^{-j\phi_r}}. \quad (1.38)$$

En puissance, la fonction de transfert devient :

$$\left| \frac{E_{\text{out}}}{E_{\text{in}}} \right|^2 = \frac{a^2 + \sigma^2 - 2a\sigma \cos(\phi_r)}{1 + a^2\sigma^2 - 2a\sigma \cos(\phi_r)}. \quad (1.39)$$

Nous pouvons représenter cette fonction de transmission en régime statique (sans tension de modulation appliquée) à partir d'une première estimation des coefficients a , σ et ϕ_r . En ce qui concerne les pertes de propagation, nous pouvons reprendre l'exemple de simulation réalisée en section I.3 en choisissant une tension de bias de $V_{\text{DC}} = -7$ V pour rester au

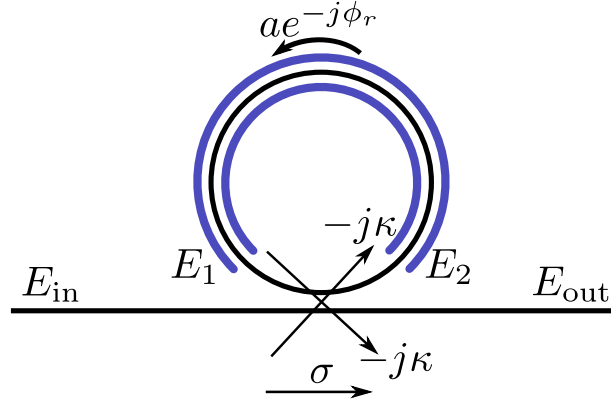


FIGURE 1.15. Représentation schématique d'un modulateur à micro-résonateur en anneau en configuration "all-pass". Les lignes bleues représentent la zone sur laquelle la tension est appliquée.

centre de l'intervalle de tensions applicables lorsqu'une tension de modulation sera appliquée par la suite. D'après la figure 1.11, nous avons $IL(V_{DC}) \approx 6.5$ dB/cm, ce qui correspond à des pertes linéiques de $\alpha \approx 150$ m⁻¹. En choisissant par exemple un rayon d'anneau de $R = 20$ μm, nous pouvons en déduire le coefficient de pertes $a = e^{-\frac{\alpha}{2}2\pi R} \approx 0.99$. Le déphasage ϕ_r est défini comme étant :

$$\phi_r = \frac{2\pi L n_{\text{eff}}}{\lambda} = \frac{4\pi^2 R n_{\text{eff}}}{\lambda}. \quad (1.40)$$

Sur le même exemple de simulation, nous avons $n_{\text{eff}}(V_{DC}) \approx 2.7529$. Il ne reste plus qu'à définir la valeur du coefficient de couplage σ qui dépend de l'espace entre le guide d'onde droit et l'anneau. Dans un premier temps, nous pouvons le définir égal à a , ce qui correspond au régime de couplage critique. Avec ces paramètres, la fonction de transmission a été calculée en fonction de λ et est représentée sur la figure 1.16.

Nous pouvons observer des pics de résonance, donnant une transmission nulle dans le régime de couplage critique quand $\phi_r = 2k\pi$ d'après l'équation (1.39), où k est un nombre entier. Cette résonance se produit lors d'un accord entre la longueur de la cavité et la longueur d'onde permettant de garder l'onde à la même phase (à un multiple de 2π près) avant et après propagation sur un tour complet de l'anneau. Cette condition de résonance peut être généralisée en reprenant l'équation (1.40), soit

$$\lambda_{\text{res},k} = \frac{2\pi R n_{\text{eff}}}{k}, \quad (1.41)$$

où $\lambda_{\text{res},k}$ désigne la longueur d'onde de résonance satisfaisant la relation pour l'entier k . Nous pouvons effectivement constater d'après l'équation (1.38), qu'en régime de couplage critique et à une longueur d'onde de résonance, le champ électrique de sortie E_{out} est nul, ce qui correspond au cas où le champ couplé de l'anneau vers le guide droit ($-j\kappa E_1$) et la partie du champ d'entrée couplée directement vers la sortie (σE_{in}) s'annulent, d'après l'équation (1.37). Dans la pratique, il n'est pas concevable de faire correspondre exactement a et σ à cause des pertes supplémentaires pouvant être provoquées par la

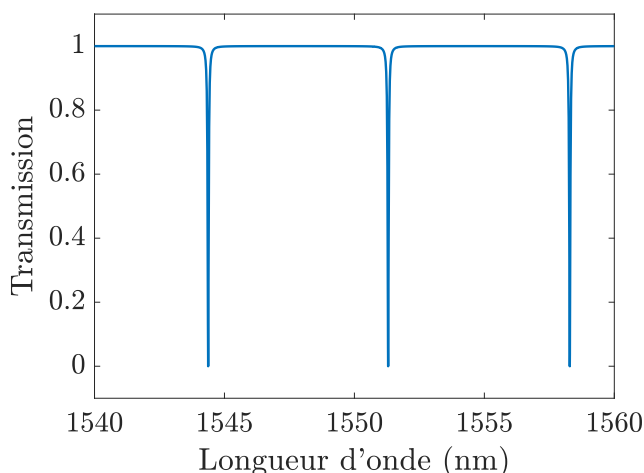


FIGURE 1.16. Fonction de transmission calculée d’après l’équation (1.39), pour un RRM de $20 \mu\text{m}$ de rayon, en régime de couplage critique avec $a = \sigma = 0.99$ et un indice effectif de $n_{\text{eff}} = 2.7529$.

rugosité des guides d’onde ainsi que des imprécisions des dimensions des guides ou du gap entre eux, dues aux procédés de fabrication. De plus, la modulation d’absorption due au FCA, certes faible, implique une modulation du coefficient a , ce qui empêche de rester en couplage critique même en considérant un guide d’onde sans pertes et parfaitement défini. Nous sommes alors soit en régime de sous-couplage ($a < \sigma$), soit en régime de sur-couplage ($a > \sigma$).

Il est intéressant de noter que les longueurs d’onde de résonance sont proportionnelles à l’indice effectif, d’après l’équation (1.41). Cela implique que si l’on choisit une longueur d’onde de source fixe, par exemple à une longueur d’onde de résonance, l’application d’une tension modifiant l’indice effectif dans l’anneau permet alors de décaler la résonance et faire varier la puissance en sortie. Nous pouvons ainsi réaliser une modulation d’intensité par le biais d’une modulation de phase. Ce principe est illustré sur la figure 1.17 où une différence d’indice effectif de $2 \cdot 10^{-4}$ décale la longueur d’onde de résonance d’environ 113 pm. Notons que dans le régime de couplage critique, nous pouvons théoriquement avoir un taux d’extinction infini en ayant une transmission totalement nulle à la longueur d’onde de résonance. Ce régime n’est pas atteignable dans la pratique mais nous pouvons nous en approcher le plus possible pour maximiser le taux d’extinction.

Les fonctions de transfert en puissance et en phase sont représentées sur la figure 1.18 en faisant varier σ pour visualiser les différents régimes de couplage. Nous pouvons remarquer que la différence entre les régimes de sous-couplage et de sur-couplage est visible principalement sur la réponse en phase pour cette structure. En sur-couplage, le déphasage de l’onde optique entre l’entrée et la sortie du résonateur est de π à la longueur d’onde de résonance. Si la longueur d’onde de la source s’éloigne de la résonance, ce déphasage tend à être nul, avec une pente de même signe en fonction

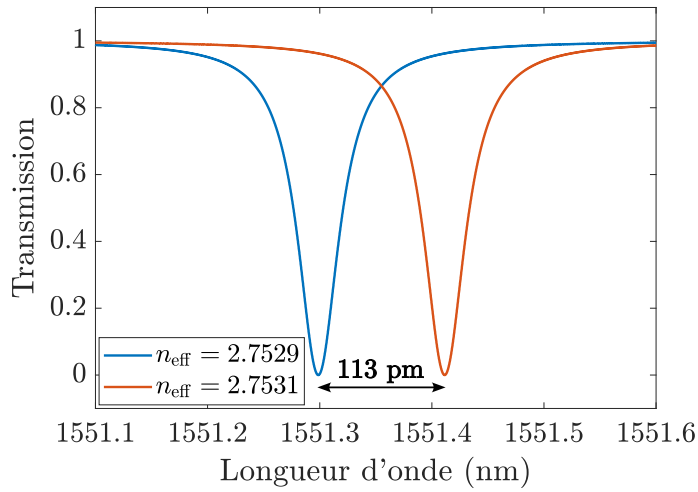


FIGURE 1.17. Simulation de la fonction de transfert en puissance d'un RRM de $20 \mu\text{m}$ de rayon, de paramètres $a = \sigma = 0.99$, pour deux indices effectifs différents.

de la longueur d'onde. En sous-couplage, le déphasage est nul à la résonance et tend également vers 0 pour des longueurs d'onde très éloignées de la résonance. Le déphasage présente en revanche différentes variations pour des longueurs d'onde proches de la résonance. Ces différences de réponse en phase entre ces deux régimes de couplage donnent des propriétés de couplages entre la phase et l'amplitude de l'onde (chirp) différentes. Cela aura pour conséquence d'impacter différemment l'onde optique, notamment lorsque celle-ci sera transmise dans une ligne dispersive. C'est pourquoi nous nous intéresserons dans le chapitre III à l'étude du chirp d'un RRM en régime dynamique.

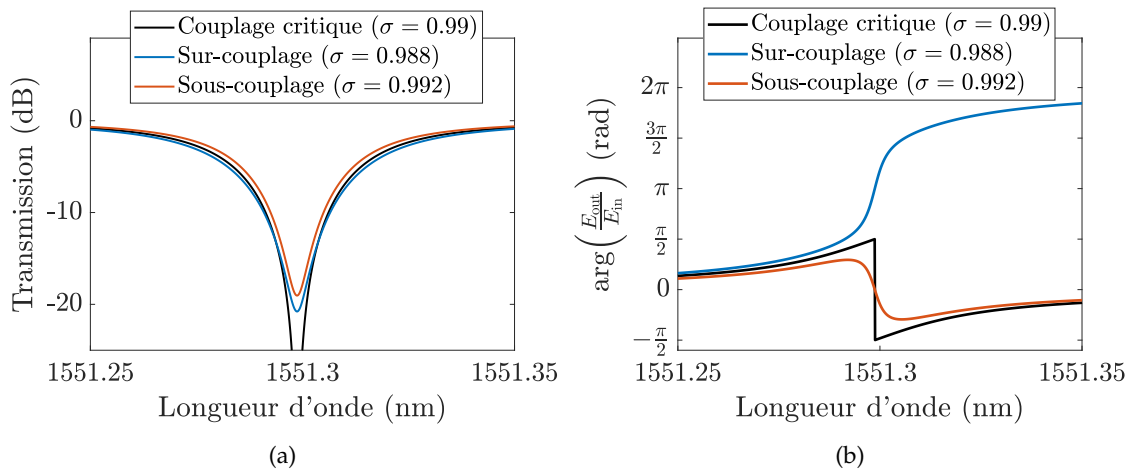


FIGURE 1.18. Simulation des fonctions de transfert (a) en puissance et (b) en phase du RRM pour différents régimes de couplage avec $a = 0.99$.

En réalité, du fait de la proximité de l'anneau avec le guide d'onde droit, la jonction PN n'est généralement pas présente sur l'entièreté de la circonférence de l'anneau, à cause

de la zone de couplage avec le guide droit, comme illustré sur la figure 1.15. Nous allons cependant par la suite, par soucis de modélisation, faire l'approximation d'une tension appliquée sur toute la circonférence de l'anneau, ce qui se traduit par une modulation de la phase ϕ_r et du coefficient d'absorption a . En reprenant l'exemple de la jonction PN de la section I.3, nous pouvons représenter les fonctions de transmissions pour différentes tensions en considérant ces deux types de modulation. Ces fonctions de transmissions sont représentées sur la figure 1.19, où nous pouvons voir en plus du décalage de la résonance, due à la modulation de phase, une modification de la profondeur de la résonance, due à la modulation d'absorption.

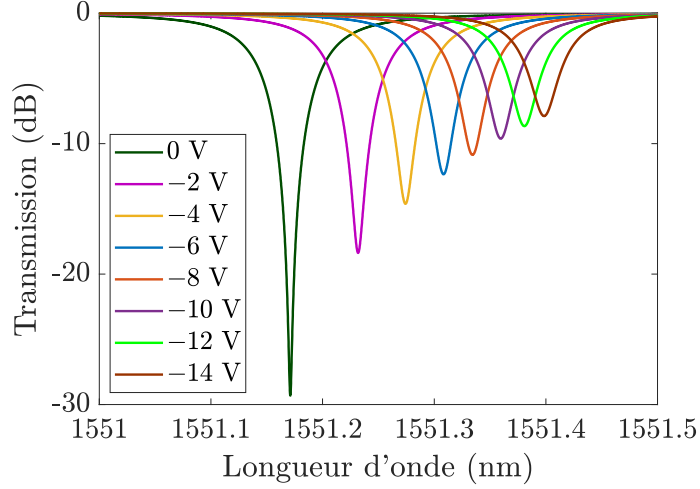


FIGURE 1.19. Simulation des fonctions de transmission d'un RRM de $20 \mu\text{m}$ de rayon pour différentes tensions appliquées. Les indices effectifs et coefficients d'absorption propres à chaque valeur de tension appliquée correspondent à la simulation illustrée sur la figure 1.11. Le RRM reste en régime de sur-couplage en fixant $\sigma = 0.983$.

Une autre propriété intéressante à étudier sur cette structure est la largeur du pic de résonance. Celle-ci définit à la fois une bande passante optique mais aussi le taux d'extinction atteignable pour une même amplitude de modulation et une même efficacité de modulation de la jonction PN. Cette largeur de la résonance, définie à mi-hauteur et notée $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ (FWHM pour "full width at half maximum") caractérise le facteur de qualité à la longueur d'onde de résonance λ_{res} :

$$Q = \frac{\lambda_{\text{res}}}{\Delta\lambda_{\text{FWHM}}}. \quad (1.42)$$

Pour un micro-résonateur en configuration "all-pass", le facteur de qualité Q peut être approximé à partir l'équation (1.39) [55] :

$$Q = \frac{2\pi^2 R n_g \sqrt{\sigma a}}{\lambda_{\text{res}} (1 - \sigma a)}, \quad (1.43)$$

où n_g est l'indice de groupe, défini par rapport à l'indice effectif :

$$n_g = n_{\text{eff}} - \lambda \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda}. \quad (1.44)$$

Dans notre exemple précédent, en considérant le couplage critique avec $a = \sigma = 0.99$, et un indice de groupe de $n_g \approx 3.87$ autour de $\lambda = 1550$ nm d'après l'équation (1.44) pour le guide d'onde considéré, nous avons un facteur de qualité de $Q \approx 5.1 \cdot 10^4$, d'après l'équation (1.43). Pour maximiser le facteur de qualité, nous avons un intérêt à maximiser le rayon de l'anneau d'après l'équation (1.43). Cependant, un rayon plus grand implique une longueur de propagation plus grande et donc plus de pertes, soit une diminution du facteur a . Il faut donc trouver le bon compromis entre le rayon de l'anneau et les pertes de propagation. Avec l'exemple de $\sigma = 0.99$ et en prenant des pertes linéiques de $\alpha = 150 \text{ m}^{-1}$, nous avons un facteur Q maximisé pour un rayon de 1 mm environ, d'après la simulation sur la figure 1.20, basée sur l'équation (1.43). Cependant, nous pouvons voir qu'entre un rayon de $20 \mu\text{m}$ et un rayon de 1 mm, le facteur de qualité augmente de moins d'un ordre de grandeur dans cet exemple. Nous pouvons alors avoir intérêt à garder un faible rayon (de l'ordre de quelques dizaines de μm) quitte à ne pas forcément maximiser le facteur Q mais en gagnant en compacité et en limitant les pertes. De plus, nous pouvons nous attendre en réalité à un facteur de qualité moindre puisque les éventuelles pertes dues à la courbure de l'anneau ne sont pas prises en compte. Augmenter les pertes revient à diminuer a et par conséquent à diminuer le facteur Q , selon l'équation (1.43).

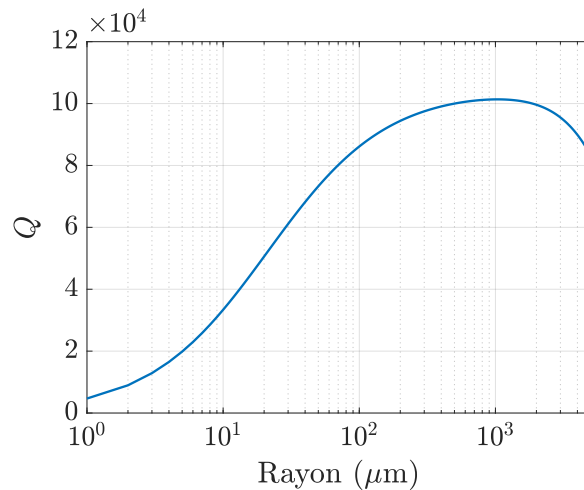


FIGURE 1.20. Facteur de qualité Q en fonction du rayon de l'anneau pour $\sigma = 0.99$ et $\alpha = 150 \text{ m}^{-1}$.

Sur cette structure, l'efficacité de modulation est plus souvent définie comme étant le décalage de la longueur d'onde de résonance par unité de tension appliquée, généralement en pm/V . Cette efficacité est proportionnelle à $\Delta n_{\text{eff}}(V)$, mais également à R , d'après l'équation (1.41). Cela signifie que pour une même efficacité de modulation de phase $V_{\pi}L$, le décalage en longueur d'onde est plus grand si le rayon de l'anneau est plus grand, pour une même tension appliquée. Cela confère alors un avantage supplémentaire au RRM en terme d'optimisation de l'efficacité de modulation, en comparaison aux autres structures. En reprenant l'exemple des fonctions de transmission illustrées sur la figure 1.19, nous avons une efficacité de modulation moyenne de $16.3 \text{ pm}/\text{V}$ pour des tensions entre 0 V et -14 V.

I.4.3 Structures spécifiques

Nous pouvons trouver différentes structures pour des applications spécifiques. Généralement, l'utilisation de RRM reste privilégiée du fait de ses avantages en terme d'amplitude de modulation et de compacité. C'est pourquoi certains travaux étudient des structures combinant plusieurs RRM, notamment en configuration "add-drop", c'est-à-dire avec deux guides d'ondes droits couplés aux anneaux. C'est le cas de [56] où deux RRM sont couplés aux mêmes guides d'onde en configuration "add-drop" et séparés d'une distance de πR , comme illustré sur la figure 1.21. Cette configuration permet d'augmenter l'amplitude optique de modulation avec une modulation de type "push-pull", c'est à dire en appliquant sur chaque RRM des signaux de modulation complémentaires. Cette même structure a également montré son intérêt pour réduire le chirp en sortie, puisque la modulation en configuration "push-pull" permet de limiter la modulation de phase totale en sortie, ce qui a par exemple permis de transmettre une onde optique modulée en PAM-4 à 144 Gbit/s sur une liaison de 1 km de fibre SSMF [57].

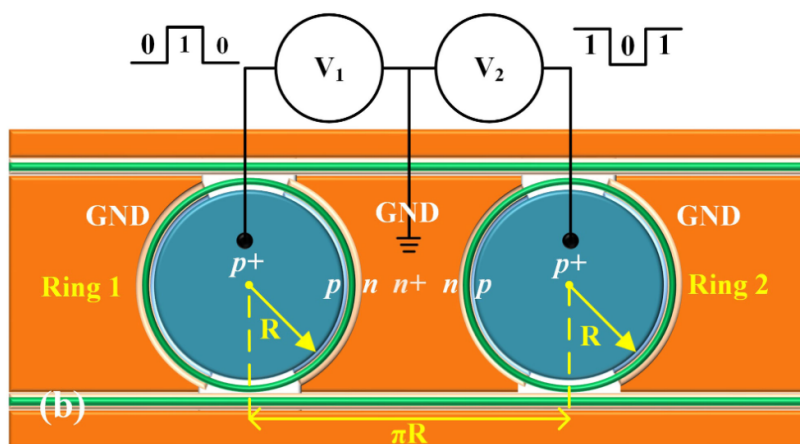


FIGURE 1.21. Représentation schématique de la structure à base de deux RRM en configuration "add-drop" modulés en "push-pull". Figure issue de [56].

Par ailleurs, les structures permettant d'utiliser deux déphaseurs en configuration "push-pull" ont été justement étudiées pour réaliser une modulation à chirp réduit. Nous avons vu en section I.4.1 qu'un MZM permet d'annuler efficacement ce chirp grâce à une modulation en théorie parfaitement symétrique entre chaque bras. Le même concept a été exploité en se servant d'un RRM sur chaque bras d'un MZI comme modulateurs de phase, comme illustré sur la figure 1.22. L'efficacité d'une telle structure a été démontrée pour de la modulation sans chirp ("chirp-free") en utilisant différents formats de modulation (NRZ, PAM-4, BPSK) pour des débits binaires allant de 40 Gbits/s (PAM-4 avec transmission sur 20 km de SSMF) jusqu'à 92 Gbit/s (PAM-4 avec transmission sur 1 km de SSMF) [26, 58, 59]. Ce type de structure donne par ailleurs des réponses spectrales avec des résonances très fines, ce qui contribue à l'amélioration de l'efficacité de modulation.

Le même effet peut être obtenu en exploitant par exemple l'effet de résonance Fano, obtenu par exemple en utilisant un RRM sur un bras d'un MZI asymétrique, c'est-à-dire avec

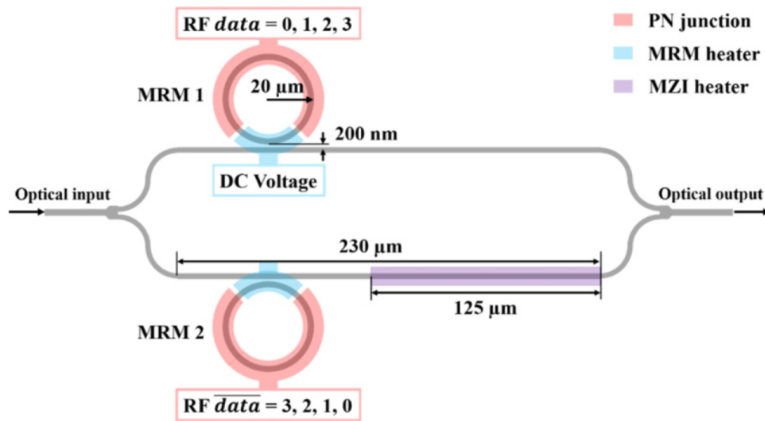


FIGURE 1.22. Représentation schématique de la structure à base de RRM sur chaque bras d'un MZI modulés en "push-pull". Figure issue de [26].

des longueurs de bras différentes, comme illustré sur la figure 1.23. La combinaison de la réponse spectrale d'un MZI asymétrique et d'un RRM donne des fonctions de transmission fortement non-linéaires avec des résonances asymétriques en longueur d'onde et avec de fortes pentes, permettant d'obtenir de forts taux d'extinction (démontré dans le moyen infra-rouge) [60]. Nous pouvons nous en rendre compte en combinant les équations (1.32) et (1.37) pour simuler cette structure. En reprenant les paramètres de l'exemple précédent sur la figure 1.23, nous observons que la résonance est moins profonde en couplage critique qu'en sur-couplage, et devient plus profonde en diminuant σ , soit en diminuant le gap entre l'anneau et le guide droit. Il est donc effectivement possible, avec cette structure, d'atteindre facilement de forts taux d'extinction sans avoir à augmenter le facteur de qualité de l'anneau ni même en recherchant le couplage critique. Récemment, un modulateur en silicium exploitant les résonances Fano à partir de deux cavités couplées a été démontré avec une modulation NRZ à 20 Gbit/s [61].

I.4.4 État de l'art des modulateurs en silicium utilisés pour des communications optiques à haut débit

Une fois que les effets de FCPD et de FCA ont été mis en avant dans le silicium [19] en 1987, il a été assez évident de rechercher des structures de modulateurs en silicium en dopant les guides d'ondes pour réaliser de la modulation de phase électro-optique. Un premier modulateur électro-optique à base de MZI a d'abord été proposé en 1991 [62] en se basant sur une structure de guide d'onde rib avec un profil de dopage vertical, en injection de porteurs. Il est reporté une OMA de -4.9 dB en faisant varier la concentration de porteurs libres sur un bras avec une longueur de déphaseur de $500 \mu\text{m}$, mais avec un temps de réponse encore relativement long, du fait de l'utilisation de guides larges ($13 \mu\text{m}$). Plus tard (2003), [63] a montré l'amélioration du même procédé pour atteindre des bandes passantes de l'ordre du GHz grâce à une largeur de guide plus faible ($1 \mu\text{m}$), ce qui a confirmé l'intérêt d'une telle technologie pour des futures communications optiques à haut débit. Les travaux de [64] (2005) ont également montré l'intérêt de la modulation dans le silicium,

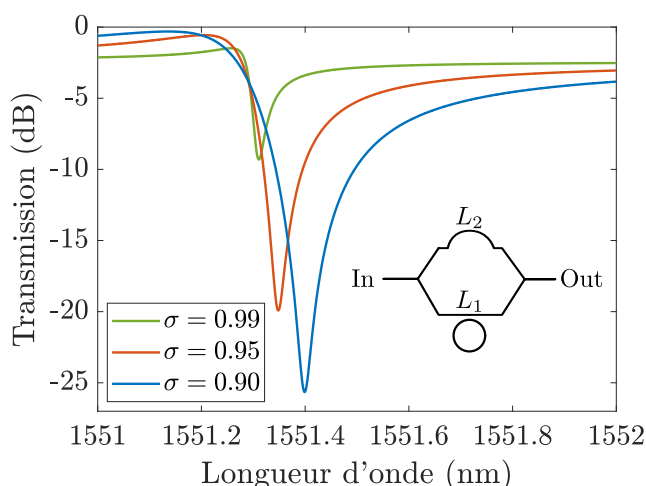


FIGURE 1.23. Fonctions de transmission d'un MZI asymétrique avec un RRM sur un des bras, pour différentes valeurs de σ , avec comme paramètres $R = 20 \mu\text{m}$, $a = 0.99$, $n_{\text{eff}} = 2.7529$, $L_1 = 1 \text{ mm}$, $L_2 = L_1 + 1 \mu\text{m}$.

en proposant notamment d'utiliser un RRM pour sa compacité et son efficacité. Dans ces travaux, il est reporté un RRM à injection de porteurs avec un diamètre d'anneau de $12 \mu\text{m}$, et avec lequel les modulations NRZ et RZ à 1.5 Gbit/s sont réalisées pour des tensions crête-à-crête de 3.3 V et 6.9 V respectivement. La différence de transmission statique de 15 dB en appliquant une tension de seulement 0.3 V montre le potentiel de cette structure pour atteindre de forts taux d'extinction.

Depuis, de nombreux travaux ont exploré diverses structures, en exploitant l'injection de porteurs pour une grande efficacité de modulation, ou en exploitant la déplétion de porteurs pour une grande bande passante. Une première proposition de modulation de phase dans un guide d'onde SOI dopé exploitant la déplétion de porteurs dans une jonction PN a été proposée en 2005 [42] où la structure du guide d'onde ainsi que les concentrations de dopants ont été analysées numériquement en vue d'une optimisation de l'efficacité de modulation et du temps de réponse. Ces travaux ont démontré l'intérêt de la déplétion de porteurs pour gagner en bande passante, en reportant notamment un temps théorique de montée de moins de 10 ps pour un changement de phase de π . La première démonstration expérimentale de modulation de phase par déplétion de porteurs dans le silicium a ensuite été réalisée dans une cavité Fabry-Pérot formant une jonction PIN, en 2006 [65]. Dans ces travaux, une efficacité de modulation de $V_\pi L = 3.1 \text{ V}\cdot\text{cm}$ a été obtenue.

En 2007, la première expérimentation de modulation de phase par déplétion de porteurs d'une jonction PN dans un guide SOI a été démontrée [66]. Dans ces travaux, une onde optique a été modulée en format NRZ à 30 Gbit/s avec un MZM asymétrique (longueurs de bras différentes) ayant une bande passante électro-optique de 20 GHz, et avec une efficacité de $V_\pi L = 4 \text{ V}\cdot\text{cm}$.

Nous nous concentrerons par la suite sur les RRM exploitant la déplétion de porteurs, ce qui peut permettre de trouver un bon compromis entre l'efficacité de modulation et

la bande passante. C'est pourquoi un état de l'art sur les modulateurs en silicium à déplétion de porteurs utilisant des structures à base de RRM est reporté dans le tableau 1.2. Celui-ci rapporte des modulateurs caractérisés dans divers formats de modulation à partir de séquences binaires pseudo-aléatoires (PRBS). Nous pouvons constater sur les dernières années une augmentation nette du débit binaire atteignable (aujourd'hui à plusieurs centaines de Gbit/s), grâce à l'amélioration de l'efficacité de modulation (aujourd'hui inférieure à 1 V·cm), à l'augmentation de la bande passante électro-optique (aujourd'hui supérieure à 100 GHz), et à l'utilisation de formats de modulation avancés (PAM-4, PAM-8). Dans ces études, très peu de cas ont été étudiés en terme de performances (mesures de BER) en considérant une transmission de l'onde modulée, notamment sur une ligne dispersive comme une SSMF. Or, le chirp de tels modulateurs est non négligeable et peut donc fortement dégrader le signal transmis dans une ligne dispersive pour des longueurs d'onde autour de 1550 nm. Nous avons vu en Introduction que c'est le cas des liaisons inter-centre de données qui, à 80 km, donnent déjà des dégradations perceptibles même à des débits de symbole de l'ordre de 10 Gbaud. Cette problématique pourrait même apparaître sur des liaisons intra-centre de données si l'on venait à passer à des technologies fonctionnant à 1550 nm, puisque les débits binaires visés de 100 Gbit/s par longueur d'onde, pourraient impliquer de forts débits de symbole (selon le format de modulation adopté), suffisants pour percevoir les effets de la dispersion sur des liaisons de l'ordre de quelques kilomètres.

Réf. (année)	Structure	Longueur de déphaseur	Efficacité	Bande passante max (3 dB)	ER	V _{pp}	Débit	Format de modulation
[67] (2009)	RRM	$2\pi \cdot 15 \mu\text{m}$	1.5 V·cm, 18 pm/V	11 GHz	8 dB	2 V	10 Gbit/s	NRZ
[68] (2011)	RRM	$2\pi \cdot 50 \mu\text{m}$	2.5 V·cm	–	4 dB	5 V	10 Gbit/s	NRZ
[69] (2012)	RRM-C	$2\pi \cdot 20 \mu\text{m} (\times 2)$	2.6 V·cm	21 GHz	3.9 dB	5 V	40 Gbit/s	NRZ
[70] (2012)	RRM	22 μm	1.7 V·cm, 16 pm/V	25 GHz	3 dB	3 V	44 Gbit/s	NRZ
[71] (2013)	RRM	$2\pi \cdot 5 \mu\text{m}$	17 pm/V	26 GHz	5.2 dB	3.6 V	5 Gbit/s	NRZ
[72] (2014)	RRM	$\pi \cdot 15 \mu\text{m}$	2.2 V·cm, 14.2 pm/V	–	6.2 dB	4.8 V	40 Gbit/s	NRZ
[73] (2014)	RRM	$\pi \cdot 200 \mu\text{m}$	2.7 V·cm, 10 pm/V	3.4 GHz	–	1.6 V	16.8 Gbit/s	64-QAM
[74] (2016)	RRM	$2\pi \cdot 12 \mu\text{m}$	17 pm/V	17 GHz	14.7 dB	2.5 V	10 Gbit/s	NRZ
[75] (2016)	RRM-C	$2\pi \cdot 15 \mu\text{m} (\times 2)$	1.9 V·cm	10 GHz	3.45 dB	1 V	30 Gbit/s	PAM-4
[76] (2016)	RRM	$2\pi \cdot 8 \mu\text{m}$	15.6 pm/V	25 GHz	–	4 V	30 Gbit/s	NRZ
						3.5 V	80 Gbit/s	PAM-4
						2.2 V	45 Gbit/s	PAM-8
[59, 77] (2016, 2017)	MZI-RRM	$2\pi \cdot 30 \mu\text{m} (\times 2)$	–	–	9.5 dB	2 V	10 Gbit/s	NRZ BPSK
[26] (2017)	MZI-RRM	$2\pi \cdot 20 \mu\text{m} (\times 2)$	4 pm/V	30 GHz	–	1.6 V	92 Gbit/s	PAM-4
[78] (2017)	RRM	$2\pi \cdot 5 \mu\text{m}$	45.1 pm/V	47 GHz	6.6 dB	1.5 V	50 Gbit/s	NRZ
[79] (2019)	RRM	$2\pi \cdot 10 \mu\text{m}$	0.52 V·cm	50 GHz	4.8 dB	–	64 Gbit/s 128 Gbit/s	NRZ PAM-4
[57] (2020)	RRM-C	$2\pi \cdot 15 \mu\text{m} (\times 2)$	–	42 GHz	–	2 V	144 Gbit/s	PAM-4
[56] (2020)	RRM-C	$\pi \cdot 25 \mu\text{m} (\times 2)$	12 pm/V	–	6.4 dB	5 V	10 Gbit/s	NRZ
[80] (2021)	RRM	$2\pi \cdot 12 \mu\text{m}$	1 V·cm	40 GHz	2.4 dB	2.5 V	100 Gbit/s	PAM-4
[81] (2022)	RRM	$2\pi \cdot 9 \mu\text{m}$	0.76 V·cm, 38 pm/V	42 GHz	3.9 dB	1.5 V	50 Gbit/s	NRZ
[25] (2022)	RRM	$2\pi \cdot 4 \mu\text{m}$	0.53 V·cm	62 GHz	4.8 dB	1.8 V	240 Gbit/s	PAM-4
[82] (2022)	RRM	$2\pi \cdot 8 \mu\text{m}$	0.825 V·cm	110 GHz	–	3 V	240 Gbit/s	PAM-8

TABEAU 1.2. État de l’art des modulateurs en silicium à déplétion de porteurs utilisant des RRM pour réaliser des communications optiques. RRM-C : RRM cascades. MZI-RRM : RRM couplés à chaque bras d’un MZI. Le taux d’extinction indiqué pour les modulations en format PAM-4 est défini entre les niveaux d’intensité les plus haut et bas. V_{pp} : tension crête-à-crête.

CHAPITRE II

Modélisation et caractérisation d'un modulateur à micro-résonateur en anneau

Sommaire

II.1	Limites de la fonction de transfert statique	40
II.2	Autres approches de modélisation	41
II.2.1	Théorie des modes couplés dans le temps	41
II.2.2	Spectre d'une onde modulée en phase	45
II.2.3	Modélisation optique et électrique	47
II.2.4	Modélisation sans approximation sur le signal de modulation . . .	50
II.3	Implémentation numérique d'un modèle dynamique	51
II.3.1	Modélisation réaliste des modulations de phase et d'absorption dans le silicium	51
II.3.2	Étude de la convergence de la fonction de transmission	52
II.4	Caractérisation de modulateurs à micro-résonateurs en anneau et validation du modèle	57
II.4.1	Caractérisation en régime statique	58
II.4.2	Caractérisation en régime dynamique et comparaison avec le modèle implémenté	60
II.4.3	Stabilité des micro-résonateurs	65
II.5	Conclusion	67

Dans ce chapitre, nous allons modéliser le fonctionnement d'un RRM en silicium. Nous verrons que la fonction de transfert obtenue dans l'équation (1.38) devient limitante dès qu'il s'agit d'étudier un RRM en régime dynamique, c'est-à-dire lorsqu'une tension de modulation variable au cours du temps est appliquée. Nous étudierons par conséquent d'autres approches afin de modéliser le comportement dynamique d'un RRM. Le modèle le plus adapté sera ensuite implémenté numériquement puis validé par la caractérisation dynamique des RRM à disposition.

II.1 Limites de la fonction de transfert statique

La fonction de transfert donnée par l'équation (1.38) découle des équations (1.35), (1.36) et (1.37) qui décrivent parfaitement le système optique dans un état stationnaire. Cependant, aucune évolution temporelle de l'amplitude du champ ni de sa phase ne sont prises en compte dans ces équations. Cette fonction de transfert ne prend donc pas en compte la fréquence de modulation du signal, et décrit donc un modulateur avec une bande passante infinie. Nous pouvons nous en rendre compte en considérant par exemple une modulation de phase sinusoïdale avec différentes fréquences. Nous pouvons alors calculer la fonction de transfert de l'équation (1.38) en posant

$$n_{\text{eff}}(t) = n_{\text{eff,DC}} + n_{\text{eff,amp}} \sin(2\pi f_m t), \quad (2.1)$$

où $n_{\text{eff,DC}}$ est l'indice effectif correspondant à la tension DC de polarisation appliquée (absence de modulation), $n_{\text{eff,amp}}$ est l'amplitude de modulation de l'indice effectif et f_m est la fréquence de modulation. La figure 2.1 représente le calcul de l'OMA (défini entre le maximum et le minimum de puissance dans le domaine temporel) pour f_m allant de 1 GHz à 100 GHz, et pour différents écarts entre la longueur d'onde de la source λ_s et celle de la résonance λ_0 , écart aussi appelé detuning, et défini comme $\Delta\lambda = \lambda_s - \lambda_0$. On se place dans le même exemple que l'anneau décrit dans la section I.4.2, c'est-à-dire en prenant $R = 20 \mu\text{m}$, $a = \sigma = 0.99$ et $n_{\text{eff,DC}} = 2.7529$. On a choisi dans cet exemple $n_{\text{eff,amp}} = 10^{-5}$. Nous observons effectivement une amplitude de modulation optique constante avec la fréquence de modulation.

Une autre observation intéressante de la figure 2.1 est que l'OMA dépend du detuning choisi. La figure 2.2 montre le comportement de l'OMA en fonction du detuning pour une fréquence de modulation fixe. Si l'on considère uniquement une modulation linéaire, soit les bandes latérales de premier ordre uniquement, cette fonction est proportionnelle à la dérivée en valeur absolue de la fonction de transmission par rapport à la longueur d'onde. En effet, lorsque la pente de la fonction de transmission est la plus élevée, nous pouvons nous attendre à une OMA maximisée pour une même amplitude du signal de modulation. Dans cet exemple, l'OMA est maximisée pour un detuning de $\Delta\lambda = \pm 14 \text{ pm}$, et présente la même évolution quelle que soit la fréquence de modulation.

Pour résumer, nous avons besoin d'un modèle plus réaliste, décrivant l'évolution temporelle de l'amplitude et de la phase de l'onde au sein de la cavité, et permettant par conséquent de prendre en compte une bande passante optique propre au RRM, ainsi

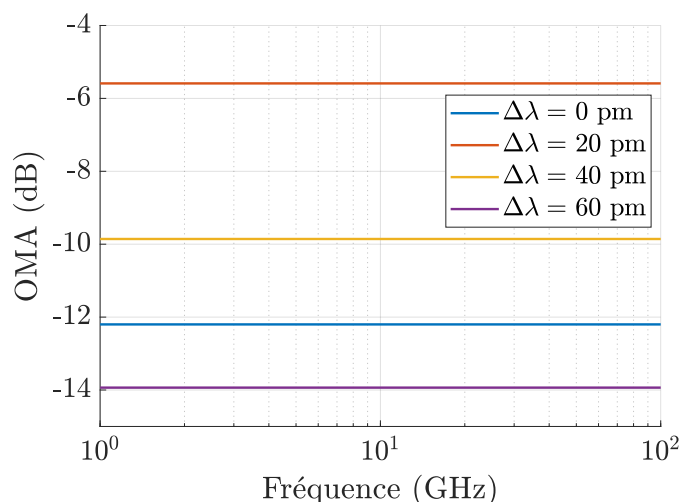


FIGURE 2.1. Amplitude de modulation optique en fonction de la fréquence de modulation calculée selon la fonction de transfert de l'équation (1.38), pour différents detunings $\Delta\lambda$.

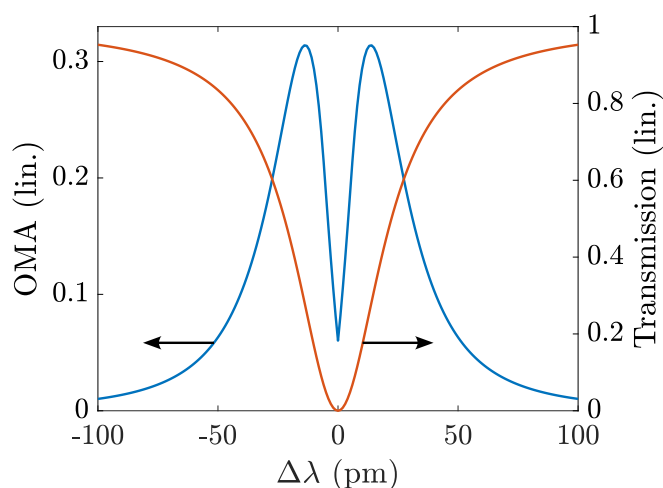


FIGURE 2.2. Amplitude de modulation optique et transmission en fonction du detuning calculée selon la fonction de transfert de l'équation (1.38), avec $f_m = 1$ GHz.

qu'une éventuelle bande passante électrique, pouvant être limitée notamment par les impédances caractéristiques résultant du dimensionnement des guides d'onde et de la jonction PN [50].

II.2 Autres approches de modélisation

II.2.1 Théorie des modes couplés dans le temps

Il existe d'autres approches permettant de modéliser un RRM en régime dynamique. Les travaux de [52] ont décrit un micro-résonateur en anneau en régime dynamique par la théorie des modes couplés dans le temps. Dans ces travaux, l'évolution de l'énergie au sein de la cavité est décrite en fonction de la fréquence angulaire de la résonance ω_0 , du

champ électrique en entrée E_{in} et du temps de vie moyen τ d'un photon dans la cavité, lié aux pertes dues à l'absorption de la cavité décrit par le temps τ_l , et les pertes dues au couplage dans le guide droit décrit par le temps τ_c . Le temps de vie est alors défini comme

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_l} + \frac{1}{\tau_c}. \quad (2.2)$$

Ensuite, l'énergie au sein de la cavité $|A(t)|^2$ est décrite par l'équation :

$$\frac{dA}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{1}{\tau} \right) A - j\mu E_{\text{in}}, \quad (2.3)$$

avec

$$\mu^2 = \frac{\kappa^2 c}{2\pi R n_g} = \frac{2}{\tau_c}. \quad (2.4)$$

Le champ électrique en sortie E_{out} peut finalement être exprimé en fonction de A selon :

$$E_{\text{out}} = E_{\text{in}} - j\mu A. \quad (2.5)$$

Ce modèle peut dans un premier temps être validé dans le régime statique en s'assurant que la fonction de transfert donne le même champ électrique que l'équation (1.38). Pour les comparer, nous avons besoin d'exprimer les équivalences entre les temps de vie τ_l et τ_c , et les coefficients a et σ . Pour ce faire, nous pouvons utiliser le facteur de qualité intrinsèque Q_0 , propre aux pertes de propagation dans l'anneau [83] :

$$Q_0 = \frac{\omega_0 \tau_l}{2} = \frac{2\pi n_g}{\lambda_0 \alpha}, \quad (2.6)$$

ce qui nous permet de déduire :

$$\tau_l = -\frac{2\pi R n_g}{c \ln(a)}. \quad (2.7)$$

L'équation (2.4) nous permet également de déduire :

$$\tau_c = \frac{4\pi R n_g}{c(1 - \sigma^2)}. \quad (2.8)$$

De la même manière que pour le facteur de qualité intrinsèque Q_0 , le facteur de qualité total peut être exprimé sous la forme :

$$Q = \frac{\omega_0 \tau}{2} = \frac{\pi \tau c}{\lambda_0}. \quad (2.9)$$

Ces équivalences ont été testées dans les approximations de faibles pertes de propagation et en considérant un couplage faible, soient a^2 et σ^2 étant proches de 1, ce qui définit un facteur de qualité relativement élevé. Une fonction de transfert en régime statique peut alors être obtenue en résolvant l'équation (2.3) en considérant A et E_{in} comme étant harmoniques en $e^{j\omega t}$. Celle-ci peut être exprimée sous la forme [84] :

$$\frac{E_{\text{out}}}{E_{\text{in}}}(\omega) = \frac{j(\omega - \omega_0) + \frac{1}{\tau_l} - \frac{1}{\tau_c}}{j(\omega - \omega_0) + \frac{1}{\tau}}. \quad (2.10)$$

Pour différencier les deux fonctions de transfert statiques, nous utiliserons le terme "coupling modes in space" (CMS) pour désigner l'approche obtenant la fonction de l'équation (1.38) et le terme "coupling modes in time" (CMT) pour désigner l'approche obtenant l'équation (2.10) [84]. Afin de comparer les fonctions de transfert obtenues par les approches CMS et CMT, nous faisons l'approximation d'une dispersion négligeable en étudiant la fonction de transfert sur une gamme de longueur d'onde suffisamment faible (autour d'une résonance). Nous considérons donc $n_g = n_{\text{eff}}$. La figure 2.3 représente des fonctions de transfert en puissance et en phase calculées à partir de la fonction approximée de [84] d'après l'équation (2.10). Ces fonctions de transfert sont également comparées à celles obtenues avec l'équation (1.38) où la bonne correspondance obtenue valide les équivalences entre les temps de vie et les coefficients définissant les pertes d'absorption et le couplage entre l'anneau et le guide droit définis dans les équations (2.7) et (2.8). L'approximation du facteur de qualité élevé est alors valide pour $Q \sim 10^4$.

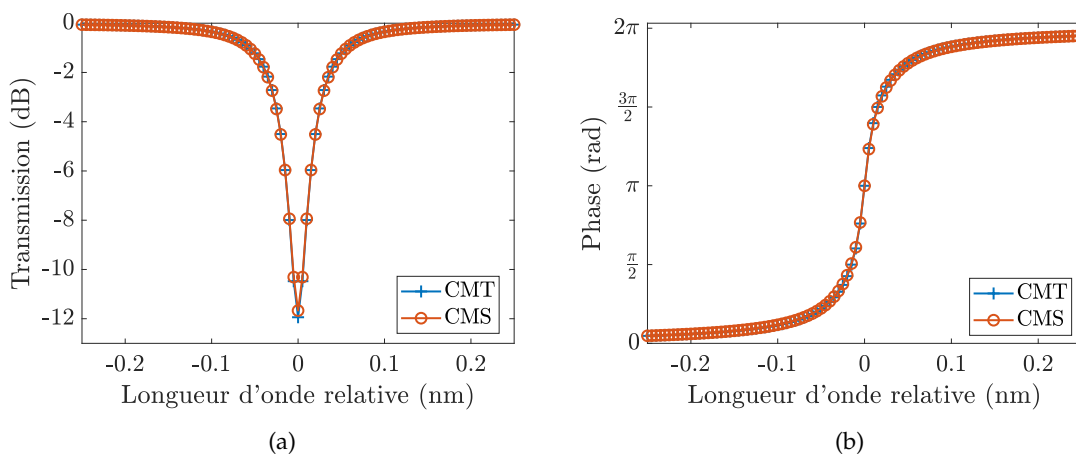


FIGURE 2.3. Fonctions de transfert (a) en puissance et (b) en phase calculées avec la fonction de transfert de l'approche CMT d'après l'équation (2.10) (bleu), puis avec la fonction de transfert de l'approche CMS d'après l'équation (1.38) (rouge). Les paramètres de l'anneau sont définis comme $R = 20 \mu\text{m}$, $n_{\text{eff}} = 2.7529$, $a = 0.99$ et $\sigma = 0.983$ (sur-couplage). Les temps de vie τ_l et τ_c sont ensuite calculés à partir des équations (2.7) et (2.8).

Passons maintenant à l'étude du RRM en régime dynamique. L'équation différentielle (2.3) ne possède aucune solution analytique telle quelle, mais certaines solutions analytiques peuvent être approximées en considérant le régime petit signal et pour une modulation sinusoïdale [84, 85]. Il est cependant possible de s'affranchir d'une solution analytique par une résolution numérique. La méthode de Runge-Kutta a notamment été implémentée sous MATLAB, par exemple avec les ordres 4 et 5 par le biais de la fonction "ODE45" [86]. Nous pouvons utiliser cette fonction pour résoudre l'équation (2.3) en reprenant l'exemple de modulation sinusoïdale étudié dans la section II.1, soit une modulation de l'indice effectif avec une amplitude crête-à-crête de $2 \cdot 10^{-5}$. La figure 2.4 représente l'OMA en fonction de la fréquence de modulation calculée pour différents detunings avec ODE45. En comparant avec la figure 2.1, on observe que les mêmes valeurs d'OMA sont calculées pour

des basses fréquences. De plus, nous pouvons constater une diminution de l'OMA à partir d'une certaine fréquence, ce qui correspond à la bande passante optique du RRM limitée par le temps de vie des photons dans la cavité. Par ailleurs, il existe également un effet de résonance donnant un pic de l'OMA dont la fréquence correspond au detuning entre la fréquence de la source et celle de la résonance. Nous pouvons nous rendre compte que cela correspond au cas où une des bandes latérales générées par la modulation de phase a la même fréquence que celle de la résonance. Une interprétation de cet effet est que la transmission de cette bande est minimisée, ce qui maximise la puissance résultant du battement des bandes latérales avec la porteuse optique. Cet effet est illustré sur la figure 2.5 et a été décrit dans [87].

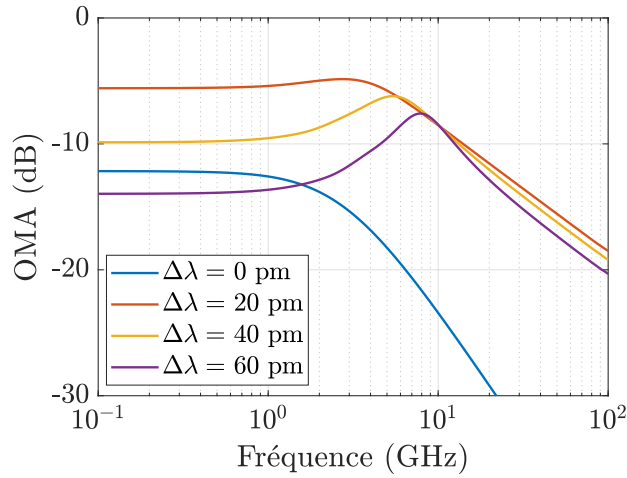


FIGURE 2.4. OMA en fonction de la fréquence de modulation f_m calculée pour plusieurs detunings avec l'équation (2.3) par ODE45. Les paramètres de l'anneau sont : $R = 20 \mu\text{m}$ et $a = \sigma = 0.99$, soit un temps de vie de $\tau \approx 58$ ps. L'indice effectif est modulé selon $n_{\text{eff}}(t) = 2.7529 + 10^{-5} \sin(2\pi f_m t)$.

L'OMA est également représenté en fonction du detuning pour différentes fréquences de modulation sur la figure 2.6. Le comportement dynamique du RRM, notamment dû à l'effet de résonance et à la limitation en bande passante optique, donne des OMA maximales à différents detunings selon la fréquence de modulation choisie.

Au-delà du detuning permettant d'obtenir l'OMA maximale, l'OMA décroît lorsqu'on augmente le detuning. Cependant, lorsque l'on fait correspondre la fréquence de modulation avec le detuning, et donc que la puissance d'une des bandes latérales est minimisée (cf. figure 2.5), la différence de puissance entre la porteuse optique et la bande latérale diminuée est d'autant plus grande que la porteuse optique est éloignée de la résonance, ce qui a pour effet d'augmenter la puissance de leur battement. C'est pour cette raison que le pic de résonance observé sur la figure 2.4 est de plus en plus prononcé par rapport aux basses fréquences, lorsqu'on étudie un detuning de plus en plus grand. Ce phénomène a finalement pour effet d'augmenter la bande passante électro-optique (définie par rapport à la réponse à basse fréquence), au détriment de l'OMA dans les faibles fréquences. Un compromis entre ces deux grandeurs peut alors être choisi selon les performances visées.

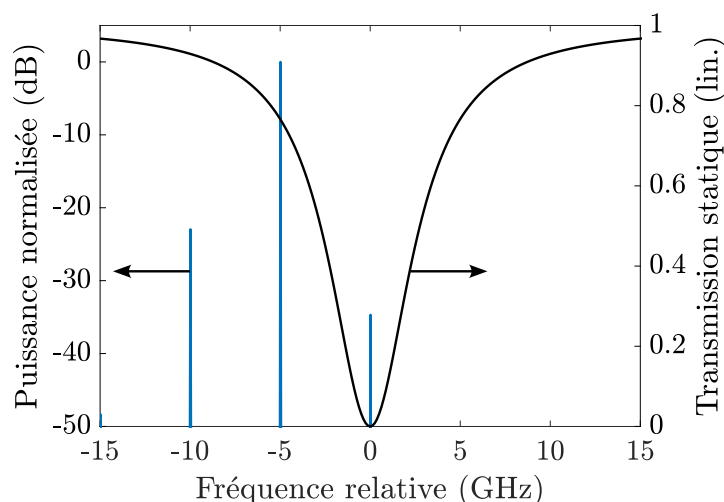


FIGURE 2.5. Spectre de puissance en sortie du modulateur comparé à la fonction de transmission en fréquence relative. Le detuning correspondant à la fréquence de modulation (ici $\Delta\lambda = +40$ pm soit $\Delta f \approx -5$ GHz autour de 1550 nm), donne une bande latérale de puissance réduite car elle correspond à la fréquence de la résonance.

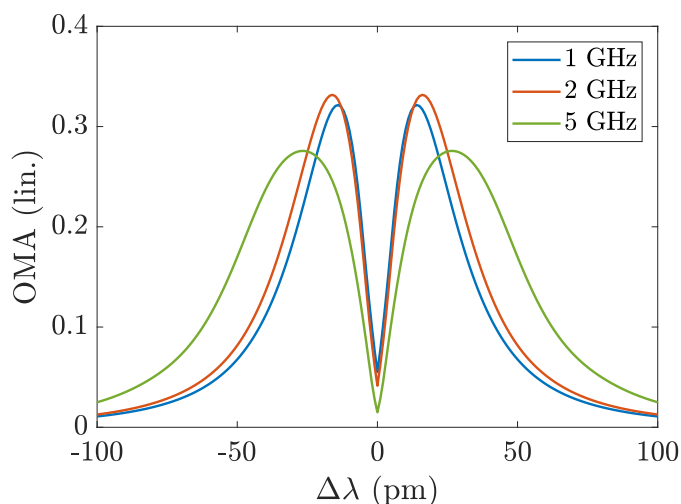


FIGURE 2.6. OMA en fonction du detuning calculée avec l'équation (2.3) par ODE45, pour des fréquences de modulation de 1 GHz, 2 GHz et 5 GHz. Les mêmes paramètres que pour la figure 2.4 sont utilisés.

II.2.2 Spectre d'une onde modulée en phase

Nous avons vu dans la première approche de modélisation dynamique que la modulation sinusoïdale de phase et d'amplitude d'une onde optique par un RRM génère plusieurs raies dans le spectre autour de la porteuse, notamment sur la figure 2.5, et que celles-ci ont des puissances relativement différentes. De plus, ce spectre est asymétrique par rapport à la porteuse optique. Il a été suggéré que la réponse spectrale du RRM, provoque cette asymétrie, et que celle-ci dépend du detuning entre la longueur d'onde de la source et

la longueur d'onde de la résonance. Afin, de comprendre ces différentes contributions de puissances dans le spectre, nous pouvons tout d'abord visualiser le spectre obtenu par un simple déphaseur droit, avec une modulation de phase sinusoïdale de fréquence angulaire $\omega_m = 2\pi f_m$. Nous pouvons poser dans cet exemple $\phi(t) = \frac{\pi V_{pp}}{2V_\pi} \sin(\omega_m t)$. Le champ E_{out} en sortie du déphaseur peut alors s'exprimer en fonction du champ E_{in} en entrée :

$$E_{out}(t) = E_{in}(t)e^{-j\phi(t)}. \quad (2.11)$$

Le développement de Jacobi-Anger permet de réécrire l'équation (2.11) sous la forme :

$$E_{out}(t) = E_{in}(t) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n \left(\frac{\pi V_{pp}}{2V_\pi} \right) e^{-jn\omega_m t}, \quad (2.12)$$

avec J_n étant la fonction de Bessel de première espèce d'ordre n . Cette forme nous fait constater que le spectre d'une onde modulée en phase présente une infinité d'harmoniques pondérées par des fonctions de Bessel et espacées de la fréquence de modulation. Le spectre d'une onde modulée en phase est représenté sur la figure 2.7 en posant $\frac{\pi V_{pp}}{2V_\pi} = 1$. Nous pouvons voir dans cet exemple que les coefficients de Bessel donnent une pondération de puissance de plus en plus faible à mesure que l'on regarde des harmoniques d'ordres élevés. Celles-ci dépendent directement de l'amplitude de modulation d'après l'équation (2.12). C'est pourquoi l'on considère un régime petit signal quand les puissances des harmoniques d'ordres supérieurs à 1 sont très faibles devant les puissances des premières bandes latérales autour de la porteuse. Ce développement s'applique dans le cas d'un signal sinusoïdal mais peut tout aussi bien s'appliquer pour n'importe quel autre signal périodique en le décomposant en série de Fourier.

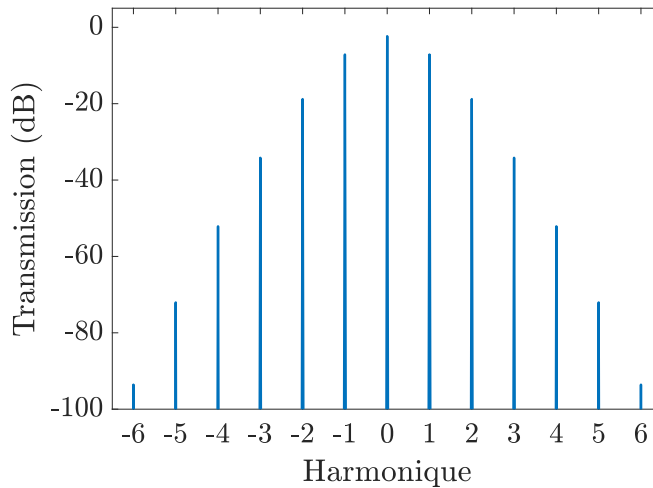


FIGURE 2.7. Spectre calculé pour une onde modulée en phase par un signal sinusoïdal appliqué sur un déphaseur idéal. La phase ϕ est modulée selon $\phi(t) = \sin(\omega_m t)$ où ω_m est une fréquence angulaire de modulation arbitraire.

Dans le cas d'un RRM, il faut de plus considérer la réponse spectrale qui n'est pas forcément symétrique par rapport à la porteuse si celle-ci n'a pas la même fréquence que la

résonance. La figure 2.5 a déjà montré que c'est effectivement le cas avec un exemple en régime petit signal. Nous pouvons observer différents spectres avec un signal de modulation de plus grande amplitude pour observer plus de raies, et pour différents detunings afin d'observer l'influence de la réponse spectrale sur le spectre. La figure 2.8 montre des spectres calculés d'après l'équation (2.3) à des detunings de -40 pm, 0 pm et $+40$ pm pour des paramètres d'anneau de $R = 20 \mu\text{m}$, $a = \sigma = 0.99$ et $n_{\text{eff}}(t) = 2.7529 + 10^{-4} \sin(2\pi f_m t)$ avec $f_m = 5$ GHz. Du fait de la réponse spectrale lorentzienne du micro-résonateur (symétrique par rapport à la longueur d'onde de résonance), nous observons des spectres avec des asymétries opposées, par rapport à la porteuse, entre -40 pm et $+40$ pm sur les figures 2.8(a) et 2.8(c), ainsi qu'un spectre symétrique par rapport à la porteuse optique pour un detuning nul sur la figure 2.8(b). Nous voyons donc à la fois une contribution de chaque harmonique par un coefficient de Bessel et par la réponse spectrale du micro-résonateur.

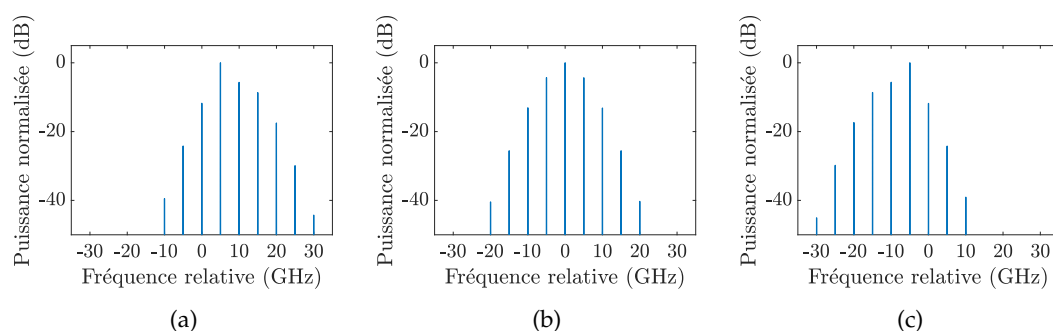


FIGURE 2.8. Spectres en sortie d'un RRM calculés d'après l'équation (2.3) pour des detunings de (a) -40 pm, (b) 0 pm et (c) $+40$ pm. Les paramètres de l'anneau sont $R = 20 \mu\text{m}$ et $a = \sigma = 0.99$. L'indice effectif est modulé selon $n_{\text{eff}}(t) = 2.7529 + 10^{-4} \sin(2\pi f_m t)$ avec $f_m = 5$ GHz.

II.2.3 Modélisation optique et électrique

Pour l'instant, nous avons modélisé le comportement dynamique d'un RRM en considérant le temps de vie d'un photon dans la cavité, limité par le couplage entre l'anneau et le guide droit, et par l'absorption au cours de la propagation. La bande passante résultante est donc exclusivement optique. Cependant, dans les modulateurs en silicium, il apparaît que la principale limitation de bande passante est d'origine électrique, très souvent du fait des impédances et capacités caractéristiques représentant les différentes couches dopées de la jonction PN ainsi que les électrodes [85, 88].

Le modèle d'un RRM en silicium est développé dans [85] et s'appuie sur l'équation différentielle de l'approche CMT, en modélisant en plus un facteur pondérant le champ électrique, défini par rapport aux propriétés de la jonction PN. La figure 2.9, représente le RRM étudié dans [85] ainsi que le circuit électrique équivalent.

Une expression du champ électrique en sortie du modulateur est ensuite proposée en restant dans le cas d'une modulation sinusoïdale en régime petit signal. C'est-à-dire qu'elle

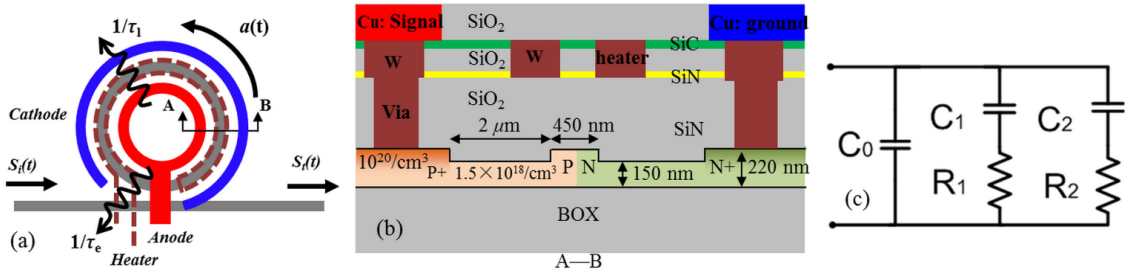


FIGURE 2.9. Représentation schématique d'un RRM en silicium à déplétion de porteurs issue de [85]. (a) Représentation du modulateur dans son ensemble, comprenant les guides d'onde, les électrodes, ainsi qu'un heater permettant d'appliquer une variation d'indice effectif par échauffement en appliquant une tension DC (hors de la jonction PN). (b) Vue en coupe du guide d'onde et des électrodes. (c) Circuit électrique équivalent.

contient trois termes : un décrivant la porteuse avec la même fonction de transfert statique que celle décrite par l'équation (2.10), et deux autres termes décrivant les deux bandes latérales de modulation. Ces bandes latérales sont pondérées par le coefficient $f(\omega_m)$ décrivant l'impédance caractéristique Z en fonction des résistances et capacités illustrées sur la figure 2.9(c) et par le coefficient K_{pn} décrivant la variation de la fréquence angulaire de résonance ainsi que l'absorption (en temps de vie) en fonction de la tension appliquée sur la jonction PN V_{pn} . Ces paramètres sont définis comme suit :

$$Z = \frac{1}{j\omega_m C_0} \left| \frac{1}{j\omega_m C_1} + R_1 \right| \left(\frac{1}{j\omega_m C_2} + R_2 \right), \quad (2.13)$$

$$f(\omega_m) = \left| \frac{Z}{Z + 50} \frac{1}{1 + j\omega_m R_1 C_1} \right|, \quad (2.14)$$

$$\varphi(\omega_m) = \arg \left(\frac{Z}{Z + 50} \frac{1}{1 + j\omega_m R_1 C_1} \right), \quad (2.15)$$

$$V_{pn} = \frac{V_{pp}}{2} f(\omega_m) \cos(\omega_m t + \varphi(\omega_m)), \quad (2.16)$$

$$K_{pn} = \frac{\Delta\omega_0}{\Delta V_{pn}} + j \frac{\Delta(\frac{1}{\tau})}{\Delta V_{pn}}, \quad (2.17)$$

où $f(\omega_m)$ est défini pour une impédance extérieure de 50 Ω. La fonction de transmission est finalement décrite par :

$$\frac{E_{out}}{E_{in}}(t) = \frac{j(\omega - \omega_0) + \frac{1}{\tau_i} - \frac{1}{\tau_c}}{j(\omega - \omega_0) + \frac{1}{\tau}} - \frac{j \frac{V_{pp}}{2} \mu^2 K_{pn} f(\omega_m)}{[j(\omega - \omega_0) + \frac{1}{\tau}]^2 + \omega_m^2} \cos(\omega_m t) - \frac{j \frac{V_{pp}}{2} \mu^2 K_{pn} f(\omega_m)}{[j(\omega - \omega_0) + \frac{1}{\tau}]^2 + \omega_m^2} \frac{\omega_m \sin(\omega_m t)}{[j(\omega - \omega_0) + \frac{1}{\tau}]} \quad (2.18)$$

Le but de cette thèse n'étant pas de réaliser une étude électrique complète d'un tel modulateur, ce modèle a été vérifié avec les mêmes valeurs numériques que celles fournies dans [85] pour définir Z et K_{pn} . Ces paramètres sont fournis dans le tableau 2.1. Dans le cadre d'une comparaison avec le modèle issu de [52], la modulation d'absorption a été ignorée, ce qui revient à poser $\frac{\Delta(\frac{1}{\tau})}{\Delta V_{pn}} = 0$. Les paramètres définissant l'anneau ont été adaptés pour

correspondre au même exemple étudié dans la section II.2.1.

$\frac{\Delta\omega_0}{\Delta V_{pn}}$	$17.35 \cdot 10^9 \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{V}^{-1}$
$\frac{\Delta(\frac{1}{\tau})}{\Delta V_{pn}}$	$0 \text{ s}^{-1}\cdot\text{V}^{-1}$
C_0	20 fF
C_1	170 fF
C_2	400 fF
R_1	75 Ω
R_2	1500 Ω

TABLEAU 2.1. Paramètres électriques correspondant au modulateur de [85]. Seul le paramètre de modulation d'absorption est posé comme nul dans le cadre de la comparaison avec le modèle de [52].

La figure 2.10 représente l'OMA calculée avec l'équation (2.18) avec les mêmes paramètres d'anneau que ceux utilisés avec le modèle de [52] (c.f. figure 2.4). La tension crête-à-crête est fixée à $V_{pp} = 0.496 \text{ V}$ pour faire correspondre les amplitudes de modulation entre les deux modèles, bien que l'amplitude de la tension appliquée n'ait aucune incidence sur la bande passante d'après ces modèles. La bande passante électro-optique a été extraite pour différents detunings à partir des calculs réalisés à partir de chaque modèle (figures 2.4 et 2.10) pour une diminution de l'OMA de 3 dB. Ces bandes passantes sont reportées dans le tableau 2.2. Nous pouvons observer une bande passante réduite avec le modèle de [85]. Cette limitation, d'origine électrique, n'est pas négligeable puisqu'on observe une bande passante réduite de moitié à un detuning de 60 pm. Il est donc en effet intéressant d'étudier des moyens d'optimiser la conception de la jonction PN ainsi que des électrodes [50, 89].

Notons qu'il s'agit du travail de [85] qui a suggéré le compromis à trouver entre la bande passante électro-optique et l'amplitude de modulation optique du fait de l'effet de résonance, observable uniquement avec un modèle dynamique.

$\Delta\lambda$ (pm)	Modèle de [52]	Modèle de [85]
0	2.9 GHz	2.6 GHz
20	10.1 GHz	8.4 GHz
40	23.8 GHz	15.7 GHz
60	46.2 GHz	23.5 GHz

TABLEAU 2.2. Bande passante électro-optique définie à -3 dB par rapport à l'OMA à basse fréquence, extraite à partir des calculs d'OMA réalisés à partir du modèle de [52], selon l'équation (2.3), et du modèle de [85], selon l'équation (2.18), pour différents detunings.

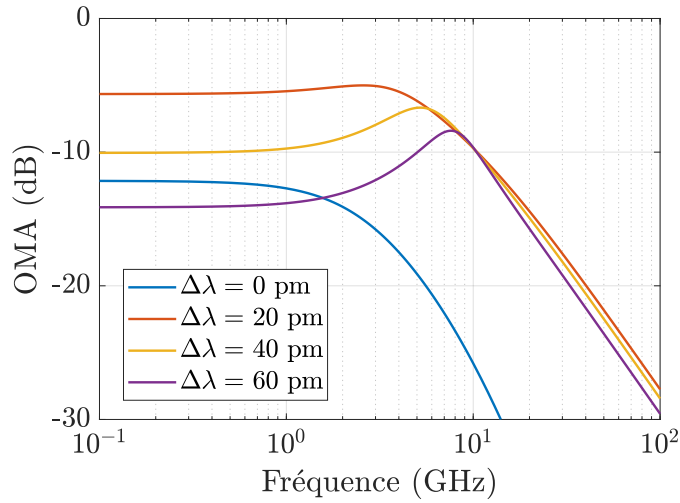


FIGURE 2.10. OMA calculée en fonction de la fréquence de modulation d'après l'équation (2.18). Les paramètres de l'anneau sont : $R = 20 \mu\text{m}$ et $a = \sigma = 0.99$, soit un temps de vie de $\tau \approx 58 \text{ ps}$.

II.2.4 Modélisation sans approximation sur le signal de modulation

Les principales limites du modèle électro-optique étudié précédemment sont qu'il considère une modulation petit signal et sinusoïdale, en ne prenant en compte que la porteuse optique et deux bandes latérales de modulation. Or, la transmission d'information nécessitant des formats de modulation standards, notamment avec des codages NRZ ou RZ, implique des ondes optiques comportant un certain nombre de composantes spectrales ainsi que des enveloppes continues. Nous ne pouvons donc pas faire l'approximation du régime petit signal sinusoïdal dans les applications recherchées.

De plus, l'absorption relativement faible par rapport à la longueur de la cavité et le couplage généralement faible impliquent un facteur de qualité relativement élevé, d'après l'équation (1.43) (de l'ordre de 10^4 dans nos cas d'études), soit un temps de vie relativement long, d'après l'équation (2.9). Cela peut alors amener à avoir un temps de vie plus long que le temps de parcours de la lumière sur un tour de la cavité. Par exemple, pour un RRM sur-couplé avec comme paramètres $R = 20 \mu\text{m}$, $a = 0.99$, $\sigma = 0.983$ et $n_{\text{eff}} = 2.7529$, le temps de vie d'un photon dans la cavité est de $\tau \approx 43 \text{ ps}$. Or, le temps de parcours de l'onde sur la circonférence de l'anneau peut être vu comme

$$\tau_r = \frac{2\pi R n_{\text{eff}}}{c}, \quad (2.19)$$

où dans ce cas, $\tau_r \approx 1 \text{ ps}$. Il pourrait donc être intéressant d'utiliser un modèle considérant des photons parcourant plusieurs tours de l'anneau. C'est ce qui est proposé dans le travail de [90], où des modulations de phase, d'absorption et de couplage sont considérées. À partir de l'approche CMS, une équation ayant pour solution la fonction de transmission

est proposée sous forme d'équation intégrale de Fredholm [91] :

$$\begin{aligned} \frac{E_{\text{out}}}{E_{\text{in}}}(t) = T(t) = & \sigma(t) - \frac{\kappa(t)}{\kappa(t - \tau_r)} a(t) e^{-j\phi_r(t)} \\ & + \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\kappa(t' + \tau_r)}{\kappa(t')} a(t' + \tau_r) e^{-j\phi_r(t' + \tau_r)} \delta(t' - (t - \tau_r)) T(t') dt', \end{aligned} \quad (2.20)$$

où δ est une distribution de Dirac. Une solution de l'équation (2.20) sous forme d'une série de Neumann est ensuite proposée en étudiant chaque type de modulation indépendamment. Dans notre cas, nous ne considérerons pas de modulation de couplage puisque celui-ci est fixé par la structure du modulateur. En considérant donc les modulations de phase et d'absorption, nous avons :

$$T(t) = \sigma - a(t) e^{-j\phi_r(t)} + \sum_{k=1}^{+\infty} \sigma^k \left[\sigma - a(t - k\tau_r) e^{-j\phi_r(t - k\tau_r)} \right] \prod_{m=0}^{k-1} a(t - m\tau_r) e^{-j\phi_r(t - m\tau_r)}, \quad (2.21)$$

où a , σ et ϕ_r sont les mêmes grandeurs que celles définies pour la fonction de transmission statique dans l'équation (1.38). Cette fonction de transmission décrit une onde optique parcourant une infinité de tours dans l'anneau. Chaque terme d'indice k de la série représente la contribution du k -ième tour de l'anneau parcouru.

II.3 Implémentation numérique d'un modèle dynamique

Nous allons par la suite implémenter le modèle de [90], tout d'abord en prenant en compte les modulations de phase et d'absorption dans le silicium, comme vu dans la section I.3. Nous étudierons ensuite la convergence de la série de la fonction de transmission vue dans l'équation (2.21) afin de calculer un champ électrique en fonction du temps en sortie d'un RRM en silicium le plus précisément possible et pour n'importe quelle tension de modulation.

II.3.1 Modélisation réaliste des modulations de phase et d'absorption dans le silicium

Le modèle de [90] permet de décrire une fonction de transmission pour des modulations de phase et d'absorption dans un RRM d'après l'équation (2.21). Afin de modéliser le comportement le plus réaliste possible de ces deux types de modulation dans le silicium, nous pouvons reprendre la simulation réalisée dans la section I.3 pour traduire la valeur de tension appliquée $V(t)$ en indice effectif et en absorption. L'indice effectif et l'absorption n'ont été calculés que pour certaines tensions appliquées (cf. figure 1.11) mais peuvent être généralisés pour n'importe quelle tension par des fits polynomiaux. L'indice effectif ainsi que l'absorption sont associés à des polynômes d'ordre 3 afin d'estimer les valeurs de $\phi_r(t)$ et de $a(t)$ pour n'importe quelle tension appliquée $V(t)$ entre 0 V et -14 V, et donc pour n'importe quel signal de modulation. Ces fits sont représentés sur la figure 2.11.

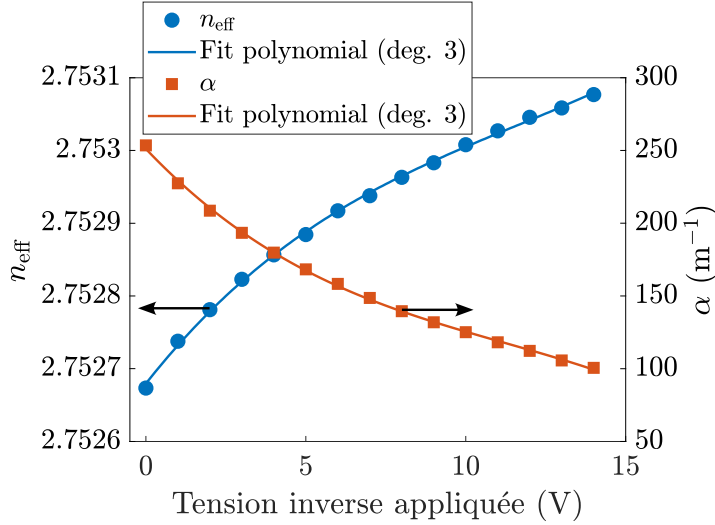


FIGURE 2.11. Simulation de l'indice effectif et de l'absorption d'après les équations (1.29) et (1.30). Chaque paramètre est ensuite associé à un polynôme de degré 3.

Les coefficients des polynômes peuvent être ensuite utilisés comme paramètres de la simulation qui implémente le modèle décrivant le RRM, en fonction d'une tension de modulation voulue. La figure 2.12 représente schématiquement chaque étape de la simulation telle qu'elle est réalisée par la suite, où p_α et $p_{n_{\text{eff}}}$ représentent des vecteurs regroupant les coefficients des polynômes de fit.

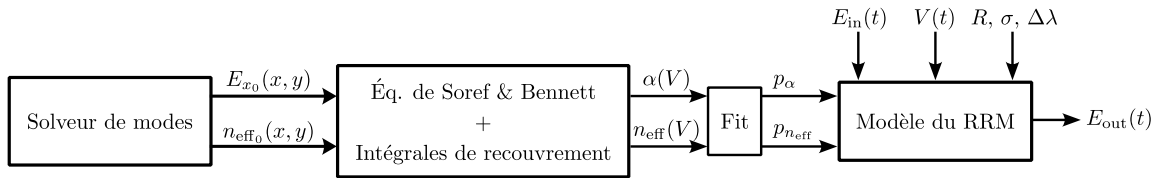


FIGURE 2.12. Représentation des différentes étapes de simulation.

II.3.2 Étude de la convergence de la fonction de transmission

En étudiant la série de la fonction de transmission vue dans l'équation (2.21), nous pouvons constater que plus k est grand, plus la contribution est de faible amplitude du fait des couplages successifs et de l'absorption cumulée dans k tours parcourus ($\sigma < 1$ et $a < 1$). Ce comportement suggère que la série de l'équation (2.21) converge. Afin de calculer un champ électrique, nous devons donc définir le nombre d'itérations k_{max} de la série à partir duquel nous pouvons considérer que le champ électrique a convergé vers une valeur suffisamment précise.

Il est important de se rendre compte que le nombre d'itérations k_{max} n'est pas à fixer indépendamment des paramètres de l'anneau, puisque selon le facteur de qualité de cette structure, soit des facteurs a et σ , l'énergie stockée dans la cavité n'est pas forcément la même à un instant donné. Il est donc nécessaire d'évaluer k_{max} à chaque simulation pour s'assurer de la convergence suffisante de T . Autrement dit, si nous considérons l'onde en

entrée du modulateur comme une impulsion, nous devons prendre en compte suffisamment de tours d'anneau pour que l'énergie dans la cavité puisse être considérée comme redevenue nulle (par le couplage et les pertes intrinsèques). Pour ce faire, nous proposons de comparer le champ obtenu avec deux valeurs successives de k_{\max} . Nous pouvons pour cela définir une métrique correspondant à une différence quadratique moyenne (MSD) en fonction de k_{\max} de la manière suivante :

$$\text{MSD}(k_{\max}) = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N |T_{k_{\max}}(t_p) - T_{k_{\max}-1}(t_p)|^2, \quad (2.22)$$

où N et t_p sont respectivement le nombre d'éléments et le p -ième élément du vecteur temporel étudié. Nous avons un premier aperçu de l'évolution de la MSD entre deux valeurs de k_{\max} successives sur la figure 2.13 où une modulation sinusoïdale de 1 GHz et d'amplitude crête-à-crête de 1 V est appliquée à un detuning de $\Delta\lambda = 20$ pm et $\sigma = 0.9901$ (régime de sur-couplage). Le nombre d'échantillons dans l'espace temporel est de $N = 2^{15}$. Plusieurs tensions de polarisation V_{DC} sont testées, tout en s'assurant de garder le même detuning. Ainsi, nous pouvons voir l'effet de l'absorption moyenne sur la MSD. Nous pouvons constater une MSD qui augmente légèrement avec la tension inverse appliquée. Cette augmentation s'explique du fait que l'absorption moyenne diminue, d'après la figure 2.11, et donc que le temps de vie du photon dans la cavité augmente. Il est alors nécessaire de prendre en compte de plus grands retards $k_{\max}\tau_r$. Cependant, cette augmentation de la MSD avec la tension inverse de polarisation reste légère du fait que la variation d'absorption dans le silicium est faiblement impactée par la tension appliquée, relativement à la variation de phase, d'après l'équation (1.20).

La MSD a également été représentée pour différents detunings, avec une tension de polarisation fixe ($V_{\text{DC}} = -7$ V) sur la figure 2.14. Les fortes différences de MSD selon le detuning nous permettent de nous rendre compte que pour de grandes puissances moyennes de sortie (soit pour un grand detuning), les différences entre des fonctions de transmission calculées avec deux valeurs successives de k_{\max} sont beaucoup plus perceptibles, d'où l'intérêt d'étudier la convergence de la fonction de transmission à chaque simulation.

Un seuil de MSD minimal peut donc être choisi afin de s'assurer que la fonction de transmission calculée est suffisamment précise. Cela peut notamment dépendre du nombre d'échantillons. Nous avons vu précédemment que pour des facteurs de qualité de l'ordre de 10^4 , il fallait s'attendre à des temps de vie de l'ordre de quelques dizaines de ps, ce qui nous oblige à adopter des fréquences d'échantillonnage relativement élevées (pouvant aller jusqu'à l'ordre du THz). Or, les fréquences de modulation visées étant de l'ordre du GHz, nous obligent en plus à utiliser de grands nombres d'échantillons temporels (relativement au nombre de périodes ou de symboles à considérer dans le signal de modulation). Un seuil de MSD minimal de 10^{-9} est alors fixé pour les prochaines simulations. Celui-ci pourra être adapté si l'on observe des différences de puissance ou de phase, temporellement ou spectralement, qui pourraient être mesurables dans la réalité.

Il peut être intéressant d'observer l'influence du signal de modulation sur la MSD. La figure 2.15 montre la MSD calculée pour des signaux sinusoïdaux de 1 GHz et 20 GHz, ainsi

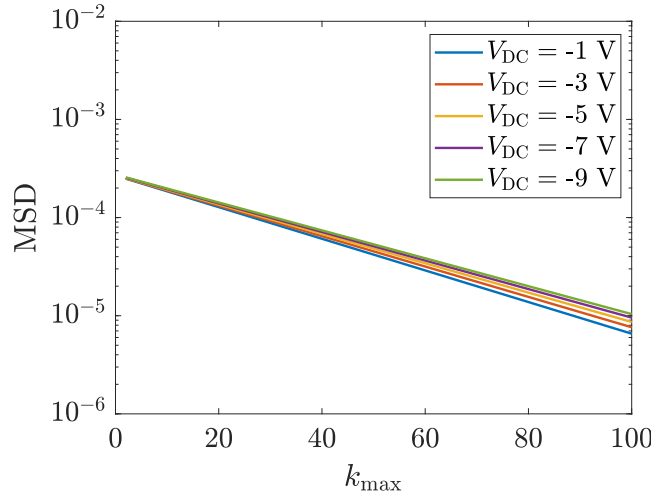


FIGURE 2.13. MSD en fonction de k_{\max} selon l'équation (2.22), pour différentes tensions de polarisation. Le detuning est de $\Delta\lambda = 20$ pm, les paramètres de l'anneau sont $R = 20$ μm , $\sigma = 0.9901$, le nombre d'échantillons est de $N = 2^{15}$ et la tension appliquée est définie comme étant $V(t) = V_{\text{DC}} + \frac{V_{\text{pp}}}{2} \sin(2\pi f_m t)$ avec $V_{\text{pp}} = 1$ V et $f_m = 1$ GHz.

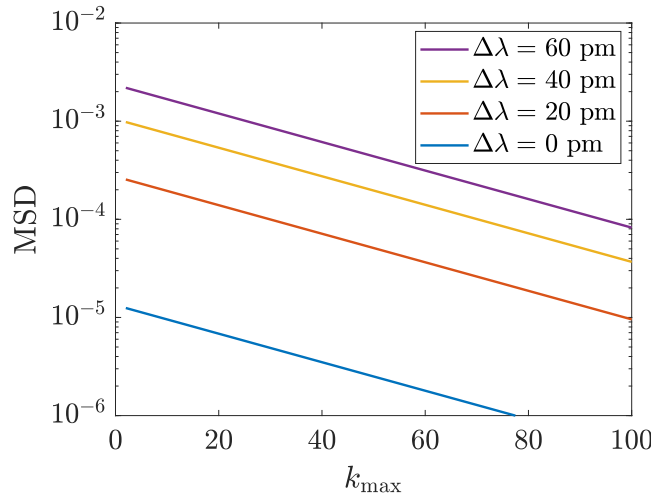


FIGURE 2.14. MSD en fonction de k_{\max} selon l'équation (2.22), pour différents detunings. La tension de polarisation est de $V_{\text{DC}} = -7$ V, les paramètres de l'anneau sont $R = 20$ μm , $\sigma = 0.9901$, le nombre d'échantillons est de $N = 2^{15}$ et la tension appliquée est définie comme étant $V(t) = V_{\text{DC}} + \frac{V_{\text{pp}}}{2} \sin(2\pi f_m t)$ avec $V_{\text{pp}} = 1$ V et $f_m = 1$ GHz.

que pour des signaux NRZ à 1 Gbit/s et 20 Gbit/s, afin de vérifier si la limitation en bande passante, et donc l'OMA influence la MSD. La simulation est réalisée à un detuning de $\Delta\lambda = 20$ pm, une tension de polarisation de $V_{\text{DC}} = -7$ V, une tension crête-à-crête de $V_{\text{pp}} = 1$ V et un nombre d'échantillons de $N = 2^{15}$. Les signaux NRZ sont générés à partir d'une séquence PRBS de 2^7 bits et avec un temps de montée de 30 ps. Nous constatons que la MSD ne dépend pas du signal de modulation. L'évolution de la puissance en fonction du temps est représentée pour chaque signal sur la figure 2.16. Pour les signaux sinusoïdaux,

nous observons sur les figures 2.16(a) et 2.16(b) une diminution de l'amplitude de sortie, due à la limitation en bande passante. Pour les signaux NRZ, les figures 2.16(c) et 2.16(d) représentent directement les diagrammes de l'oeil. Nous pouvons qualitativement observer une diminution de l'ouverture de l'oeil pour le signal modulé à 20 Gbit/s pour la même raison.

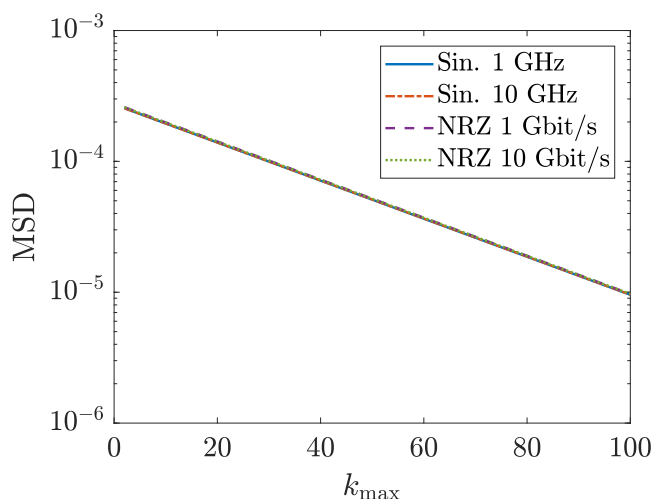


FIGURE 2.15. MSD en fonction de k_{\max} selon l'équation (2.22), pour différents signaux de modulation. La tension de polarisation est de $V_{DC} = -7$ V, les paramètres de l'anneau sont $R = 20 \mu\text{m}$, $\sigma = 0.9901$ et le nombre d'échantillons est de $N = 2^{15}$.

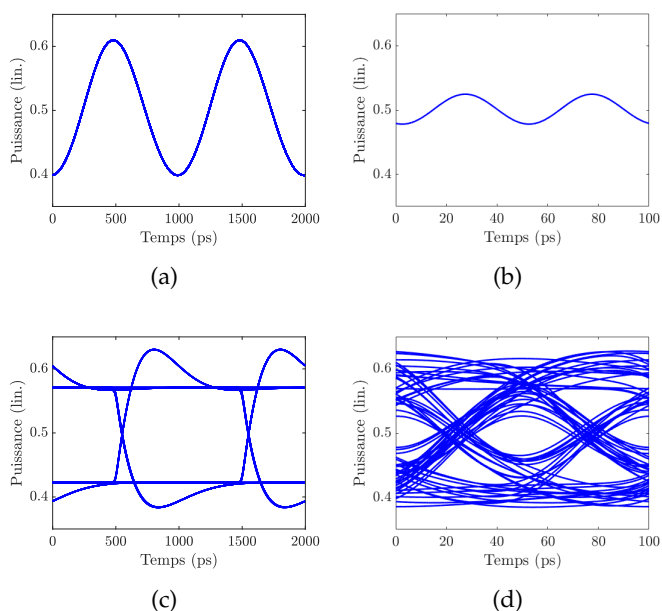


FIGURE 2.16. Puissance de sortie du RRM en fonction du temps, calculée selon l'équation (2.21). (a) Modulation sinusoïdale à 1 GHz. (b) Modulation sinusoïdale à 20 GHz. (c) Modulation NRZ à 1 Gbit/s. (d) Modulation NRZ à 20 Gbit/s. Pour les signaux NRZ, chaque bit est superposé pour former des diagrammes de l'oeil.

Afin de comparer avec les autres modèles, l'OMA a été calculé en fonction de la fréquence de modulation pour plusieurs detunings et est représenté sur la figure 2.17(a). Pour une plus grande précision, le nombre d'échantillons a été augmenté à $N = 2^{17}$. Pour un detuning de $\Delta\lambda = +20$ pm, nous avons une bande passante (à -3 dB) de 13 GHz. La MSD ne dépend pas de l'OMA mais essentiellement de la puissance moyenne en sortie du modulateur.

L'OMA a également été calculé pour des detunings négatifs. Nous pouvons constater qu'à des basses fréquences, l'OMA est légèrement plus faible à un detuning positif par rapport au detuning opposé, du fait de la légère modulation d'absorption. Ce phénomène a été décrit dans une cavité à cristaux photoniques [92] mais le principe reste le même dans le cas de guides d'onde en silicium. Nous avons vu sur la figure 1.19 qu'en régime de sur-couplage, la fonction de transmission présente une résonance de moins en moins profonde, à mesure que l'on augmente la tension inverse appliquée, du fait de l'absorption plus faible, et donc d'un écart entre a et σ plus élevé. En régime dynamique, cela se traduit par une OMA plus élevée si le detuning choisi est négatif. Cette asymétrie de l'OMA par rapport à la résonance est illustrée sur la figure 2.17(b) en fonction du detuning.

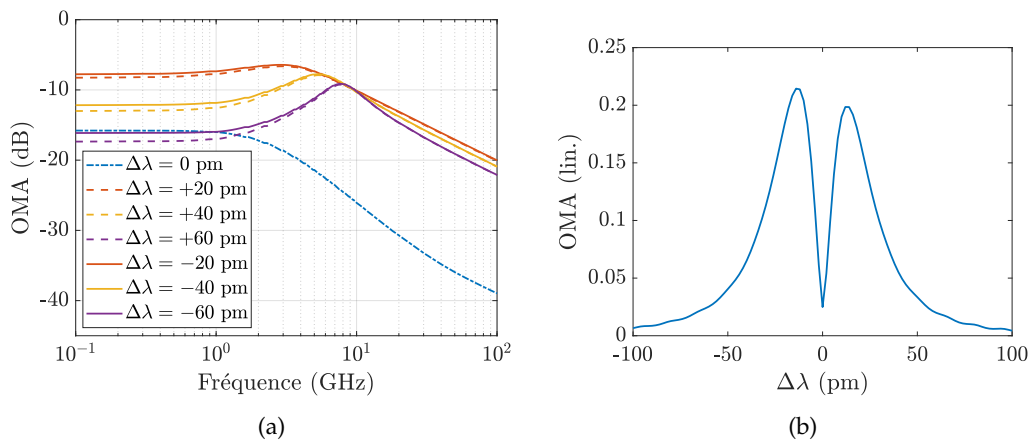


FIGURE 2.17. (a) OMA calculée en fonction de la fréquence de modulation d'après l'équation (2.21), pour différents detunings positifs et négatifs. (b) OMA calculée en fonction du detuning, à une fréquence de modulation de 1 GHz.

II.4 Caractérisation de modulateurs à micro-résonateurs en anneau et validation du modèle

Dans cette section, une caractérisation des modulateurs à disposition sera présentée en régimes statique et dynamique. Nous verrons que la caractérisation statique nous permettra de corriger la modélisation initiale du déphaseur, plus précisément dans la quantification des efficacités de modulation de phase et d'absorption, du fait de certaines approximations. Ensuite, une caractérisation en régime dynamique avec différents types de signaux sera présentée, ce qui permettra de valider le modèle implémenté et de dégager des premiers comportements propres aux RRM.

Les RRM caractérisés ont été conçus par Diego Pérez-Galacho lors de sa thèse au Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies de l'Université Paris-Saclay et ont été fabriqués par ST Microelectronics. Plusieurs séries de RRM sont à disposition. La figure 2.18(a) montre le masque de 10 RRM de rayon $R = 20 \mu\text{m}$ avec des gaps entre l'anneau et le guide droit allant de 100 nm à 300 nm, permettant d'avoir des RRM sous-couplés et sur-couplés. Des réseaux de couplage sont présents à chaque extrémité du guide droit, ce qui permet de coupler verticalement les ondes d'entrée et de sortie vers des fibres optiques [93]. La figure 2.18(b) détaille la structure d'un modulateur sur les différentes couches métalliques et la jonction PN (latérale dans les RRM étudiés) [41]. Les contacts métalliques "GSG" pour "ground-signal-ground" permettent d'appliquer la tension électrique à l'aide d'une pointe adaptée.

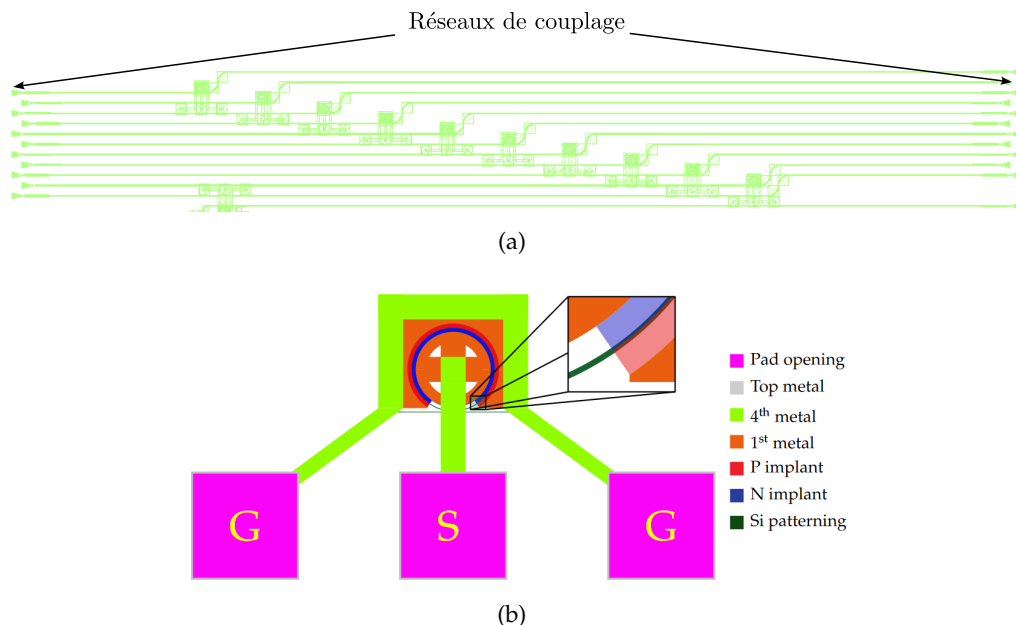


FIGURE 2.18. (a) Masque des RRM étudiés. (b) Détail de la structure des RRM, issu de [41].

II.4.1 Caractérisation en régime statique

Dans un premier temps, une caractérisation en régime statique peut être réalisée afin d'observer l'évolution de la longueur d'onde de résonance (donc de l'indice effectif), ainsi que la profondeur de la résonance (donc le coefficient d'absorption), en appliquant différentes tensions DC. Parmi les RRM présentés sur la figure 2.18, nous détaillerons la caractérisation de celui ayant la résonance la plus profonde (en l'absence de tension appliquée). Il s'agit de celui ayant le gap minimal de 100 nm, censé être sur-couplé.

Afin de mesurer une fonction de transmission en fonction de la longueur d'onde, nous utilisons une source laser continue (CW) et accordable. La puissance optique de la source est fixée à -5 dBm. Cette source étant fibrée, nous pouvons amener la fibre à proximité du réseau de couplage du modulateur à étudier. Avant cela, nous devons nous rappeler qu'avec les guides d'onde constituant ces modulateurs, il ne peut y avoir de mode guidé que sous une certaine polarisation. C'est pourquoi un contrôleur de polarisation (PC) fibré est utilisé avant de coupler l'onde optique par le réseau de couplage. En sortie du modulateur, une autre fibre récupère l'onde optique et la transmet vers une photodiode (PD). Ce dispositif expérimental est illustré sur la figure 2.19.

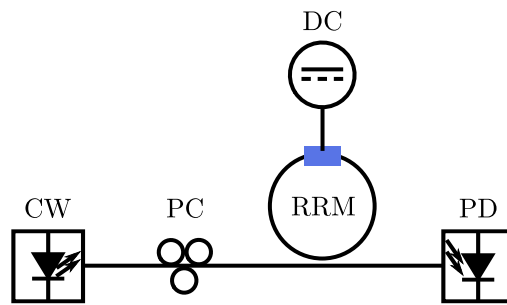


FIGURE 2.19. Représentation schématique du dispositif expérimental pour mesurer la transmission d'un RRM.

La puissance de sortie est ensuite mesurée en fonction de la longueur d'onde de la source et pour différentes tensions DC appliquées. Ces mesures sont regroupées sur la figure 2.20. Nous pouvons observer les mêmes comportements que sur la figure 1.19, c'est-à-dire une augmentation de la longueur d'onde de résonance et une diminution de la profondeur de résonance (ce qui permet de vérifier le régime de sur-couplage) quand la tension inverse appliquée augmente.

Le fit à 0 V tracé sur la figure 2.20 représente la fonction de transmission calculée à partir de l'équation (1.38) où les paramètres $a = 0.99$ et $\sigma = 0.989$ ont été extraits de la mesure par la méthode des moindres carrés. Le fit des paramètres de l'anneau peut être réalisé pour chaque mesure. Ainsi, nous pouvons déduire l'évolution réelle de l'indice effectif n_{eff} et de l'absorption α en fonction de la tension appliquée. Ces paramètres sont représentés sur la figure 2.21, où α a été déduit du fit de a en connaissant le rayon de l'anneau.

Les axes des ordonnées de la figure 2.21 ont été mises à la même échelle que sur la figure 2.11. En comparaison, nous observons les mêmes évolutions qualitativement. Cependant, les variations d'indice effectif et d'absorption en fonction de la tension sont moins

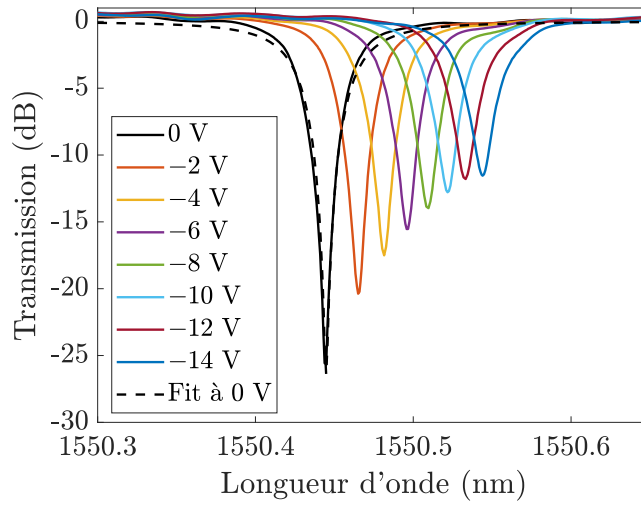


FIGURE 2.20. Mesures de transmission d'un RRM en silicium en fonction de la longueur d'onde pour différentes tensions appliquées. La fonction de fit à 0 V a été obtenue par la méthode des moindres carrés et a été calculée d'après l'équation (1.38).

grandes que ce qui a été calculé avec la simulation. Plusieurs raisons peuvent expliquer cette différence quantitative. La première est qu'en réalité, la jonction PN n'est pas présente sur l'entièreté de la circonférence de l'anneau en raison de la zone de couplage (cf. figure 2.18(b)). Le modèle considère un déphasage sur toute la circonférence de l'anneau, ce qui implique des efficacités de modulation forcément différentes entre la simulation et la mesure.

La seconde raison est que la jonction PN modélisée reste assez simpliste, c'est-à-dire que l'on fait l'approximation d'une jonction abrupte. En réalité, la structure électrique peut légèrement différer et présenter une distributions d'ions plus diffuse, ce qui peut amener à des interactions différentes du mode guidé avec les porteurs libres.

Nous pouvons de plus noter un décalage constant de l'indice effectif mesuré par rapport à la simulation, soit une moyenne mesurée de $n_{\text{eff}} \approx 2.7638$ contre une moyenne simulée de $n_{\text{eff}} \approx 2.7529$ (parmi les tensions testées entre 0 V et -14 V) en considérant la résonance la plus proche de 1550 nm. Cet écart peut s'expliquer par le fait que l'indice effectif est fortement dépendant de la température [94]. Nous verrons en section II.4.3 que cette sensibilité à la température pose notamment des problèmes de stabilité. Cet écart peut également s'expliquer par une imprécision de fabrication, pouvant par exemple donner des dimensions de guide légèrement différentes de celles simulées. Il peut en être de même avec la circonférence de l'anneau considérée comme parfaitement définie et avec laquelle l'indice effectif est déduit d'après l'équation (1.41).

En ce qui concerne l'absorption, nous avons ignoré dans la simulation les pertes supplémentaires pouvant être induites par la courbure de l'anneau ou par une éventuelle rugosité du guide. Or, nous pouvons voir qu'à -14 V, le nombre de porteurs libres interagissant avec le mode guidé ayant été minimisé (largeur de la zone de déplétion maximisée), nous avons la même absorption linéique d'environ 100 m^{-1} entre la mesure et la simulation.

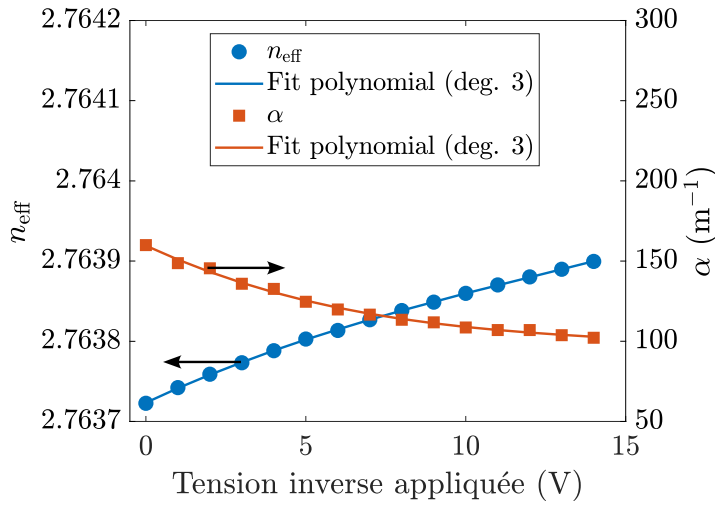


FIGURE 2.21. Indice effectif et absorption en fonction de la tension inverse appliquée extraits des mesures de transmission statique à partir des fits des fonctions de transmission. Leur fit polynomial a été recalculé afin de mieux correspondre aux mesures réelles.

Ces éventuelles pertes supplémentaires peuvent donc en effet être considérées comme négligeables selon cette dernière observation.

Finalement, les coefficients des fits polynomiaux de $n_{\text{eff}}(V)$ et de $\alpha(V)$, regroupés dans $p_{n_{\text{eff}}}$ et p_{α} respectivement, peuvent être mis à jour comme paramètres d'entrée du modèle du RRM implémenté, afin de se rapprocher le plus possible du comportement du RRM caractérisé.

II.4.2 Caractérisation en régime dynamique et comparaison avec le modèle implémenté

Afin de valider le modèle implémenté, nous pouvons caractériser le RRM en régime dynamique avec différents types de signaux et comparer la puissance temporelle ainsi que le spectre à ceux calculés par le modèle.

Le dispositif expérimental utilisé pour cette caractérisation est illustré sur la figure 2.22. Dans le but d'appliquer une tension variant dans le temps en plus de la tension de polarisation, nous utilisons un bias-tee, permettant d'ajouter ces deux contributions. Pour générer un signal sinusoïdal, nous avons à disposition un synthétiseur radio-fréquence (RF). Pour générer un signal NRZ, nous avons à disposition un générateur PRBS. Un driver ainsi qu'un atténuateur variable peuvent être ajoutés en sortie RF de ces générateurs de tension afin de pouvoir ajuster l'amplitude V_{pp} de la tension de modulation. Pour mesurer la puissance en sortie du modulateur dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel, nous utilisons un oscilloscope, ainsi qu'un analyseur de spectre optique (OSA) à haute résolution (5 MHz). Ceux-ci se partagent l'onde optique de sortie grâce à un coupleur 3 dB.

Une modulation sinusoïdale est tout d'abord testée à un detuning de $\Delta\lambda = -40$ pm. Nous restons pour l'instant à une fréquence de modulation de 1 GHz afin de rester dans la bande

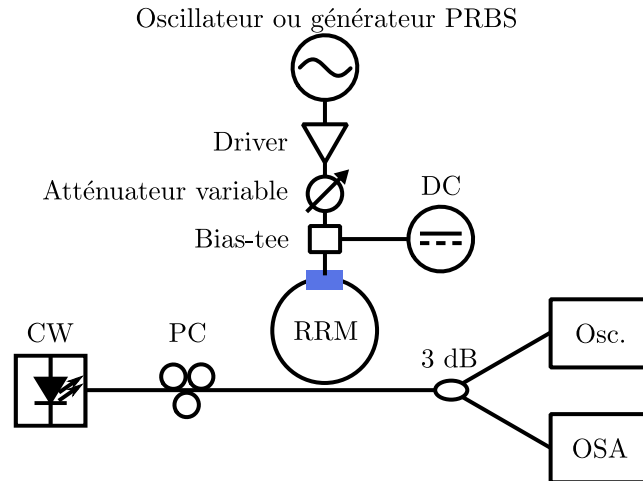


FIGURE 2.22. Représentation schématique du dispositif expérimental pour une modulation en régime dynamique, avec une mesure de la puissance dans les domaines temporel et fréquentiel.

passante électro-optique. La tension de polarisation a été fixée à $V_{DC} = -7$ V. La puissance moyenne mesurée attendue doit être différente de celle simulée du fait des pertes par les réseaux de couplage et des pertes dues à la propagation dans le guide droit, non prises en compte dans la simulation car inconnues. La puissance sera donc normalisée dans les spectres des prochaines mesures.

La figure 2.23 montre les mesures et les simulations de la puissance en fonction du temps et du spectre optique, pour une amplitude du signal de modulation de $V_{pp} = 1$ V, soit une puissance RF de $P_{RF} = 4$ dBm pour une impédance du système de 50Ω . Nous retrouvons des signaux temporels périodiques correspondant à la fréquence de modulation, puisqu'en régime petit signal, les harmoniques de premier ordre sont prépondérantes, bien que les signaux temporels ne soient plus parfaitement sinusoidaux. Il est en effet assez difficile, même en régime petit signal, d'obtenir une modulation parfaitement sinusoidale du fait des non-linéarités de la réponse spectrale ainsi que des non-linéarités de la modulation de phase dans le silicium.

Nous retrouvons également des spectres non symétriques par rapport à la porteuse optique à cause de la réponse spectrale du RRM non centrée sur celle-ci du fait du detuning non nul. En revanche, le spectre mesuré présente des harmoniques d'ordres élevés plus puissantes que ce que prédit la simulation, même si elles restent très faibles devant les premières bandes latérales. Cela suffit à observer un signal temporel de sortie mesuré légèrement plus déformé (par rapport au signal de tension sinusoidal) que le signal de sortie simulé. Cette différence quantitative subsistante peut avoir diverses raisons dont celles évoquées en section II.4.1, en plus des effets perceptibles en régime dynamique, notamment causé par la limitation en bande passante électrique, non prise en compte par le modèle. De plus, la dynamique des porteurs libres peut potentiellement jouer un rôle, notamment avec des temps de vie de moins de 1 ns et des pertes non-linéaires dues au FCA [95, 96].

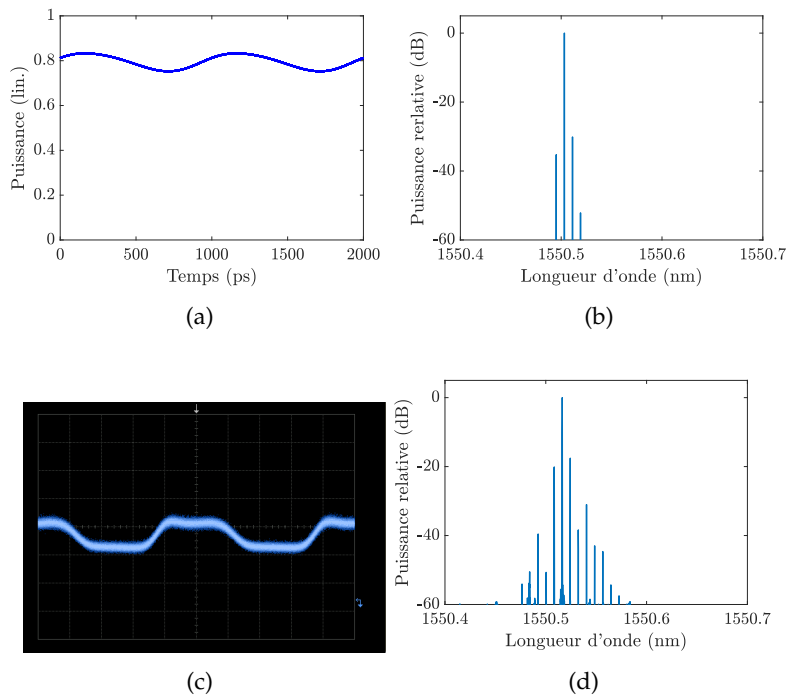


FIGURE 2.23. Simulation de la puissance en sortie du RRM dans les domaines (a) temporel et (b) fréquentiel. Mesures de la puissance en sortie du RRM dans les domaines (c) temporel et (d) fréquentiel. La modulation est sinusoïdale, avec une amplitude de tension de $V_{pp} = 1$ V.

Il peut être intéressant d'étudier le comportement de l'onde optique modulée en régime grand signal pour que les contributions des harmoniques d'ordres supérieures à 1 ne soient plus négligeables. Nous choisissons donc cette fois-ci $V_{pp} = 6.4$ V, soit $P_{RF} \approx 20$ dBm, ce qui est l'amplitude maximale atteignable en sortie du driver à disposition. Au même detuning et à la même fréquence de modulation, nous avons les mesures et la simulation de la puissance de sortie sur la figure 2.24.

La première chose que l'on peut observer est encore la différence quantitative entre la simulation et la mesure, avec plus d'harmoniques d'ordres élevés mesurées au dessus de -60 dB de puissance relative, par rapport à la simulation. Cependant, nous pouvons nous rapprocher des résultats mesurés en simulant une plus grande amplitude de tension de modulation. La figure 2.25 représente les résultats de simulation obtenus pour $V_{pp} = 13$ V. Deux comportements peuvent se dégager de cette dernière simulation ainsi que des mesures en grand signal.

D'abord, une première oscillation, visible à l'état bas de puissance (illustré sur la zone I de la figure 2.25(a)), correspond au cas où la longueur d'onde de résonance devient la même que celle de la source lors de la modulation de l'indice effectif. L'amplitude du signal de modulation est telle que la résonance est décalée d'un écart plus grand que le detuning, ce qui se traduit par une remontée de la puissance optique de sortie.

La deuxième oscillation, visible à l'état haut de puissance (illustré sur la zone II de la

figure 2.25(a)), est le résultat de la contribution de chaque harmonique du spectre de sortie. Ce type d'oscillation est fortement similaire à la relaxation que l'on peut mesurer dans une cavité laser. Nous pourrions donc penser que la fréquence de cette oscillation traduit le pic de résonance de la réponse en fréquence, propre au detuning, comme simulé sur la figure 2.17(a). Cependant, il s'avère que la fréquence de cette oscillation augmente lorsque l'amplitude du signal de modulation augmente, du fait des contributions plus grandes d'harmoniques d'ordres de plus en plus élevés. Cet effet est observé qualitativement sur les différentes traces temporelles de la puissance. En effet, même si sur la mesure à $V_{pp} = 6.4$ V et la simulation à $V_{pp} = 13$ V présentent une oscillation de rebond (zone I) similaire, les oscillations de la zone II n'ont pas la même fréquence, du fait du nombre d'harmoniques mesurées toujours plus grand alors que les deux sont réalisés au même detuning.

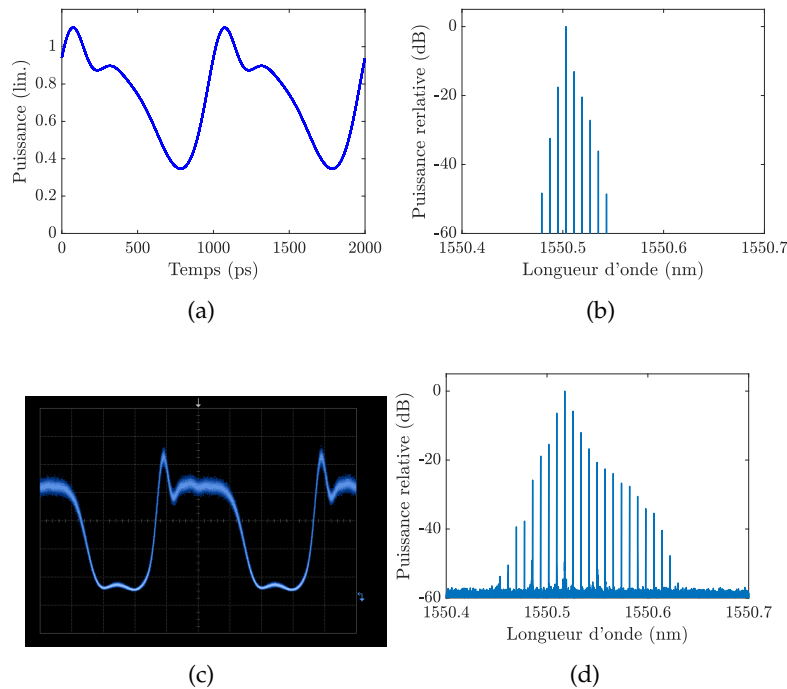


FIGURE 2.24. Simulation de la puissance en sortie du RRM dans les domaines (a) temporel et (b) fréquentiel. Mesures de la puissance en sortie du RRM dans les domaines (c) temporel et (d) fréquentiel. L'amplitude de la tension de modulation est de $V_{pp} = 6.4$ V.

Jusqu'ici, l'OMA n'a été calculé qu'en simulation. La réponse en fréquence peut être mesurée afin de vérifier dans un premier temps si l'on retrouve l'effet de résonance dû à la suppression d'une bande latérale, et dans un second temps, pour mesurer la bande passante électro-optique, puisque celle-ci est attendue comme étant plus faible à cause de la limitation électrique. La réponse en fréquence est mesurée à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (VNA), selon le schéma expérimental représenté sur la figure 2.26.

Le VNA permet de mesurer la réponse électro-optique S_{21} du RRM. Celui-ci est calibré par rapport à la réponse électro-optique de la photodiode. Des mesures de S_{21} ont été réalisées

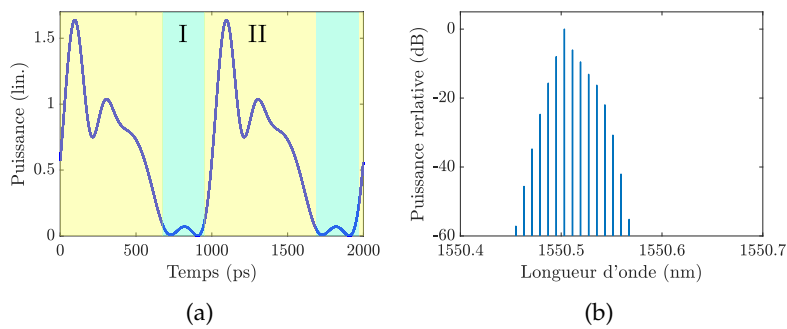


FIGURE 2.25. Simulation de la puissance en sortie du RRM dans les domaines (a) temporel et (b) fréquentiel. L'amplitude de la tension de modulation est de $V_{pp} = 13$ V. Les zones I et II représentent les deux types d'oscillations étudiés.

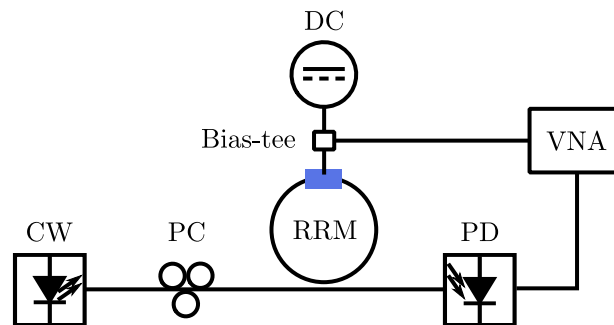


FIGURE 2.26. Représentation schématique du dispositif expérimental pour mesurer la réponse en fréquence d'un RRM.

pour différents detunings et sont regroupées sur la figure 2.27. Nous voyons effectivement une amplitude de modulation légèrement plus élevée pour un detuning négatif par rapport au detuning opposé du fait de la modulation d'absorption, comme prédit par le modèle sur la figure 2.17(a). Cette différence d'amplitude est d'autant plus élevée que le detuning est élevé, du fait que la contribution de la modulation de phase donne une OMA plus faible (variations de la fonction de transmission localement plus faibles). La contribution uniquement due au FCA devient alors plus perceptible. Nous observons également les effets de résonance, dont la fréquence de chaque pic correspond au detuning testé.

En simulation, la bande passante à -3 dB à $\Delta\lambda = \pm 20$ pm avait été calculée à 13 GHz sans prendre en compte de limitation d'origine électrique. Sur la mesure de S_{21} , la limitation électrique est directement visible puisque la bande passante mesurée est de 4 GHz au même detuning.

Nous pouvons également comparer les diagrammes de l'oeil de signaux NRZ en sortie du modulateur. Nous avons choisi de définir le débit à 10 Gbit/s pour observer la dégradation de l'oeil du fait de la bande passante limitée. La figure 2.28(a) montre le diagramme de l'oeil mesuré à un detuning de $\Delta\lambda = -20$ pm et pour une amplitude de tension de modulation de $V_{pp} = 1.6$ V. La figure 2.28(b) montre la simulation du diagramme de l'oeil dans les mêmes conditions. Nous pouvons encore observer une légère oscillation. En ajustant le

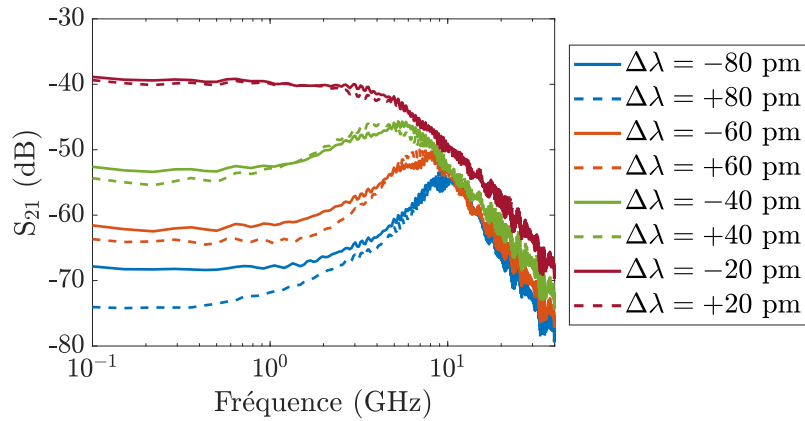


FIGURE 2.27. Mesure de la réponse électro-optique S_{21} du RRM pour différents detunings.

detuning à $\Delta\lambda = -15$ pm, le diagramme de l'oeil obtenu et illustré sur la figure 2.28(c) est semblable à celui mesuré. Nous pouvons donc retrouver plus ou moins les comportements mesurés en ajustant le detuning dans un intervalle de ± 5 pm.

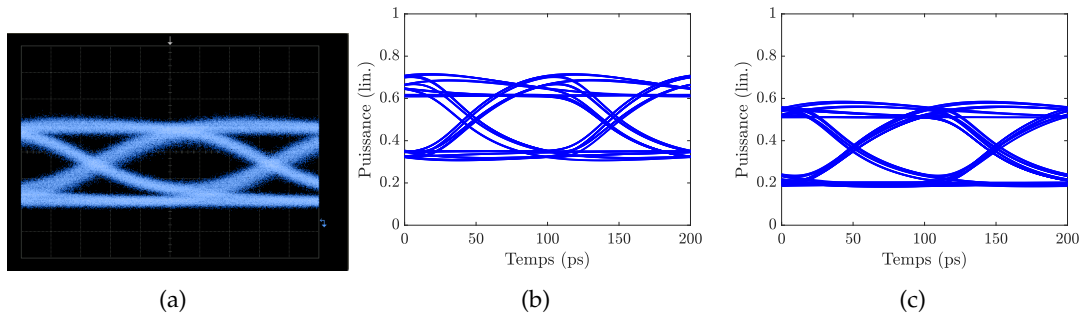


FIGURE 2.28. Diagrammes de l'oeil (a) mesuré à $\Delta\lambda = -20$ pm, (b) simulé à $\Delta\lambda = -20$ pm et (c) simulé à $\Delta\lambda = -15$ pm.

II.4.3 Stabilité des micro-résonateurs

Il a été évoqué dans la section II.4.1 que les RRM pouvaient présenter des instabilités dues à des effets thermiques. En effet, le coefficient thermo-optique du silicium, traduisant la variation d'indice en fonction de la température, est de $\frac{dn}{dT} \approx 1.86 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ [94], ce qui est du même ordre de grandeur que lorsque la déplétion de porteurs est exploitée en appliquant une tension inverse de quelques volts.

De plus, bien que la déplétion de porteurs permette d'éviter la génération de courant électrique au sein de la jonction PN et donc de provoquer des échauffements, le circuit électrique équivalent (cf. figure 2.9(c)) implique des effets résistifs malgré un courant de fuite minimal. Si l'amplitude de la tension de modulation est suffisamment forte, un échauffement peut se produire pour décaler la résonance de plusieurs pm voire plusieurs dizaines de pm. Cet effet a été mesuré dans le cas d'une modulation sinusoïdale et est représenté sur la figure 2.29. Pour se rendre compte de ce décalage, le spectre a été mesuré à différentes

fréquences de modulation et à différents detunings. Dans chaque spectre, la puissance de la porteuse a été mesurée. Ainsi, nous savons que la porteuse est minimisée lorsque sa longueur d'onde correspond à celle de la résonance. En principe, la porteuse est donc minimisée à un detuning nul. C'est le cas sur la figure 2.29(a) où $P_{\text{RF}} = 4$ dBm, soit $V_{\text{pp}} = 1$ V, et ce quelque soit la fréquence de modulation. Or, lorsque la puissance RF devient suffisamment forte, le minimum de puissance de la porteuse est mesuré à d'autres detunings et cet effet dépend de la fréquence de modulation. C'est le cas par exemple à $P_{\text{RF}} = 14$ dBm ($V_{\text{pp}} = 3.2$ V) et à $P_{\text{RF}} = 19$ dBm ($V_{\text{pp}} = 5.6$ V) sur les figures 2.29(b) et 2.29(c) respectivement, où l'on remarque que ce décalage de la résonance est d'autant plus grand que la fréquence de modulation est élevée et que la puissance RF est élevée.

Par conséquent, un module Peltier est utilisé sur notre banc de mesure, afin de minimiser toute dérive thermique.

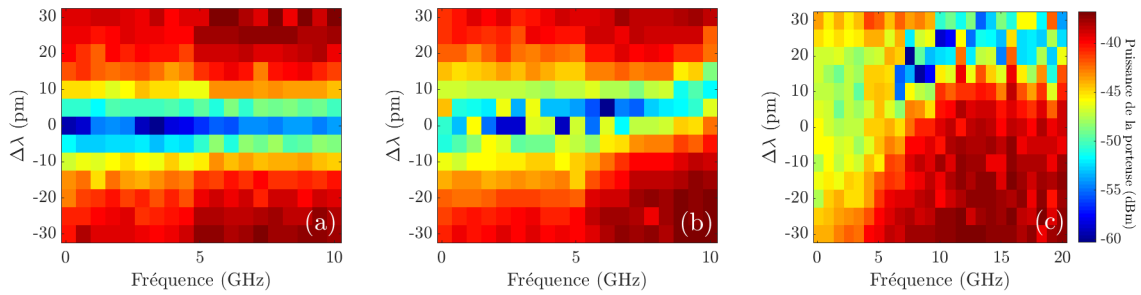


FIGURE 2.29. Mesure de la puissance de la porteuse optique en fonction de la fréquence de modulation et du detuning pour (a) $P_{\text{RF}} = 4$ dBm, (b) $P_{\text{RF}} = 14$ dBm et (c) $P_{\text{RF}} = 19$ dBm.

D'autres sources d'instabilités sont également étudiées dans la littérature, notamment les effets non-linéaires provoqués par l'absorption à deux photons (TPA) ou par la dynamique des porteurs [92, 95-97].

En ce qui concerne l'absorption à deux photons, celle-ci se manifeste dans un RRM par un effet de bistabilité thermo-optique, se traduisant par une fonction de transmission asymétrique par rapport à la longueur d'onde de résonance, si une puissance optique suffisamment importante est injectée en entrée [98]. Cet effet décrit un décalage de la longueur d'onde de résonance lorsque la lumière est couplée dans le résonateur. Le fait de balayer la longueur d'onde de la source lors de la mesure de transmission donne donc des mesures de résonances asymétriques. Nous pouvons observer cet effet sur la figure 2.30 où la fonction de transmission a été mesurée pour des puissances de la source de $P_s = 0$ dBm et $P_s = 13.5$ dBm. Puisque cet effet n'est pas modélisé, la puissance optique de la source a été fixée à -5 dBm pour les caractérisations afin que l'effet du TPA soit négligeable.

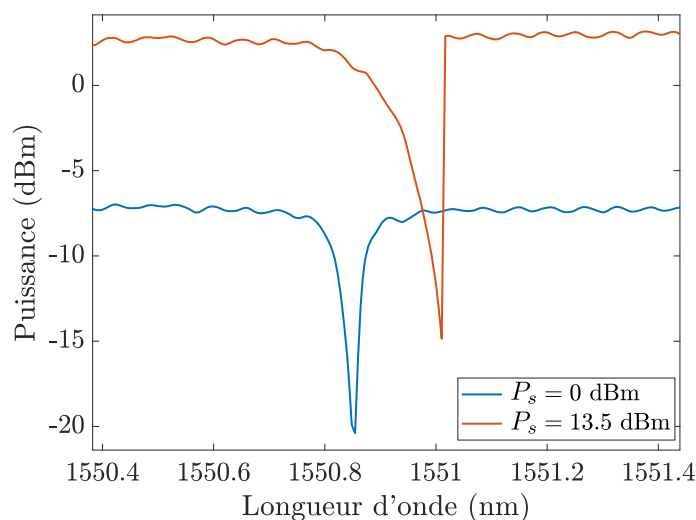


FIGURE 2.30. Mesures de fonctions de transmissions d'un RRM pour des puissances optiques de la source de 0 dBm et de 13.5 dBm. Aucune tension n'est appliquée.

II.5 Conclusion

Nous avons exploré dans ce chapitre différentes approches de modélisation permettant de décrire le champ électrique en sortie d'un RRM en silicium. Les approches dites CMS et CMT permettent d'établir une description d'une cavité couplée à un guide droit. Le modèle décrit dans [52] établit une équation différentielle temporelle pouvant être résolue analytiquement sous certaines approximations ou numériquement avec une méthode adéquate. Le modèle décrit dans [85] a l'avantage de proposer une modélisation électrique complète d'un RRM exploitant la déplétion de porteurs dans une jonction PN, mais se limite cependant à un régime petit signal sinusoïdal. Nous avons enfin choisi d'implémenter le modèle décrit dans [90] car celui-ci prend en compte la propagation d'une onde sur plusieurs tours de l'anneau, et est donc susceptible de correspondre le plus fortement possible au comportement optique d'un RRM.

Connaissant les différentes sources d'imprécisions pouvant provenir du modèle, c'est-à-dire le comportement électrique, les approximations de la jonction PN abrupte et du déphasage sur toute la circonférence de l'anneau, ainsi que la dynamique des porteurs, nous pouvons nous attendre à une correspondance plutôt qualitative, ce qui est le cas. Ce modèle nous permettra cependant de prédire certains comportements ou d'estimer certaines grandeurs difficilement mesurables en réalité.

La stabilité des RRM a également été étudiée, ce qui nous a permis de limiter les sources d'instabilité, notamment en gardant une puissance optique d'entrée relativement faible pour éviter le TPA, et en asservissant la température des modulateurs à disposition pour éviter les variations d'indice induites par échauffement.

CHAPITRE III

Étude des propriétés de chirp d'un modulateur à micro-résonateur en anneau

Sommaire

III.1 Définition du chirp	71
III.1.1 Chirp transitoire et adiabatique	72
III.1.2 Chirp en sortie d'un modulateur	72
III.2 Impact du chirp sur une ligne de transmission dispersive	74
III.2.1 Effet de la dispersion sur un signal non chirpé	75
III.2.2 Effet du chirp sur une onde modulée se propageant dans une ligne dispersive	78
III.3 Caractérisation du chirp d'un modulateur à micro-résonateur en anneau en silicium	84
III.3.1 Mesure en temps réel du champ électrique par détection cohérente	85
III.3.2 Traitement numérique du signal après détection cohérente	88
III.3.3 Caractérisation du chirp par un paramètre de chirp crête-à-crête	90
III.3.4 Estimation du chirp par un paramètre de chirp effectif	95
III.4 Exploitation du chirp pour des applications de communications optiques à courte portée	98
III.4.1 Réduction des pénalités de dispersion chromatique par un chirp négatif	99
III.4.2 Faisabilité d'autres potentielles applications	106
III.5 Conclusion	108

La fonction de transfert statique d'un RRM nous a déjà montré une réponse en phase dépendante de la longueur d'onde quel que soit le régime de couplage sur la figure 1.18. Nous avons également vu que celle-ci évolue avec la tension appliquée du fait de la modulation d'indice effectif, en plus de la transmission en puissance. Il existe donc naturellement un couplage entre l'amplitude et la phase d'une onde optique modulée, soit du chirp, en sortie d'un RRM. Nous pouvons nous en rendre compte simplement en reprenant le modèle du RRM [90] présenté dans la section II.3 et en représentant directement le champ électrique dans le plan complexe. En appliquant une tension de modulation codée en NRZ, nous devrions voir une constellation constituée de deux états différents en amplitude ainsi que des transitions entre ces états. La figure 3.1 représente cette constellation, avec une modulation NRZ à 1 Gbit/s, une tension de polarisation de $V_{DC} = -7$ V, une amplitude de $V_{pp} = 1$ V et à un detuning de $\Delta\lambda = 20$ pm. Nous gardons les paramètres de $R = 20$ μm , $\sigma = 0.989$ ainsi que $p_{n_{\text{eff}}}$ et p_{α} obtenus dans la caractérisation statique en section II.4.1. Nous observons effectivement à la fois une modulation de phase et une modulation d'amplitude.

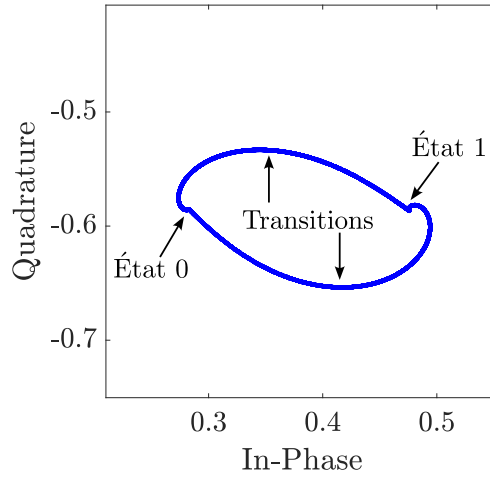


FIGURE 3.1. Champ électrique en sortie du RRM calculé pour une modulation NRZ de 1 Gbit/s à $\Delta\lambda = 20$ pm et représenté dans le plan complexe.

Jusqu'à présent, le chirp des RRM en silicium n'a fait l'objet que de peu d'études. Sa caractérisation a été réalisée indirectement en étudiant son impact au bout d'une ligne de transmission ou en l'étudiant numériquement avec des modèles basés sur les approches CMS et CMT [74, 99-101]. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés à sa caractérisation complète en régime dynamique, notamment en fonction du detuning mais aussi en fonction de la fréquence de modulation. En effet, les réponses en fréquence simulées et mesurées dans la section II.3 suggèrent une dépendance du chirp à la fréquence de modulation du fait de l'augmentation de l'OMA lorsque la fréquence de modulation correspond au detuning.

Dans les prochaines sections, nous définirons ce couplage phase-amplitude, qui est communément caractérisé par le paramètre de chirp. Nous étudierons par la suite l'impact

de ce chirp sur une ligne de transmission dispersive et nous verrons pourquoi il est généralement préférable de le réduire le plus possible. Ensuite, nous caractériserons les propriétés chirp d'un RRM en silicium sous différentes conditions grâce à une mesure du champ électrique dans le domaine temporel par détection cohérente. Enfin, nous verrons en quoi les propriétés de chirp d'un RRM en silicium sont intéressantes pour de potentielles applications.

III.1 Définition du chirp

Le chirp désigne la variation de la fréquence instantanée $\Delta\nu(t)$ d'une onde optique. Nous pouvons définir cette fréquence instantanée par

$$\nu(t) = \nu_0 + \Delta\nu(t). \quad (3.1)$$

La variation de la fréquence instantanée traduit également la dérivée temporelle de la phase, soit :

$$\Delta\nu(t) = -\frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt}. \quad (3.2)$$

La simulation de la modulation NRZ illustrée sur la figure 3.1 montre la présence d'une modulation de phase. Sur cette même simulation, nous pouvons donc calculer la fréquence instantanée $\Delta\nu(t)$. Celle-ci est représentée sur la figure 3.2. Nous voyons une variation de la fréquence instantanée négative pour une transition d'un état de puissance "1" à "0" et positive pour une transition d'un état de puissance "0" à "1". Cela traduit des variations de phase croissante et décroissante selon la transition considérée, ce qui est visible dans le plan complexe sur la figure 3.1.

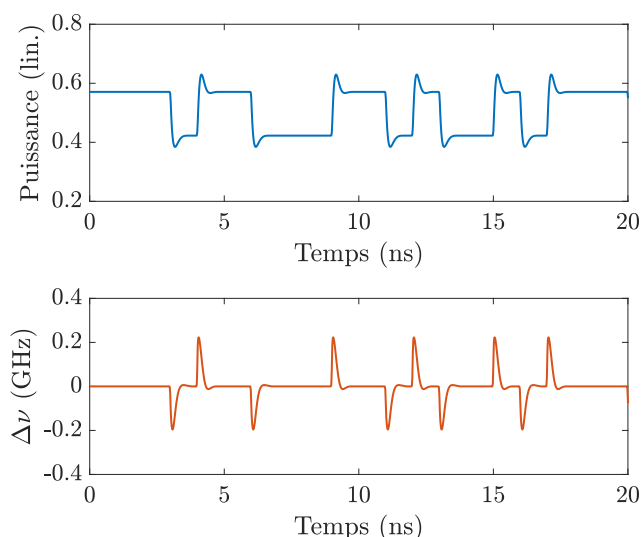


FIGURE 3.2. Puissance et variation de la fréquence instantanée en fonction du temps calculé pour une modulation NRZ à 1 Gbit/s à $\Delta\lambda = 20$ pm.

III.1.1 Chirp transitoire et adiabatique

La figure 3.1 nous montre que la modulation de phase peut être qualifiée relativement à la modulation d'intensité. En effet, si l'on considère une plus grande amplitude de modulation d'intensité pour une même amplitude de modulation de phase, cette dernière peut être perçue comme négligeable. C'est pourquoi il est plus pertinent de mettre en relation la variation de fréquence instantanée avec la puissance optique. Cette relation est généralement décrite par un paramètre de chirp α , dont la définition est issue de la physique des lasers à semi-conducteurs, où il est question de chirp du fait de la modulation d'indice dans la cavité causée par la variation des concentrations de porteurs [30-32] :

$$\Delta\nu(t) = -\frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{\alpha}{4\pi} \left(\frac{1}{P(t)} \frac{dP(t)}{dt} + \kappa P(t) \right). \quad (3.3)$$

Un premier terme décrivant le chirp par $\frac{1}{P(t)} \frac{dP(t)}{dt}$ définit le chirp dit transitoire et le terme décrivant le chirp par $\kappa P(t)$ définit le chirp dit adiabatique. Dans ce contexte, κ est un paramètre lié à la compression de gain et est alors plutôt propre aux lasers. Dans le cas d'un modulateur, ce paramètre est généralement considéré comme nul dans la littérature [33]. Nous pouvons confirmer cette absence de chirp adiabatique en reprenant la figure 3.2, où l'on peut constater que peu importe l'état de puissance (en dehors des transitions), la variation de fréquence reste la même et est nulle, ce qui ne serait pas le cas si $\kappa \neq 0$. Pour un chirp uniquement transitoire, le paramètre de chirp peut alors s'exprimer comme

$$\alpha = -2 \frac{\frac{d\phi(t)}{dt}}{\frac{1}{P(t)} \frac{dP(t)}{dt}}. \quad (3.4)$$

III.1.2 Chirp en sortie d'un modulateur

Afin d'étudier le chirp en sortie d'un modulateur, nous pouvons d'abord étudier un cas général en considérant un champ électrique modulé en puissance selon un indice de modulation m et modulé en phase selon un indice de modulation B . Pour une modulation sinusoïdale de fréquence angulaire ω_m , l'enveloppe du champ électrique peut s'exprimer :

$$E(t) = \sqrt{P_0 (1 + m \sin(\omega_m t))} e^{-jB \sin(\omega_m t + \varphi)}, \quad (3.5)$$

où P_0 est la puissance moyenne de l'onde modulée. Nous pouvons ensuite calculer la puissance $P(t) = |E(t)|^2$ et la phase de l'onde $\phi(t) = -\arg(E(t))$, pour en déduire le paramètre de chirp α selon l'équation (3.4). En prenant par exemple $B = 0.1$, $m = 0.2$ et en ne considérant pour l'instant aucun déphasage temporel entre les modulations d'intensité et de phase du champ ($\varphi = 0$) nous avons un paramètre de chirp α dépendant du temps et sinusoïdal. Le même chirp est obtenu quelle que soit la valeur de P_0 . Ce comportement est représenté sur la figure 3.3 et peut également être retrouvé analytiquement. En effet, en développant l'expression de α défini dans l'équation (3.4) pour le champ défini dans l'équation (3.5), avec $\varphi = 0$, nous avons :

$$\alpha(t) = -\frac{2B}{m} [1 + m \sin(\omega_m t)], \quad (3.6)$$

ce qui nous donne effectivement un paramètre de chirp avec une évolution sinusoïdale et une valeur moyenne $-\frac{2B}{m}$, soit le rapport des amplitudes de modulation de phase et d'intensité, à un facteur 2 près. Ce cas particulier du régime petit signal avec $\varphi = 0$ suffit à décrire par exemple le chirp d'un MZM single-drive.

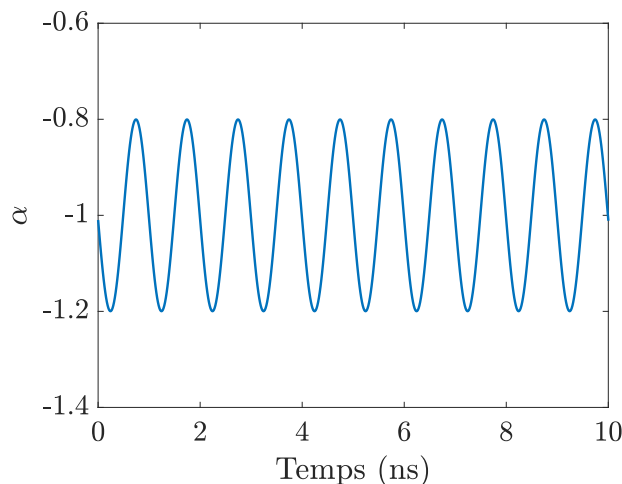


FIGURE 3.3. Paramètre de chirp calculé selon l'équation (3.4) pour un champ électrique défini selon l'équation (3.5), avec $m = 0.2$, $B = 0.1$, $\omega_m = 2\pi f_m$ où $f_m = 1$ GHz, et $\varphi = 0$.

Maintenant, reprenons le champ électrique modulé défini par l'équation (3.5) et considérons un déphasage temporel entre la modulation d'intensité et la modulation de phase, soit $\varphi \neq 0$. Le paramètre de chirp défini selon l'équation (3.4) calcule le quotient de deux signaux sinusoïdaux déphasés dans le temps, ce qui implique une divergence vers $-\infty$ ou $+\infty$ à chaque instant où le terme $\frac{1}{P(t)} \frac{dP(t)}{dt}$ atteint 0, soit deux branches divergentes par période du signal modulé. En choisissant par exemple le cas où $\varphi = \frac{\pi}{2}$, le paramètre de chirp peut s'exprimer :

$$\alpha(t) = -\frac{2B}{m} \tan(\omega_m t) [1 + m \sin(\omega_m t)]. \quad (3.7)$$

Ce cas de figure est illustré sur la figure 3.4.

Tout cas de figure autre que $\varphi = 0 \pmod{\pi}$ implique donc un paramètre de chirp divergent dans le temps. Cette condition n'est par ailleurs pas étudiée par hasard, puisque nous retrouvons le même comportement avec un RRM en silicium. Nous pouvons le constater sur la figure 3.5, où une modulation sinusoïdale de 1 GHz à un detuning de $\Delta\lambda = 20$ pm a été simulée. La tension de polarisation est de $V_{DC} = -7$ V et l'amplitude de modulation est de $V_{pp} = 1$ V. La puissance ainsi que la phase du champ sont représentées fonction du temps sur la figure 3.5(a) et le paramètre de chirp correspondant est représenté sur la figure 3.5(b).

Finalement, le chirp décrit un couplage entre les modulations d'intensité et de phase et se traduit par une variation de la fréquence instantanée de l'onde optique. En sortie d'un modulateur, le chirp peut être quantifié par un paramètre de chirp transitoire, généralement défini de la même manière que le chirp étudié dans les lasers à semi-conducteurs.

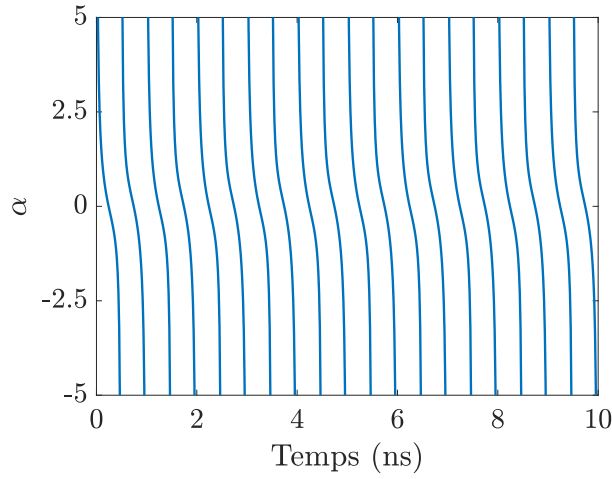


FIGURE 3.4. Paramètre de chirp calculé selon l'équation (3.4) pour un champ électrique défini selon l'équation (3.5), avec $m = 0.2$, $B = 0.1$, $\omega_m = 2\pi f_m$ où $f_m = 1$ GHz, et $\varphi = \frac{\pi}{2}$.

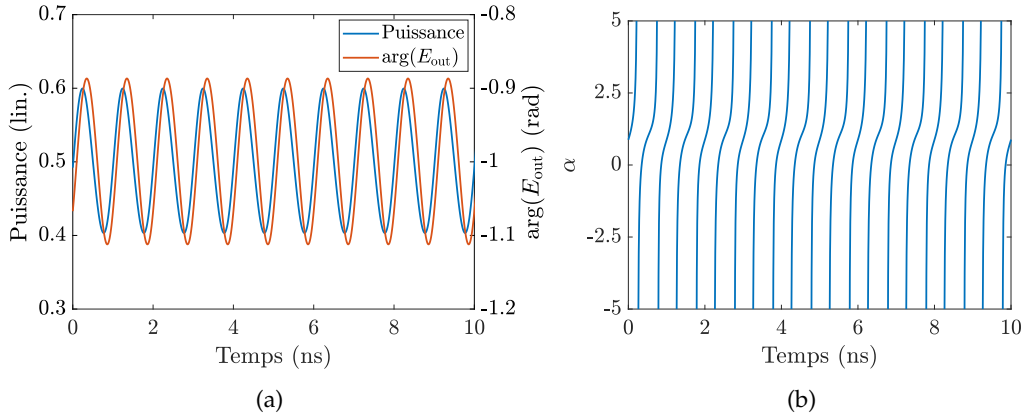


FIGURE 3.5. (a) Puissance et phase du champ en sortie du RRM et (b) paramètre de chirp correspondant, calculés pour une modulation sinusoïdale de 1 GHz, avec $\Delta\lambda = 20$ pm, $V_{DC} = -7$ V et $V_{pp} = 1$ V.

Cette définition décrit très bien le chirp quantitativement dans le cas de modulateurs dont les variations instantanées de puissance et de phase en sortie ne sont pas déphasées temporellement. Nous étudierons en section III.3 comment caractériser plus précisément le chirp d'un RRM en silicium afin de quantifier celui-ci lorsque le paramètre de chirp α est divergent.

III.2 Impact du chirp sur une ligne de transmission dispersive

La principale raison pour laquelle la plupart des systèmes de transmission cherchent à transmettre des signaux non chirpés est que le chirp, selon s'il élargit ou compresse temporellement des impulsions, est susceptible d'ajouter des dégradations lorsque l'onde modulée est transmise dans une ligne dispersive. Pour comprendre comment le chirp interagit

avec la dispersion, nous allons dans un premier temps étudier la dispersion elle-même et observer son influence dans une ligne de transmission sur un signal non chirpé. Dans un second temps, nous étudierons l'impact du chirp sur la réponse en fréquence d'une ligne dispersive ainsi que sur le taux d'erreur binaire après transmission.

III.2.1 Effet de la dispersion sur un signal non chirpé

La dispersion chromatique, par définition, est ce qui quantifie la dépendance de la vitesse de propagation d'une onde avec sa fréquence. Pour l'exprimer, nous pouvons reprendre la constante de propagation β en la développant sous forme d'une série de Taylor en fonction de la fréquence angulaire ω au voisinage de ω_0 (porteuse optique), donnant ce qu'on appelle la relation de dispersion :

$$\beta(\omega) = \sum_{p=0}^{+\infty} \frac{1}{p!} \frac{\partial^p \beta}{\partial \omega^p} (\omega - \omega_0)^p. \quad (3.8)$$

Le terme d'ordre 0 désigne un simple terme de phase à l'origine. Le terme de dérivée d'ordre 1 correspond à l'inverse de la vitesse de groupe, soit

$$\frac{\partial \beta}{\partial \omega} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g}, \quad (3.9)$$

et le terme de dérivée d'ordre 2 décrit alors les variations de l'inverse de la vitesse de groupe avec la fréquence, soit la dispersion de vitesse de groupe :

$$\frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) = \beta_2. \quad (3.10)$$

Ensuite, la dispersion est généralement quantifiée par un paramètre D décrivant le retard de temps de propagation de groupe induit par un décalage d'une unité de longueur d'onde, pour une unité de longueur de propagation, souvent exprimé en $\text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$. Ce paramètre de dispersion s'exprime donc selon

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \beta_2. \quad (3.11)$$

Dans une fibre SSME, nous avons, à $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0} = 1550 \text{ nm}$, un paramètre de dispersion typiquement de $D \approx 17 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ [102].

Nous avons vu qu'une onde modulée comporte différentes composantes spectrales. Celles-ci se propagent donc à des vitesses différentes si le paramètre de dispersion est non nul. De plus, nous avons vu que plus la fréquence de modulation est élevée, plus la largeur de la bande spectrale occupée par le spectre de l'onde modulée est importante. Cela implique donc une plus grande différence de vitesse entre les différentes composantes et par conséquent un effet de la dispersion plus perceptible. Pour s'en rendre compte, nous pouvons calculer l'enveloppe du champ électrique $\tilde{E}_{\text{out}}(\omega)$, après propagation sur une longueur L , à partir de l'enveloppe du champ électrique avant propagation $\tilde{E}_{\text{in}}(\omega)$, en incluant le terme d'ordre 2 du vecteur d'onde dans le domaine fréquentiel, soit :

$$\tilde{E}_{\text{out}}(\omega) = \tilde{E}_{\text{in}}(\omega) e^{-j \frac{\beta_2}{2} \omega^2 L}. \quad (3.12)$$

Nous pouvons observer l'effet de la dispersion sur un champ modulé non chirpé, en reprenant la définition du champ de l'équation (3.5) et en fixant $B = 0$ et $m = 1$. La figure 3.6 représente le champ avant et après propagation dans 50 km de fibre SSMF, avec $f_m = 10$ GHz, où les dégradations du signal liées à la dispersion sont visibles. La dispersion provoque un élargissement temporel du signal, ce qui implique, pour un signal transportant de l'information avec un débit symbole défini, des interférences entre symboles. Lorsque l'on passe à une modulation NRZ, par exemple à 10 Gbit/s, ces interférences entre symboles sont visibles en examinant le diagramme de l'oeil correspondant sur la figure 3.7.

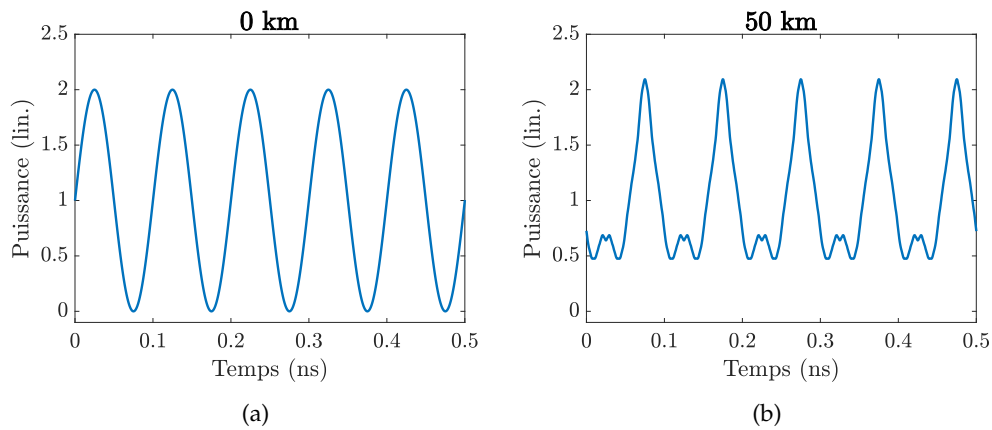


FIGURE 3.6. Puissance en fonction du temps calculé selon l'équation (3.5), avec $f_m = 10$ GHz, (a) avant propagation et (b) après propagation dans 50 km de fibre SSMF.

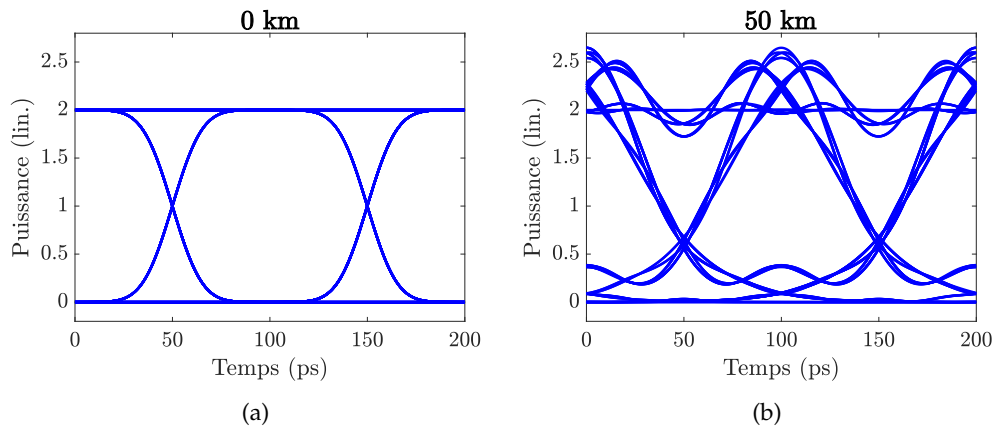


FIGURE 3.7. Diagrammes de l'oeil calculés pour un champ électrique modulé en puissance en NRZ (selon une séquence PRBS de $2^7 - 1$ bits) à 10 Gbit/s et avec un temps de montée de 30 ps. La puissance est représentée (a) avant propagation et (b) après propagation dans 50 km de fibre SSMF.

Nous pouvons remarquer pour le signal sinusoïdal sur la figure 3.6 que l'OMA est plus faible après propagation qu'avant propagation, alors qu'aucune perte n'a été prise en compte. Cela peut s'expliquer par le fait que les bandes latérales de modulation ne se

propagent pas à la même vitesse. Ainsi, leur relation de phase évolue selon la longueur de fibre pour une même fréquence de modulation. Cela implique qu'à certaines longueurs de fibre, nous pouvons avoir une différence de phase de π entre ces deux bandes, ce qui annule le battement total entre la porteuse et celles-ci lors d'une détection quadratique. Sur la figure 3.8, nous avons calculé la différence de phase temporelle $\Delta\phi_{LR}$ entre les puissances correspondant aux battements de la porteuse avec chacune des bandes latérales. Celles-ci sont calculées en appliquant un filtre coupe-bande sur une bande latérale puis sur l'autre, ce qui correspond aux spectres des figures 3.8(a) et 3.8(b), où nous avons pris comme exemple une fréquence de modulation de 5 GHz et une transmission sur 50 km de SSMF. Les puissances correspondantes en fonction du temps sont représentées sur la figure 3.8(c).

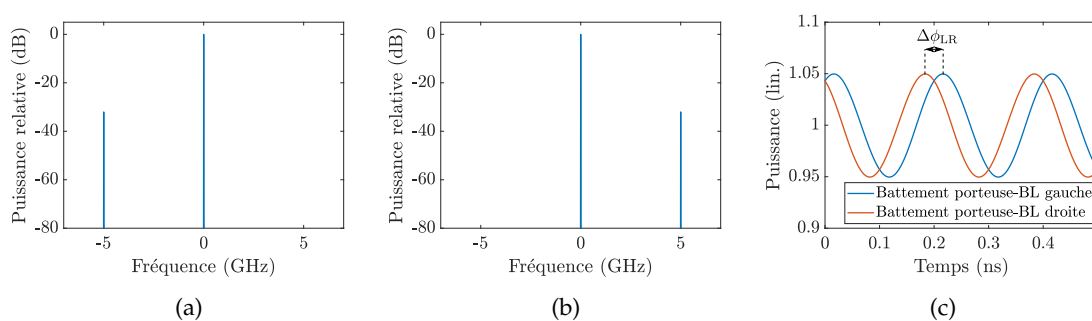


FIGURE 3.8. Spectre optique d'une onde modulée en puissance sinusoidalement à 5 GHz et après transmission dans 50 km de SSMF, calculé après filtrage coupe bande sur (a) la bande latérale "droite" (+5 GHz) et (b) la bande latérale "gauche" (-5 GHz). (c) Puissance en fonction du temps calculée pour chaque battement porteuse-bande latérale (BL) correspondant. $\Delta\phi_{LR}$ représente le déphasage temporel entre ces battements.

La figure 3.9 représente cette différence de phase, simulée pour une modulation sinusoidale petit signal et pour des distances de transmission de 0 km, 50 km et 100 km. Nous pouvons observer qu'elle évolue quadratiquement avec f_m , ce que décrit l'équation (3.12). En mesurant la réponse en fréquence d'une ligne de transmission dispersive par une détection quadratique, nous avons donc des extinctions de l'OMA lorsque $\Delta\phi_{LR} = \pi \bmod 2\pi$. La figure 3.9 représente également cette réponse en fréquence où les extinctions sont effectivement présentes lorsque $\Delta\phi_{LR}$ est multiple impair de π .

Remarquons que plus la distance de transmission est grande, plus la différence de phase entre les bandes latérales est grande. Cela implique alors des extinctions plus rapprochées en fréquence, ainsi qu'une première extinction à une fréquence plus faible. Par exemple, la première extinction à 50 km est obtenue à $f_m = 8.6$ GHz, alors que la première extinction à 100 km est obtenue à $f_m = 6.1$ GHz. Plus généralement, la condition d'extinction est obtenue quand le terme de déphasage induit par la dispersion dans l'équation (3.12) est de $\frac{\pi}{2} \bmod \pi$, afin que $\Delta\phi_{LR} = \pi \bmod 2\pi$, soit :

$$\frac{\beta_2}{2} \omega_p^2 L = \left(p + \frac{1}{2} \right) \pi, \quad (3.13)$$

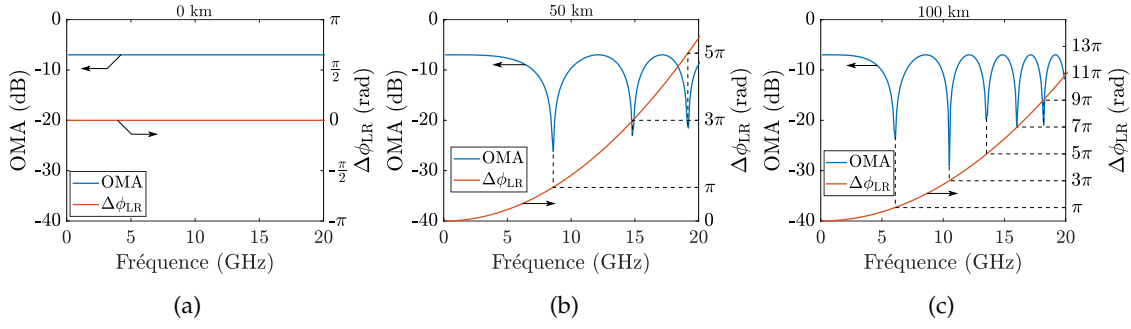


FIGURE 3.9. OMA et déphasage entre les bandes latérales de modulation en fonction de la fréquence de modulation, calculées après propagation dans (a) 0 km, (b) 50 km et (c) 100 km de fibre SSMF. Seule la dispersion de la fibre est prise en compte (pas de pertes de propagation).

quel que soit l'entier naturel p . Cela revient à des fréquences d'extinctions f_{0_p} pouvant s'exprimer selon

$$f_{0_p} = \sqrt{\frac{c}{\lambda_0^2 LD} \left(p + \frac{1}{2} \right)}. \quad (3.14)$$

III.2.2 Effet du chirp sur une onde modulée se propageant dans une ligne dispersive

Maintenant, considérons une onde modulée chirpée se propageant dans une ligne de transmission dispersive. Nous avons vu en section III.1 que le chirp décrit une variation de la fréquence instantanée traduisant une modulation de phase. Nous avons également vu en section III.2.1 que le déphasage entre les bandes latérales conditionne la profondeur de modulation selon la fréquence considérée. Par conséquent, une variation de phase doit pouvoir modifier le battement $\Delta\phi_{LR}$ entre les bandes latérales de modulation, et donc modifier la réponse en fréquence. Cet aspect a été étudié dans des cas de lasers chirpés, où pour un paramètre de chirp α constant et un chirp uniquement transitoire, la réponse S_{21} (proportionnelle à l'OMA) peut s'exprimer en régime petit signal [103, 104] :

$$S_{21}(\omega) = |\cos(\theta(\omega)) - \alpha \sin(\theta(\omega))|, \quad (3.15)$$

où

$$\theta(\omega) = \frac{LD\lambda_0^2\omega^2}{4\pi c}. \quad (3.16)$$

Si $\alpha = 0$, les extinctions ($S_{21} = 0$) apparaissent pour $\theta = \frac{\pi}{2} \bmod \pi$, ce qui correspond à la condition de l'équation (3.13). Si $\alpha \neq 0$, les fréquences des extinctions sont alors modifiées, comme ce que montre la figure 3.10 où la réponse en fréquence de 50 km de SSMF a été calculée par exemple pour $\alpha = 0.5$ et $\alpha = -0.5$.

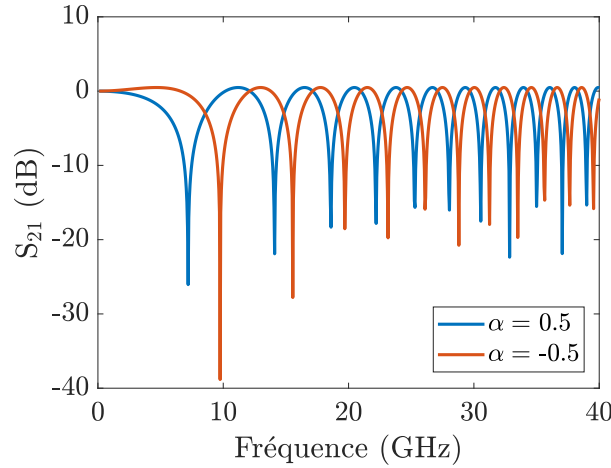


FIGURE 3.10. Réponses en fréquences après propagation dans 50 km de SSMF, pour des signaux modulés avec des paramètres de chirp de $\alpha = 0.5$ et $\alpha = -0.5$, d'après l'équation (3.15).

Pour aller plus loin, nous pouvons même exprimer la condition permettant de savoir pour quel paramètre de chirp nous obtenons une extinction à une fréquence donnée. Pour ce faire, nous devons respecter la condition $S_{21} = 0$. Pour une fréquence donnée (et donc pour une valeur de θ donnée), le paramètre de chirp annulant S_{21} d'après l'équation (3.15) peut alors s'écrire

$$\alpha = \cot(\theta + p\pi), \quad (3.17)$$

quel que soit l'entier naturel p . À partir de cette expression, nous pouvons calculer toutes les fréquences d'extinctions f_{0_p} pour un paramètre de chirp α donné, soit :

$$f_{0_p}(\alpha) = \sqrt{\frac{c}{\pi L D \lambda_0^2} \left[-\arctan(\alpha) + \left(p + \frac{1}{2}\right) \pi \right]}. \quad (3.18)$$

Par conséquent, il est possible de déduire un paramètre de chirp α simplement en étudiant la réponse en fréquence, notamment par les fréquences des extinctions. C'est l'idée des travaux de [104, 105], où un fit sur la réponse en fréquence peut être réalisé pour déduire un paramètre de chirp (voire en plus une fréquence caractéristique correspondant à un chirp adiabatique).

Dans le contexte des modulateurs, nous avons vu en section III.1.2 que si les modulations d'intensité et de phase sont en phase temporellement, alors le paramètre α peut être considéré comme constant en régime petit signal. Dans ce cas, l'équation (3.18) permet de déduire le paramètre de chirp à partir d'une mesure de réponse en fréquence.

Dans le cas d'un RRM en silicium, nous pourrions donc simplement mesurer la réponse en fréquence après transmission dans une longueur de fibre connue, et déduire un paramètre de chirp effectif, qui décrirait de la même manière le couplage entre les amplitudes de modulation d'intensité et de phase, sans considérer leur déphasage temporel. Pour mesurer cette réponse en fréquence, nous pouvons reprendre le dispositif expérimental illustré sur la figure 2.26, en ajoutant un tronçon de fibre avant d'envoyer l'onde modulée vers le

VNA. Dans notre expérimentation, nous choisissons une longueur de fibre de 100 km afin de faire apparaître un grand nombre d'extinctions dans la réponse en fréquence. Un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) est placé après la fibre pour compenser les pertes de propagation. Enfin, un filtre optique passe bande (OBPF) de 5 nm de largeur spectrale est utilisé pour réduire le bruit d'émission spontanée amplifiée de l'EDFA. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 3.11.

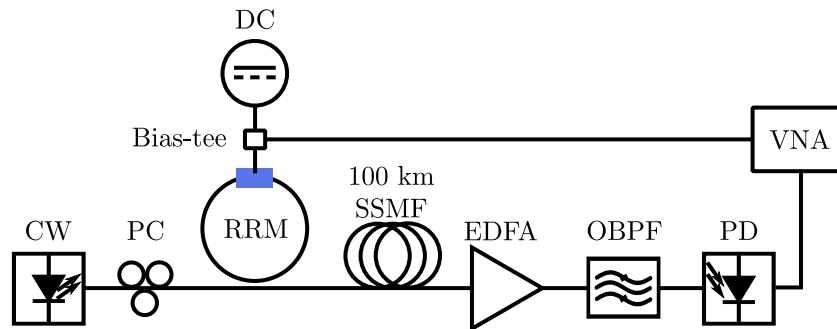


FIGURE 3.11. Représentation schématique du dispositif expérimental permettant de mesurer la réponse en fréquence d'une onde modulée par un RRM et transmise dans 100 km de SSMF.

Des mesures de réponses en fréquence ont été réalisées à différents detunings et sont regroupées sur la figure 3.12(a). Celles-ci ont été normalisées avec comme références les réponses en fréquence sans fibre, dont les mesures sont représentées sur la figure 2.27. Il s'avère que les fréquences d'extinction sont différentes selon le detuning lorsqu'on s'intéresse aux basses fréquences. Ce comportement suggère donc un chirp dépendant du detuning, ce qui a été montré dans plusieurs travaux [74, 100, 101]. En revanche, si nous regardons à des fréquences de modulation plus hautes, les extinctions se rapprochent entre les différents detunings. Il n'y a donc plus de périodicité exacte avec le carré de la fréquence de modulation, ce qui suggère que le chirp dépend aussi de la fréquence de modulation pour cette structure. La figure 3.12(b) représente la simulation de la réponse en fréquence, également normalisée, et dans les mêmes conditions. Nous obtenons les mêmes réponses que celles mesurées. C'est-à-dire les mêmes fréquences de minimas et de maximas pour chaque detuning, où le désaccord avec le detuning à faible fréquence suggère une dépendance du chirp avec le detuning et l'accord à haute fréquence suggère également une dépendance du chirp avec la fréquence de modulation.

L'utilisation de l'équation (3.18) couplée à la mesure de la réponse en fréquence ne nous permet donc pas d'établir toutes les propriétés de chirp d'un RRM en silicium. Au mieux, un paramètre de chirp effectif peut être estimé au voisinage d'une fréquence de modulation. Il nous faut donc trouver un autre moyen pour caractériser plus efficacement et complètement le chirp d'un RRM en silicium.

Jusqu'à présent, nous avons étudié l'effet du chirp combiné à la dispersion par le biais de la réponse en fréquence, puisqu'il s'agit d'une méthode beaucoup utilisée dans la littérature pour caractériser le chirp en sortie d'un modulateur. Il peut être intéressant de regarder également l'impact du chirp sur l'information elle-même afin d'observer les dégradations

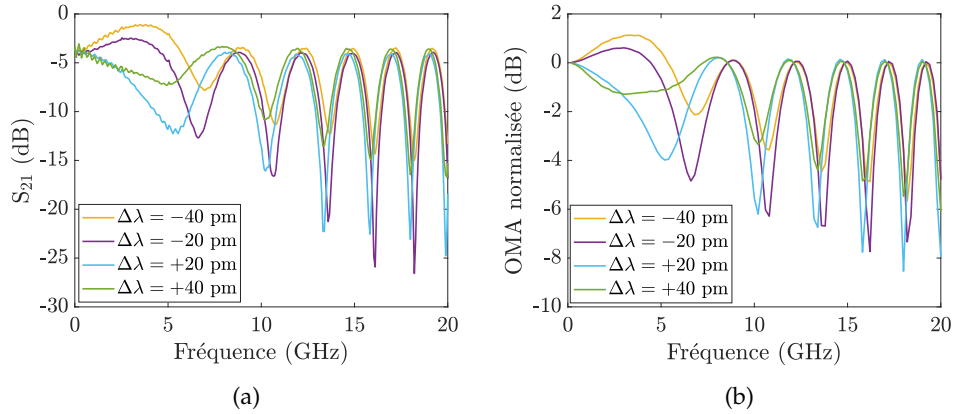


FIGURE 3.12. (a) Mesure et (b) simulation de la réponse en fréquence d'un RRM en silicium après propagation dans 100 km de SSMF pour différents detunings.

induites, par exemple sur le diagramme de l'oeil ou sur le BER avec une modulation NRZ. Pour ce faire, reprenons la simulation réalisée avec un débit de 10 Gbit/s et une longueur de fibre de 50 km. Nous faisons l'approximation d'un paramètre de chirp α constant dans cet exemple. Nous pouvons alors définir un champ électrique modulé en amplitude et en phase de la même manière que l'équation (3.5) mais cette fois-ci pour n'importe quel signal $\text{sig}(t)$ dont l'amplitude totale est normalisée entre des valeurs de -1 et 1 , soit :

$$E(t) = \sqrt{P(t)} e^{j \frac{\alpha}{2} \ln(P(t))}, \quad (3.19)$$

avec $P(t) = P_0 (1 + m \text{sig}(t))$. Nous reprenons un indice de modulation d'intensité de $m = 1$ et nous posons $\alpha = -\frac{2B}{m}$ afin d'observer l'effet d'un chirp plus ou moins grand sur l'onde de sortie. La figure 3.13 montre les différents diagrammes de l'oeil obtenus pour $B = 0$, $B = 0.5$ et $B = 1$. Pour une même amplitude de modulation d'intensité, plus l'amplitude de modulation de phase est grande, soit plus le chirp est grand, plus les impulsions constituant le signal s'élargissent dans le temps après propagation sur une même distance. Les dégradations provoquées par la dispersion sont alors plus fortes. De plus, l'enveloppe spectrale est également plus large pour un chirp plus élevé (indépendamment de la dispersion), ce qui rend le signal plus sensible aux dégradations liées à une éventuelle limitation en bande passante. Effectivement, l'amplitude de modulation de phase étant plus élevée permet de répartir l'énergie sur des harmoniques d'ordres plus élevées, notamment grâce aux contributions des fonctions de Bessel dépendant de cette amplitude, si nous faisons le parallèle avec la modulation sinusoïdale, d'après l'équation (2.12). Les spectres pour différents indices de modulation de phase B sont représentés sur la figure 3.14. Ces dégradations sont également quantifiables via un comptage d'erreur donnant un taux d'erreur binaire. Celui-ci est réalisé en simulant un récepteur constitué d'une photodiode PIN, dont le bruit dominant est d'origine thermique (bruit blanc gaussien), et comprenant un filtre électrique passe-bas dont la bande passante correspond à 0.7 fois le débit. Nous faisons varier la puissance moyenne reçue, ce qui permet de faire varier le rapport signal-sur-bruit (SNR) électrique. Le signal simulé est alors comparé à la séquence de bits connue (PRBS)

afin de compter le nombre d'erreurs. Nous pouvons donc finalement représenter le BER en fonction de la puissance moyenne reçue, simulé pour des signaux avec plusieurs valeurs de B , et représenté sur la figure 3.15. Les dégradations dues au chirp peuvent ensuite être quantifiées en définissant les pénalités de puissance PP, correspondant au rapport des sensibilités, qui correspondent aux puissances moyennes reçues permettant d'obtenir un même BER par rapport à une même référence. Le BER en question peut être choisi dans notre cas à $2.2 \cdot 10^{-4}$, ce qui correspond au seuil du code correcteur d'erreur (FEC) KP4, standardisé dans les centres de données [106]. En dessous de ce seuil, le signal peut être corrigé pour d'atteindre un BER de 10^{-15} . La référence peut-être définie à $B = 0$ (là où les dégradations sont moindres), ce qui nous donne par exemple des pénalités de PP ≈ 0.5 dB pour $B = 0.5$ et de PP ≈ 1 dB pour $B = 1$.

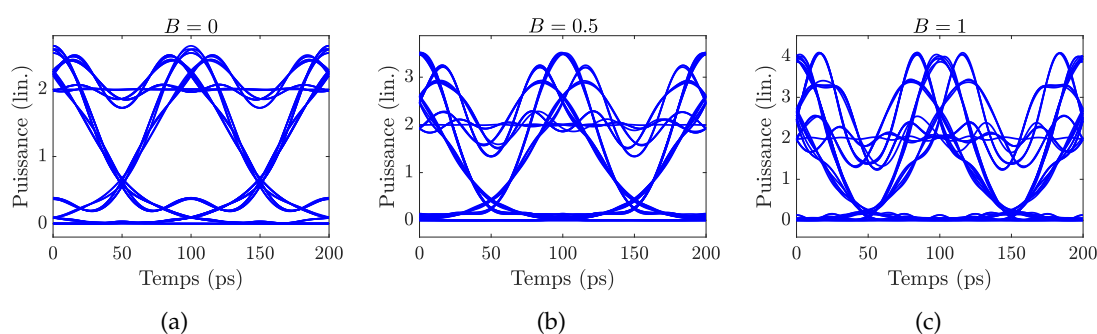


FIGURE 3.13. Diagrammes de l'oeil calculés pour une modulation NRZ à 10 Gbit/s sur un champ électrique défini d'après l'équation (3.19), et après propagation dans 50 km de SSMF. L'indice de modulation d'intensité est de $m = 1$ et chaque diagramme de l'oeil correspond à (a) $B = 0$, (b) $B = 0.5$ et (c) $B = 1$.

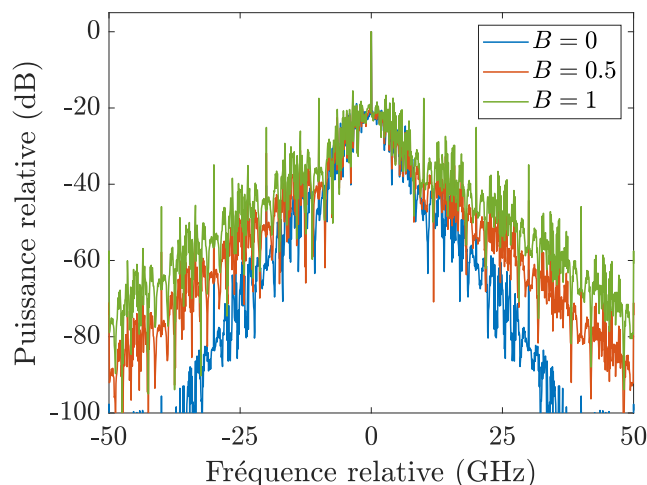


FIGURE 3.14. Spectres d'ondes modulées en NRZ à 10 Gbit/s, calculés à partir de la transformée de Fourier sur une réalisation de la séquence PRBS, pour un champ électrique défini d'après l'équation (3.19), pour différents indices de modulation de phase B , en gardant le même indice de modulation d'intensité à $m = 1$.

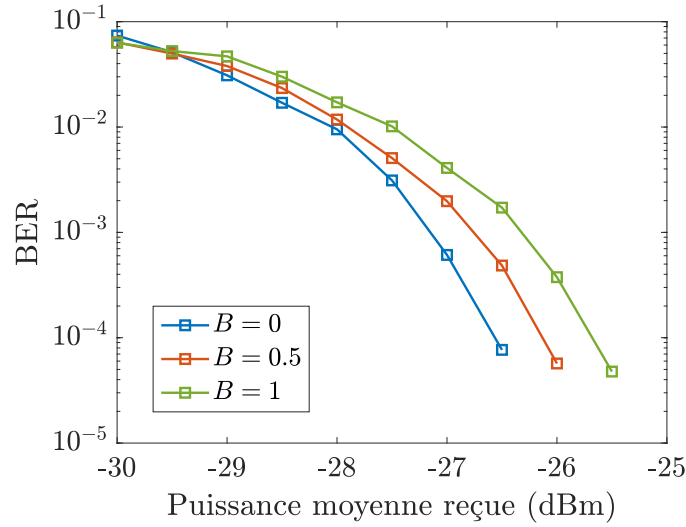


FIGURE 3.15. Simulation du BER en fonction de la puissance reçue, calculé par comptage d'erreur, pour un récepteur constitué d'une photodiode PIN dont le bruit dominant est d'origine thermique. Le signal reçu est modulé en NRZ à 10 Gbit/s, est chirpé selon différents indices de modulation de phase B , et a été transmis sur 50 km de SSMF.

Nous avons constaté que le chirp est susceptible de dégrader davantage une onde transmise dans une ligne dispersive en créant plus d'interférences entre symboles. Cependant, cet effet a été jusqu'à présent constaté dans le cas où le chirp provoque un élargissement temporel. En considérant une impulsion, une dérive en fréquence positive se traduit par un élargissement temporel plus grand causé par la dispersion au cours de la propagation. À l'inverse, une dérive en fréquence négative provoque une compression de l'impulsion, en dessous d'une certaine distance de propagation. En se combinant avec l'élargissement temporel provoqué par la dispersion seule, il est donc théoriquement possible de compenser cet élargissement temporel avec un chirp dit négatif. Cela peut être étudié analytiquement [107, 108], en considérant une impulsion gaussienne d'amplitude A_0 et de largeur T_0 , avec un chirp linéaire. Avant propagation, soit à la distance $z = 0$, le champ électrique $E(t)$ est exprimé sous la forme :

$$E(t) = A_0 \exp \left[-\frac{1 - jC}{2} \left(\frac{t}{T_0} \right)^2 \right], \quad (3.20)$$

où C désigne un paramètre de chirp pondérant la variation de fréquence instantanée selon

$$\Delta\nu(t) = -\frac{C}{T_0^2}t. \quad (3.21)$$

La largeur d'impulsion après propagation est notée T_1 . Lors de la propagation, la largeur de l'impulsion est alors modifiée par un facteur d'élargissement $\frac{T_1}{T_0}$, s'écrivant sous la forme :

$$\frac{T_1}{T_0}(z) = \sqrt{\left(1 - \frac{C\beta_2 z}{T_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2}\right)^2}. \quad (3.22)$$

L'évolution du facteur d'élargissement peut alors être étudiée en fonction de la distance z , relativement à la longueur de dispersion $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$, pour plusieurs paramètres de chirp C . La figure 3.16 représente ces évolutions. Si nous considérons un récepteur uniquement limité par un bruit blanc gaussien (bruit thermique), les pénalités peuvent être reliées au rapport des puissances crête avant et après propagation, soit au facteur d'élargissement. Nous avons dans ce cas des pénalités de puissance réduites pour des paramètres de chirp C négatifs en dessous d'une certaine distance, dépendante de C . Ces cas de figures correspondent aux cas où l'impulsion est compressée et a donc une puissance crête plus élevée qu'à $z = 0$. À partir d'une certaine distance, la dispersion vient compenser cette compression et au-delà, l'impulsion est de nouveau élargie. Nous pourrions vérifier ce comportement sur le RRM une fois son chirp caractérisé.

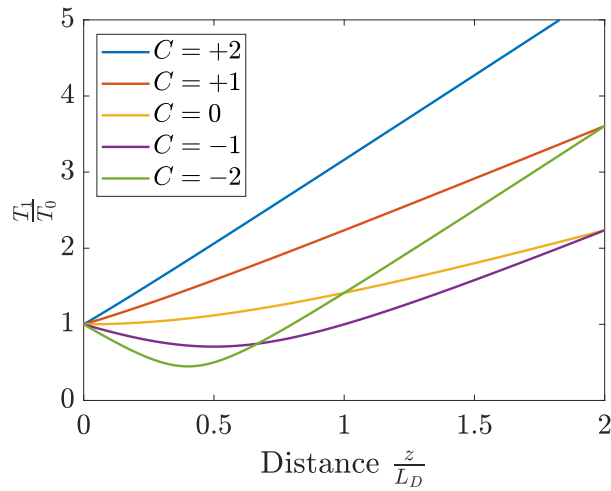


FIGURE 3.16. Facteur d'élargissement en fonction de la distance de propagation, relativement à la longueur de dispersion, pour différents paramètres de chirp C , calculées d'après l'équation (3.22).

III.3 Caractérisation du chirp d'un modulateur à micro-résonateur en anneau en silicium

La section III.2 a étudié l'impact du chirp sur un signal ayant subi les effets de la dispersion chromatique. Des caractérisations de chirp ont été réalisées de cette manière puisqu'une simple mesure de l'OMA (ou de la réponse électro-optique S_{21}) donne suffisamment d'informations pour déduire un paramètre de chirp constant.

Cependant, le cas du RRM en silicium nous a montré, en simulant l'OMA en fonction de la fréquence de modulation et en mesurant la réponse S_{21} , que le chirp dépend de la fréquence de modulation (cf. figure 3.12). De plus, le RRM en silicium a également la particularité d'avoir des réponses en phase et en amplitude non synchronisées temporellement, ce qui nous oblige à considérer un paramètre de chirp α dépendant du temps (cf. figure 3.5). Ce dernier présente alors deux branches divergentes par période du signal de

modulation en régime sinusoïdal.

Il serait intéressant de recueillir plus d'informations, notamment sur la phase du champ directement, afin de mesurer les amplitudes de modulation de phase et d'intensité séparément. Par ailleurs, la mesure de la phase et de l'intensité au cours du temps nous permettrait de connaître le retard temporel entre ces deux grandeurs modulées et ainsi de caractériser complètement le chirp d'un RRM en silicium. Des techniques consistant à convertir la modulation de phase en modulation d'intensité par interférométrie ont été proposées pour caractériser la modulation de phase tout en la discriminant de la modulation d'intensité, notamment à base de cavités Fabry-Pérot [109], de MZIs [110-112] ou à base de lames de phases et de fibre à maintien de polarisation [113]. Pour les modulateurs en silicium, une méthode fonctionnant avec une impulsion courte a été proposée [114]. Une autre solution pour y parvenir sans se restreindre au régime impulsionnel est de réaliser une détection cohérente. Par la suite, le principe d'un tel dispositif sera présenté, ainsi que le traitement numérique permettant d'extraire la puissance ainsi que la phase du champ en fonction du temps. Nous étudierons ensuite comment ces deux grandeurs évoluent pour différents detunings et différentes fréquences de modulation afin de caractériser complètement le chirp en sortie d'un RRM en silicium.

III.3.1 Mesure en temps réel du champ électrique par détection cohérente

La détection cohérente est généralement utilisée afin de permettre d'extraire une information codée sur la phase de l'onde, par exemple modulée dans un format PSK ou à la fois sur l'amplitude et la phase dans un format QAM, en mesurant les parties réelle et imaginaire du champ électrique [27]. Cette technique, combinée à un échantillonnage en temps réel, permet de récupérer les parties réelle et imaginaire du champ électrique complexe dans le domaine temporel. Pour une modulation sinusoïdale d'une onde par un RRM, nous sommes donc en mesure avec cette technique de mesurer les amplitudes des modulations d'intensité et de phase (que nous noterons par la suite IM et PM respectivement), ainsi que leur déphasage temporel.

Afin d'étudier le chirp pour différentes fréquences de modulation, nous resterons en régime petit signal sinusoïdal en utilisant un oscillateur RF (RFO) à fréquence accordable. De la même manière qu'avec la caractérisation dynamique présentée en section II.4.2, nous utiliserons, en plus du RFO, un générateur de tension DC afin d'appliquer une tension de polarisation. Ces deux tensions sont appliquées par la même pointe sur le RRM grâce à un bias tee. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 3.17. Dans le cadre de cette caractérisation, nous garderons une tension de polarisation de $V_{DC} = -7$ V et la tension crête-à-crête de modulation sera fixée à $V_{pp} = 1$ V. Nous garderons également la puissance optique de la source à -5 dBm pour que la TPA soit négligeable.

L'onde modulée en sortie du RRM est ensuite envoyée vers un récepteur cohérent. Celle-ci est d'abord amplifiée à l'aide d'un EDFA car les faibles detunings imposent une puissance moyenne relativement faible, d'après les fonctions de transmission sur la figure 2.20, ce qui peut donner un SNR relativement faible et donc un signal difficilement détectable.

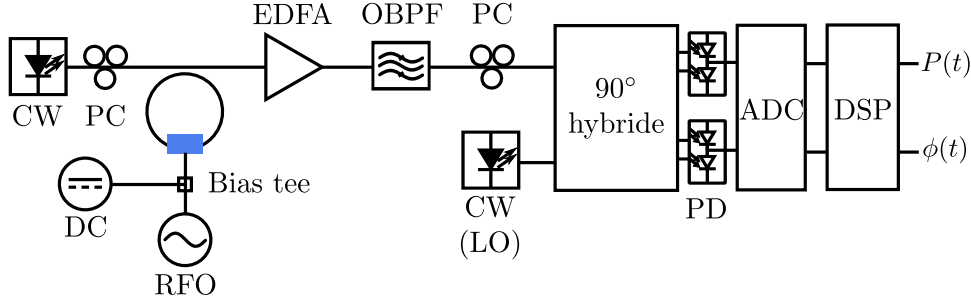


FIGURE 3.17. Représentation schématique du dispositif expérimental permettant de réaliser une détection cohérente d'une onde optique modulée en sortie d'un RRM. LO : "local oscillator", ADC : "analog to digital conversion".

Un OBPF de 5 nm de largeur spectrale est ajouté en sortie de l'EDFA pour réduire le bruit d'émission spontanée amplifiée de l'EDFA. L'onde modulée, que l'on appellera le signal, de fréquence angulaire ω_s (porteuse), est ensuite envoyée vers une entrée d'un coupleur hybride à 90° . Une deuxième source laser, faisant office d'oscillateur local (LO) et de fréquence angulaire ω_{lo} est utilisée sur la deuxième entrée du coupleur hybride. Un contrôleur de polarisation est également utilisé sur le signal afin de faire correspondre sa polarisation avec l'oscillateur local. Le principe de fonctionnement du coupleur hybride est illustré sur la figure 3.18. Celui-ci est composé de quatre coupleurs 3 dB ainsi que d'un déphaseur de $\frac{\pi}{2}$.

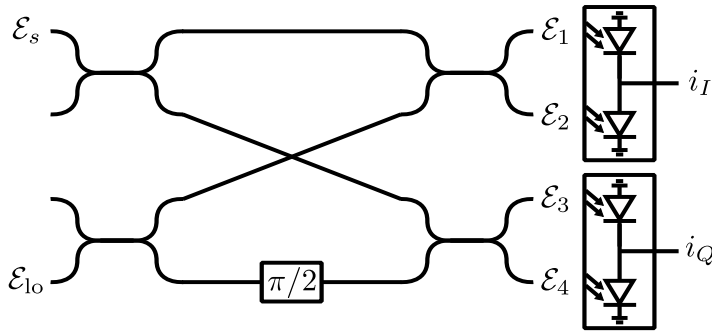


FIGURE 3.18. Représentation schématique d'un coupleur hybride à 90° , ainsi que des couples de photodiodes permettant de réaliser la détection cohérente.

Les champs \mathcal{E}_s et \mathcal{E}_{lo} désignent les champs correspondant au signal et à l'oscillateur local et s'expriment :

$$\mathcal{E}_s = \sqrt{P_s(t)} e^{j[\omega_s t - \phi_s(t) - \varphi_s(t)]} = A_s(t) e^{j\omega_s t}, \quad (3.23)$$

$$\mathcal{E}_{lo} = \sqrt{P_{lo}} e^{j[\omega_{lo} t - \varphi_{lo}(t)]} = A_{lo}(t) e^{j\omega_{lo} t}, \quad (3.24)$$

où $\phi_s(t)$ désigne le déphasage induit par la modulation de phase, $\varphi_s(t)$ désigne le bruit de phase du laser utilisé pour le signal et $\varphi_{lo}(t)$ désigne le bruit de phase de l'oscillateur local. $P_s(t)$ et P_{lo} désignent les puissances du signal (puissance modulée) et de l'oscillateur local respectivement. Selon la figure 3.18, nous pouvons considérer des coupleurs idéaux, c'est-à-dire une amplitude de champ pondérée par un facteur $\frac{1}{\sqrt{2}}$ à chaque sortie d'un coupleur

3 dB, et un déphasage de $\frac{\pi}{2}$ lors d'un couplage croisé. Les champs en sorties du coupleur hybride s'écrivent alors :

$$\mathcal{E}_1 = \frac{1}{2}\mathcal{E}_s - \frac{1}{2}\mathcal{E}_{1o}, \quad (3.25)$$

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{j}{2}\mathcal{E}_s - \frac{j}{2}\mathcal{E}_{1o}, \quad (3.26)$$

$$\mathcal{E}_3 = -\frac{j}{2}\mathcal{E}_s - \frac{1}{2}\mathcal{E}_{1o}, \quad (3.27)$$

$$\mathcal{E}_4 = -\frac{1}{2}\mathcal{E}_s - \frac{j}{2}\mathcal{E}_{1o}. \quad (3.28)$$

Chaque champ aux sorties du coupleur hybride s'écrit sous la forme

$$\mathcal{E} = a\mathcal{E}_s + b\mathcal{E}_{1o}, \quad (3.29)$$

où a et b sont des coefficients complexes. Nous pouvons alors déduire la puissance optique correspondante :

$$P = |\mathcal{E}|^2 = |a|^2 |A_s|^2 + |b|^2 |A_{1o}|^2 + 2\Re \left[aA_s b^* A_{1o}^* e^{j(\omega_s - \omega_{1o})t} \right]. \quad (3.30)$$

Un couple de photodiodes équilibrées détecte les champs \mathcal{E}_1 et \mathcal{E}_2 , donnant des photocourants i_1 et i_2 , et un autre couple détecte les champs \mathcal{E}_3 et \mathcal{E}_4 , donnant des photocourants i_3 et i_4 . Ces photocourants sont proportionnels aux puissances reçues selon la sensibilité R des photodiodes (considérée comme étant la même sur toutes les photodiodes), soit :

$$i = RP. \quad (3.31)$$

Étant donné le montage des photodiodes et en associant les coefficients a et b à chaque photocourant d'après les équations (3.30) et (3.31), les courants i_I et i_Q peuvent donc s'écrire :

$$i_I = i_2 - i_1 = R \Re \left[A_s A_{1o}^* e^{j(\omega_s - \omega_{1o})t} \right], \quad (3.32)$$

$$i_Q = i_4 - i_3 = R \Im \left[A_s A_{1o}^* e^{j(\omega_s - \omega_{1o})t} \right]. \quad (3.33)$$

Par conséquent, le coupleur hybride à 90° et les couples de photodiodes nous permettent de mesurer un courant représentant la partie réelle du champ électrique correspondant au battement entre le signal et l'oscillateur local via i_I (pour "in-phase"), ainsi qu'un courant représentant la partie imaginaire du même champ électrique via i_Q (pour "quadrature"). Cette détection hétérodyne nous donne alors une un champ électrique représentant une onde avec une enveloppe de fréquence angulaire $\omega_s - \omega_{1o}$. Cette différence de fréquence, communément appelée CFO ("carrier frequency offset") est gardée, dans le cadre de notre expérimentation, à moins de 300 MHz grâce à l'utilisation de lasers accordables pour le signal et pour l'oscillateur local.

Les signaux électriques générés par les couples de photodiodes sont ensuite récupérés par un oscilloscope en temps réel, avec un taux d'échantillonnage de 100 GS/s et une bande passante de 33 GHz. Cette étape correspond au bloc ADC sur la figure 3.17.

Étant donné que les courants i_I et i_Q représentent le battement entre le signal et l'oscillateur local avec un décalage en fréquence (CFO), que les amplitudes A_s et A_{l_0} comprennent le bruit de phase de chaque laser $\varphi_s(t)$ et $\varphi_{l_0}(t)$, nous ne sommes donc pas encore en mesure de récupérer directement l'amplitude et la phase du champ correspondant à l'onde optique modulée. Après réception, un traitement numérique du signal (DSP) est par conséquent nécessaire.

III.3.2 Traitement numérique du signal après détection cohérente

Les équations (3.32) et (3.33) indiquent que le champ mesuré est modulé à une fréquence $\omega_s - \omega_{l_0}$ du fait de la légère différence de fréquence entre les lasers du signal et de l'oscillateur local. Ce CFO, étant de basse fréquence (< 300 MHz) devant les fréquences de modulation utilisées avec le RRM, peut être estimé en étudiant la phase du champ détecté. Pour ce faire, il suffit simplement de reconstruire numériquement le champ électrique complexe à partir des deux signaux récupérés, soit $\mathcal{E} \propto i_I + ji_Q$ (un montage transimpédance est utilisé pour convertir les photocourants en tension électrique mesurable par l'oscilloscope). Les sources lasers étant stabilisées en longueur d'onde, nous pouvons considérer le CFO constant sur un temps d'acquisition de l'ordre de la microseconde. Sur une telle fenêtre temporelle, nous faisons l'hypothèse que le CFO représente la variation de phase dominante. Le calcul de la phase du champ \mathcal{E} devrait donc donner une évolution linéaire dans le temps. Le CFO peut alors être estimé avec un fit polynomial d'ordre 1, dont la pente est $\Delta\omega_{\text{est}} \approx \omega_s - \omega_{l_0}$. La compensation du CFO peut alors se faire en définissant un champ corrigé \mathcal{E}_{CFO} sous la forme :

$$\mathcal{E}_{\text{CFO}} = \mathcal{E} e^{-j\Delta\omega_{\text{est}}t}. \quad (3.34)$$

Une mesure du champ a été réalisée à une fréquence de modulation de 1 GHz et un de-tuning de 20 pm. Les phases du champ \mathcal{E} et du champ \mathcal{E}_{CFO} sont représentées sur la figure 3.19(a), où nous pouvons voir une phase relativement constante après compensation. Cela se traduit par un décalage du spectre, où la fréquence de la porteuse optique est ramenée à 0, comme illustré sur la figure 3.19(b). Les champs \mathcal{E} et \mathcal{E}_{CFO} sont représentés dans le plan complexe sur les figures 3.19(c) et 3.19(d). En réalité, si nous reprenons la phase du champ corrigé \mathcal{E}_{CFO} , nous pouvons constater sur la représentation du champ corrigé sur la figure 3.19(d) que celui-ci présente encore des variations de phase. Celles-ci peuvent être causées par la modulation de phase $\phi_s(t)$ mais aussi par les bruits de phase $\varphi_s(t)$ et $\varphi_{l_0}(t)$. Si l'on reprend la phase après compensation du CFO sur la figure 3.19(a), celle-ci présente en fait des variations lentes de l'ordre du radian. Ces variations étant lentes devant la période du signal de modulation, ne peuvent donc pas correspondre à la modulation de phase $\phi_s(t)$. Elles sont donc causées par bruit de phase de chaque laser $\varphi_s(t)$ et $\varphi_{l_0}(t)$. Étant en régime petit signal, l'amplitude de la modulation de phase $\phi_s(t)$ peut être considérée comme négligeable devant celle du bruit. Les variations plus rapides, sont elles, causées par le bruit en réception [21].

Compenser les bruits de phase $\varphi_s(t)$ et $\varphi_{l_0}(t)$ revient donc à compenser les variations lentes

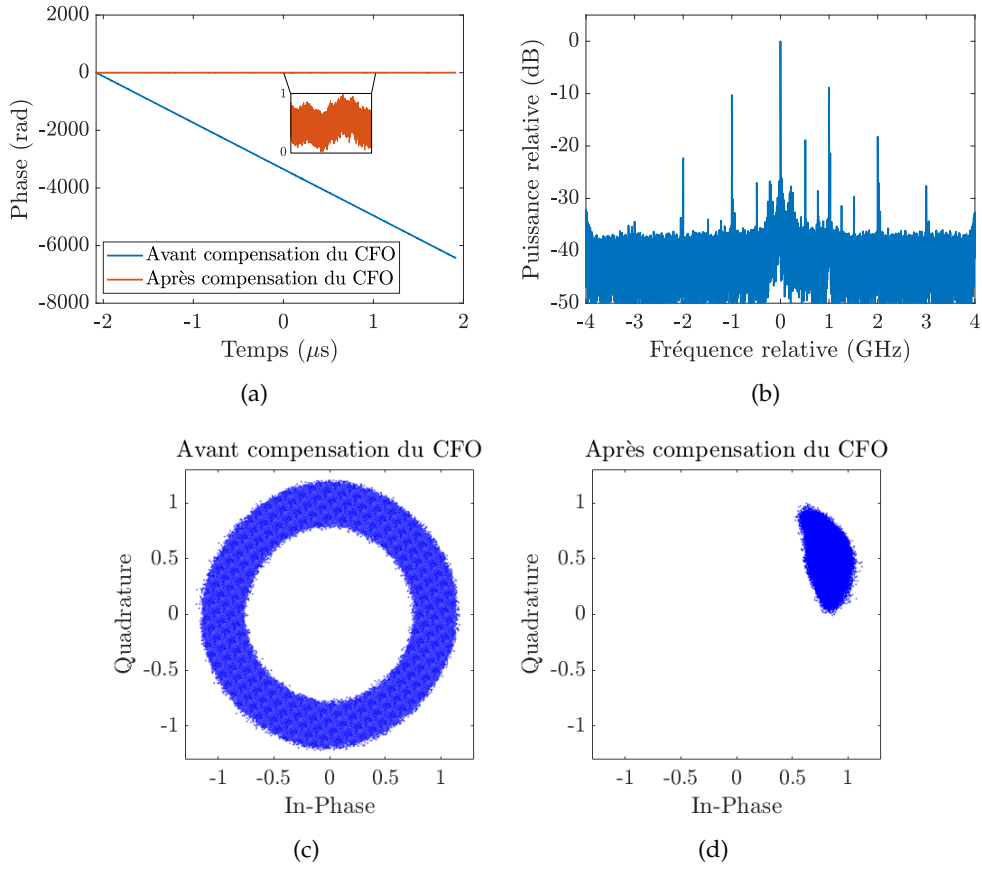


FIGURE 3.19. (a) Phase du champ en fonction du temps avant et après compensation du CFO. (b) Spectre optique après compensation du CFO. Champ dans le plan complexe (c) avant et (d) après compensation du CFO.

de phase. C'est ce qu'on appelle la récupération de la phase de la porteuse (CPR). Il existe différents algorithmes permettant de réaliser la CPR sans prendre en compte la modulation de phase $\phi_s(t)$, dépendant du format de modulation utilisé [115-117]. Un moyen simple de supprimer une grande partie du bruit de phase est d'estimer celui-ci par une moyenne glissante sur un nombre d'échantillons M suffisamment grand pour que la fenêtre temporelle correspondante soit très grande devant la période du signal de modulation, afin de ne pas supprimer $\phi_s(t)$ par ce moyennage. M doit cependant être suffisamment faible pour prendre en compte des variations relativement rapides provenant du bruit de phase $\varphi_s(t)$. Il y a donc un compromis à trouver sur M , permettant à la fois de réduire le plus possible le bruit de phase $\varphi_s(t)$ tout en gardant l'information sur la modulation de phase $\phi_s(t)$. Nous avons alors pour chaque échantillon k d'un champ x , l'estimateur :

$$\hat{\theta}_k = \frac{1}{M} \sum_{p=1}^M \arg(x_{k+p-1}). \quad (3.35)$$

Dans notre cas, nous pouvons compenser le bruit de phase estimé sur le champ \mathcal{E}_{CFO} , ce qui nous permet de définir un champ corrigé \mathcal{E}_{CPR} :

$$\mathcal{E}_{\text{CPR},k} = \mathcal{E}_{\text{CFO},k} e^{-j\hat{\theta}_k}. \quad (3.36)$$

La figure 3.20(a) représente la phase avant CPR ainsi que l'estimateur utilisé pour $M = 1000$ échantillons (échantillonnage optimal permettant d'estimer le bruit de phase avec suffisamment de précision). La figure 3.20(b) représente le champ \mathcal{E}_{CPR} dans le plan complexe. Nous pouvons désormais observer les modulations de puissance et de phase provenant de la sortie du RRM.

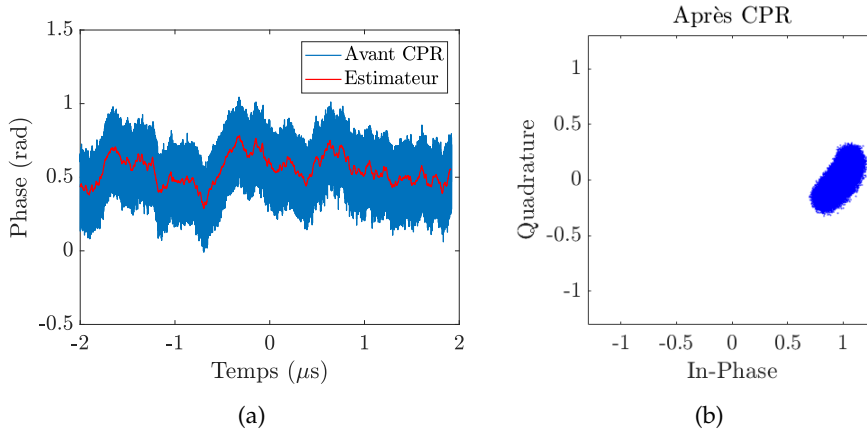


FIGURE 3.20. (a) Phase du champ avant CPR et estimateur du bruit de phase $\hat{\theta}$. (b) Champ dans le plan complexe après CPR.

Ensuite, si nous voulons calculer le paramètre de chirp selon l'équation (3.4), nous ne pouvons pas encore calculer les variations instantanées de la puissance et de la phase du champ reconstruit car le bruit de détection est encore présent, ce qui impliquerait des dérivées temporelles fortement bruitées. Pour pallier ce problème, une solution est de filtrer numériquement le signal en ne gardant que la porteuse optique ainsi que les bandes latérales de modulation d'ordre 1 (régime petit signal sinusoïdal). Des filtres passe-bande gaussiens de largeur $\Delta f = 10$ MHz sont appliqués avec une bande centrée sur $f = 0$, une bande centrée sur $f = f_m$ et une bande centrée sur $f = -f_m$. Ce principe est illustré sur la figure 3.21(a). Cette étape de filtrage permet de retrouver des formes temporelles de puissance et de phase sinusoïdales propres tout en gardant leur amplitudes et phases temporelles relatives. Celles-ci sont représentées avant et après filtrage sur les figures 3.21(b) et 3.21(c). Nous pouvons désormais étudier le chirp de l'onde modulée en sortie du RRM.

III.3.3 Caractérisation du chirp par un paramètre de chirp crête-à-crête

Le processus d'acquisition du champ électrique en sortie du RRM ainsi que les différentes étapes de la DSP peuvent être appliqués pour différents couples detuning-fréquence de modulation. Ainsi, le champ électrique a été mesuré pour tous les couples avec un detuning allant de -80 pm à $+80$ pm par pas de 5 pm et avec une fréquence de modulation

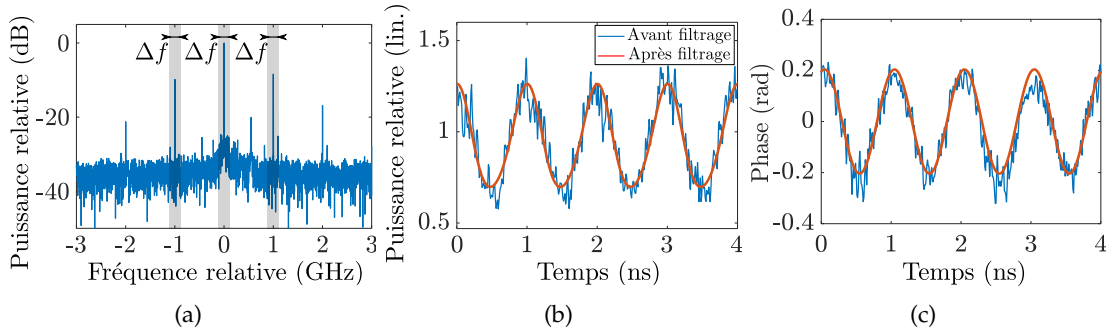


FIGURE 3.21. (a) Spectre optique de l'onde reconstruite avant filtrage. Les bandes grises représentent les bandes filtrées mais ne sont pas à l'échelle ($\Delta f = 10$ MHz). (b) Puissance et (c) phase en fonction du temps avant et après filtrage.

allant de 0.5 GHz à 10 GHz par pas de 0.5 GHz.

Tout d'abord, les modulations d'intensité (IM) et de fréquence (FM) (soit $\Delta\nu(t)$, équivalent à la modulation de phase) ont été étudiées séparément. Afin de visualiser leur déphasage temporel relatif, nous choisissons d'aligner temporellement deux mesures de puissance réalisées pour des detunings opposés de ± 40 pm. Les variations instantanées de fréquence $\Delta\nu(t)$ correspondantes montrent alors des signaux en opposition de phase. Les variations instantanées de fréquences et les puissances en fonction du temps sont représentées sur les figures 3.22(a) et 3.22(b). Cette différence de phase temporelle de π entre des detunings opposés s'explique du fait que le RRM étant sur-couplé, sa réponse en phase présente une variation strictement positive en fonction de la longueur d'onde, comme illustré sur la figure 1.18(b). Or, la réponse en puissance présentant une pente négative pour un detuning négatif et une pente positive pour un detuning positif, d'après la figure 1.18(a), les indices de modulation d'intensité sont donc de signes opposés par rapport à la longueur d'onde de résonance, ce qui se traduit par une différence de phase temporelle de π en modulation sinusoïdale. Cette observation s'applique donc pour n'importe quel couple de detunings opposés, comme le montrent les mesures regroupées sur la figure 3.22(c), également en accord avec la simulation.

Autre point, la figure 3.22(c) montre que non seulement le déphasage temporel IM-FM entre des detunings opposés diffère toujours de π , mais aussi que ce déphasage n'est pas le même pour les detunings de même signe. Par ailleurs, il présente en plus une dépendance avec la fréquence de modulation. Le déphasage IM-FM ayant une valeur quelconque, autre que $\frac{\pi}{2} \bmod \pi$ (ou un déphasage IM-PM autre que $\pi \bmod \pi$), le rapport des variations instantanées de phase et de puissance présente donc des divergences dans le temps, comme étudié en section III.1.2. Cela conduit par conséquent à un paramètre de chirp $\alpha(t)$ divergent dans le temps, selon sa définition de l'équation (3.4). C'est ce que nous pouvons constater sur la figure 3.23 où le paramètre de chirp $\alpha(t)$ a été calculé à partir de mesures et de simulations de champ en sortie du RRM à des detunings de ± 60 pm et à une fréquence de modulation de 5 GHz.

Afin de quantifier le chirp avec une métrique plus parlante, nous pouvons comparer les

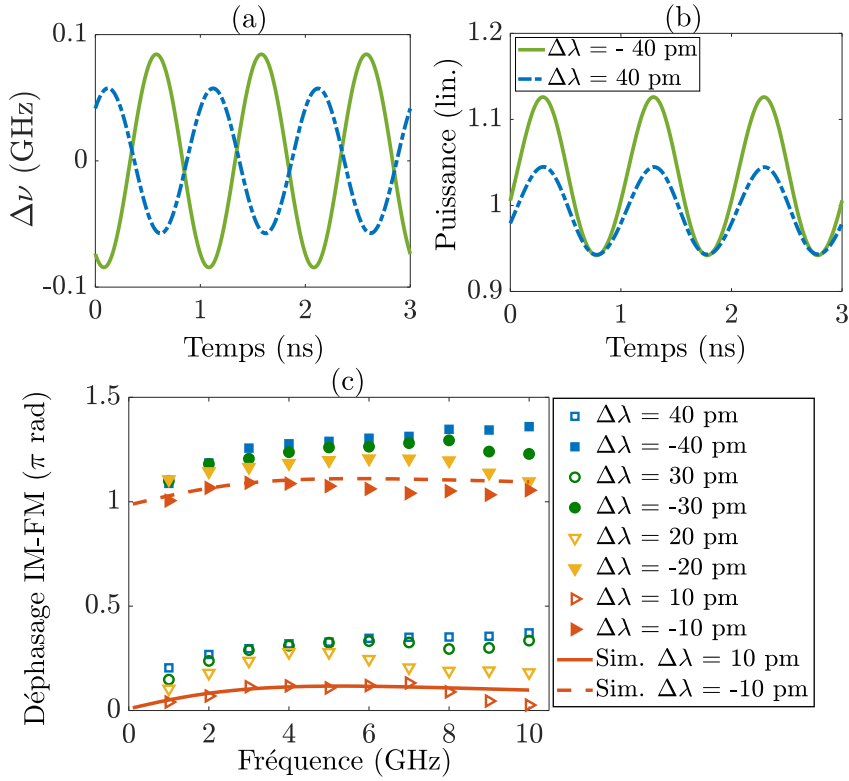


FIGURE 3.22. (a) Variations instantanées de la fréquence et (b) puissances extraites à partir des mesures de champ pour des detunings de ± 40 pm, à $f_m = 1$ GHz. (c) Déphasages temporels IM-FM mesurés en fonction de la fréquence de modulation pour différents detunings. Les cas à $\Delta\lambda = \pm 10$ pm ont été également simulés (lignes).

amplitudes de modulations d'intensité et de phase en fonction de la fréquence de modulation et du detuning. Nous pouvons dans ce cas mesurer les puissance et phase crête-à-crête. Pour le cas de la puissance, nous avons précédemment réalisé des mesures de réponse en fréquence S_{21} pour différents detunings. Celles-ci donnent déjà les évolutions de la puissance crête-à-crête et sont représentées sur la figure 3.24(a). La phase crête-à-crête est quant à elle extraite des mesures par détection cohérente. Celle-ci a donc également été représentée en fonction de la fréquence de modulation et pour différents detunings sur la figure 3.24(b). Nous remarquons, dans un premier temps, que la phase crête-à-crête diminue en fonction de la fréquence de modulation, du fait de la bande passante limitant l'amplitude de modulation de phase. De plus, plus le detuning est élevé en valeur absolue, plus l'amplitude de modulation de phase est faible. Cela peut s'expliquer de la même manière qu'avec la puissance crête-à-crête, en regardant la fonction de transfert statique en phase d'un RRM sur-couplé (cf. figure 1.18) où les variations de phase deviennent de plus en plus faibles à mesure que l'on s'éloigne de la résonance.

Le chirp étant proportionnel à la variation instantanée de la phase et étant relatif à la modulation d'intensité, nous pouvons définir un paramètre de chirp se basant uniquement sur les amplitudes crête-à-crête de la phase et de la puissance. En reprenant la définition du paramètre de chirp α de l'équation (3.4) et en remplaçant les variations instantanées

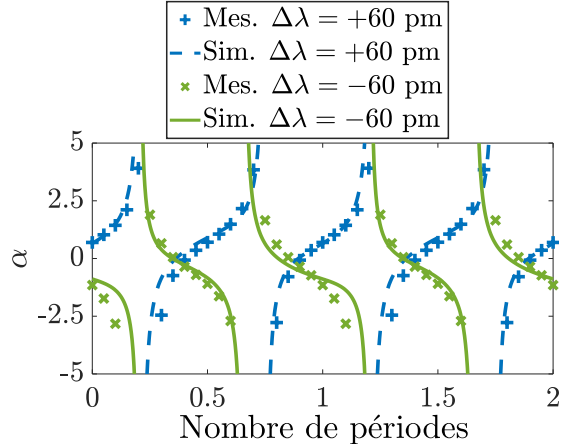


FIGURE 3.23. Paramètre de chirp calculé d'après l'équation (3.4) à partir des mesures de champ et de la simulation en sortie du RRM pour des detunings de ± 60 pm et une fréquence de modulation de 5 GHz.

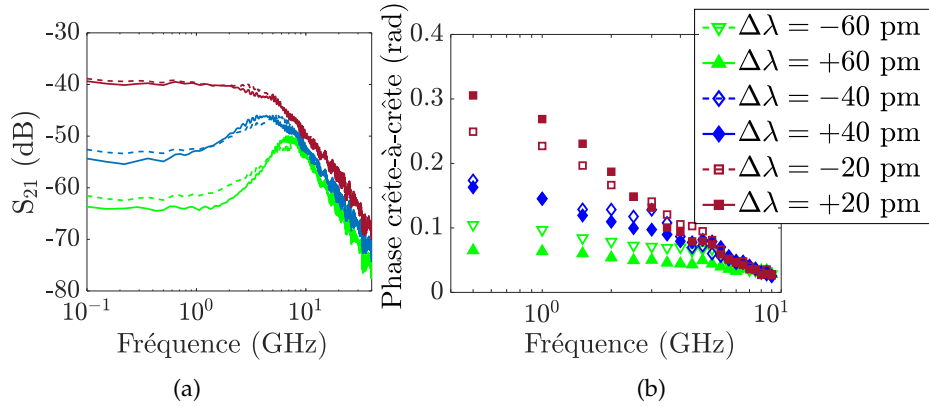


FIGURE 3.24. Mesures de (a) la réponse en fréquence S_{21} (équivalent à la puissance crête-à-crête) et de (b) la phase crête-à-crête en fonction de la fréquence de modulation pour différents detunings.

par les amplitudes crête-à-crête, nous pouvons définir un paramètre de chirp crête-à-crête α_c , déjà introduit auparavant pour un régime statique [74, 118], et défini dans notre étude en régime dynamique :

$$\alpha_c = 2 \frac{\max[\phi(t)] - \min[\phi(t)]}{\ln(\max[P(t)]) - \ln(\min[P(t)])}. \quad (3.37)$$

Nous pouvons donc à présent comparer les contributions de chaque grandeur modulée sur le chirp en représentant le paramètre de chirp crête-à-crête α_c en fonction de la fréquence de modulation et pour les mêmes detunings que sur la figure 3.24. La figure 3.25 représente ce paramètre de chirp extrait des mesures et des simulations. Sur la plage de detunings étudiée (entre ± 20 pm et ± 60 pm), nous constatons que le paramètre de chirp est généralement plus grand pour des grands detunings, bien que l'amplitude de modulation de phase (représentant le numérateur dans l'équation (3.37)) soit plus faible à mesure que le detuning augmente. En revanche, l'amplitude de modulation d'intensité (représentant

le dénominateur dans l'équation (3.37)) étant elle aussi plus faible à mesure que le detuning augmente, nous pouvons en déduire que celle-ci est prépondérante dans la quantification du paramètre de chirp. Le plus grand paramètre de chirp est notamment obtenu à une faible fréquence de modulation et à un grand detuning (en valeur absolue), c'est-à-dire là où les amplitudes de modulation de phase et d'intensité ne sont pas limitées par la bande passante et là où l'amplitude de modulation d'intensité est minimisée (longueur d'onde de la source suffisamment éloignée de la résonance et fréquence de modulation suffisamment faible pour ne pas provoquer l'effet de résonance dû à la suppression d'une bande latérale).

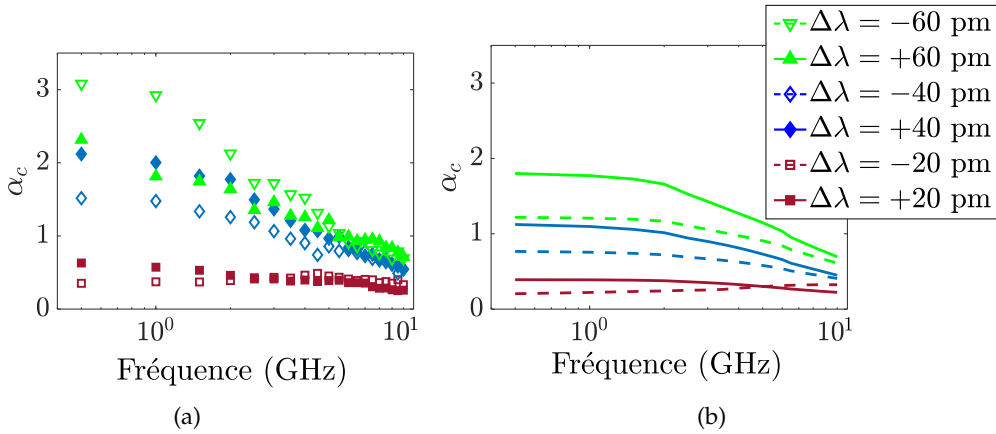


FIGURE 3.25. Paramètre de chirp crête-à-crête α_c défini selon l'équation (3.37), en fonction de la fréquence de modulation et pour différents detunings. Ce paramètre est extrait (a) des mesures et (b) de simulations.

Les évolutions de la puissance et de la phase crête-à-crête sont également étudiées en fonction du detuning. Celles-ci sont représentées sur la figure 3.26 pour une fréquence de modulation de 1 GHz. Parmi les mesures, les detunings de -5 pm à $+5$ pm ont été ignorés car la longueur d'onde de la source est suffisamment proche de la résonance pour que les contributions des harmoniques d'ordre 2 ne soient plus négligeables. La modulation n'étant plus linéaire, le régime petit signal ne peut plus être considéré et il n'y a plus de sens à considérer un chirp à une fréquence de modulation donnée. Entre des detunings de ± 20 pm à ± 60 pm, les fortes variations de la puissance crête-à-crête, comparées à celles de la phase, confirment l'impact prédominant de la puissance crête-à-crête sur le paramètre de chirp α_c .

Par ailleurs, nous retrouvons une différence quantitative entre les résultats obtenus expérimentalement et ceux obtenus en simulation. Les diverses raisons possibles de cette différence sont les mêmes que celles discutées dans le chapitre II à propos des limites du modèle. Un bon accord qualitatif est cependant obtenu, ce qui nous permet de confirmer les comportements décrits précédemment.

Finalement, α_c peut être extrait de chaque mesure et simulation de champ électrique correspondant à chaque couple de fréquence de modulation et de detuning. Des cartographies regroupant ces mesures et simulations sont représentées sur la figure 3.27, où la

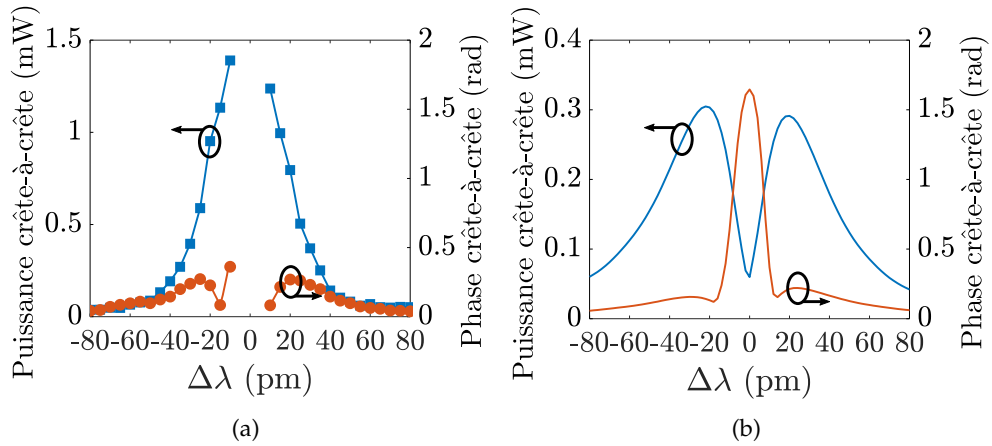


FIGURE 3.26. Puissance et phase crête-à-crête (a) mesurée et (b) simulée en fonction du detuning à une fréquence de modulation de 1 GHz.

caractérisation a été réalisée pour des fréquences de modulation de 0.5 GHz à 10 GHz et des detunings de -80 pm à $+80$ pm. Les plus grandes valeurs de α_c sont obtenues à des detunings relativement élevés en comparaison des detunings où l'OMA est maximisée ($\Delta\lambda \approx \pm 70$ pm pour ce RRM avec une OMA maximisée à $\Delta\lambda \approx \pm 15$ pm).

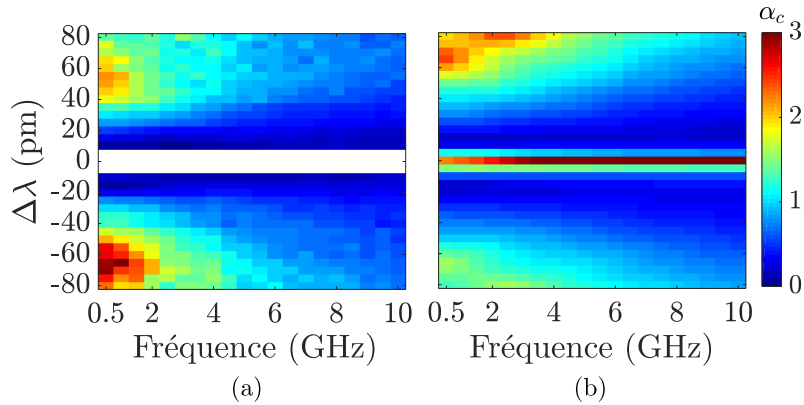


FIGURE 3.27. Paramètre de chirp crête-à-crête α_c en fonction de la fréquence de modulation et du detuning, (a) extrait des mesures et (b) simulé.

III.3.4 Estimation du chirp par un paramètre de chirp effectif

La caractérisation du chirp a été réalisée en régime petit signal sinusoïdal afin de comprendre comment évoluent l'amplitude et la phase de l'onde optique en sortie d'un RRM, ce qui a permis de mettre en évidence la dépendance du chirp avec la fréquence de modulation en plus du detuning. Cependant, une fois que le RRM est utilisé avec de l'information, l'onde de sortie ne contient généralement pas uniquement une porteuse optique et deux bandes latérales de modulation.

Prenons par exemple le cas d'une modulation NRZ. L'enveloppe spectrale en sinus cardinal traduit la présence d'une multitude de fréquences. Le chirp étant dépendant de

la fréquence de modulation, nous ne pouvons donc pas considérer que le paramètre de chirp de l'onde modulée corresponde à une fréquence particulière. Par conséquent, cette caractérisation nous montre que même si le chirp peut être quantifié par une détection cohérente du champ électrique ou par une mesure de réponse en fréquence S_{21} en bout d'une ligne dispersive, il reste tout de même dépendant du signal de modulation.

Lorsqu'un signal de modulation quelconque est utilisé, un paramètre de chirp effectif peut être utilisé. Le travail de [118] propose, à partir d'une mesure de la variation instantanée de fréquence $\Delta\nu(t)$, d'estimer un paramètre de chirp constant permettant de faire correspondre $\Delta\nu(t)$ selon la définition du chirp transitoire en sortie d'un MZM. Soit $\Delta\nu(t) = -\frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt}$ le chirp extrait de la mesure de la phase. Nous posons ensuite $\Delta\nu_{\text{fit}}(t)$ le chirp fitté tel que

$$\Delta\nu_{\text{fit}}(t) = \frac{\alpha_{\text{fit}}}{4\pi} \left[\frac{1}{P(t)} \frac{dP(t)}{dt} \right], \quad (3.38)$$

où α_{fit} est un paramètre de chirp constant permettant de faire correspondre au mieux $\Delta\nu_{\text{fit}}(t)$ avec $\Delta\nu(t)$. Nous pouvons tester cette méthode avec le RRM en silicium étudié, en choisissant une modulation NRZ avec une séquence périodique de 1 et de 0 alternés à une fréquence de 62.5 MHz. Un faible débit binaire a été choisi afin de prendre un grand nombre d'échantillons par bit et ainsi visualiser les transitions entre différents états avec suffisamment d'échantillons. Ne pouvant plus appliquer de filtre passe-bande dans la DSP du fait que le spectre ne puisse plus être considéré comme discret, le signal est beaucoup plus bruité. Nous pouvons alors synchroniser toutes les séquences "1 0" pour ensuite les moyenner temporellement. Cela donne par exemple la puissance et la phase moyennée sur la figure 3.28 où la mesure a été réalisée à un detuning de -20 pm.

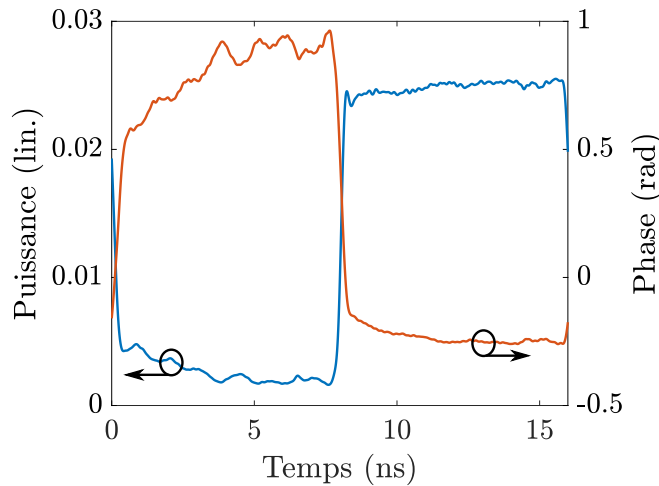


FIGURE 3.28. Puissance et phase moyennées temporellement sur toutes les séquences "1 0", mesurées à un detuning de -20 pm.

Le chirp $\Delta\nu(t)$ est ensuite extrait de la mesure de phase $\phi(t)$. Enfin, un chirp fitté $\Delta\nu_{\text{fit}}(t)$ est obtenu par la méthode des moindres carrés d'après sa définition de l'équation (3.38) et avec α_{fit} comme paramètre de fit. Pour cette mesure, un paramètre de chirp constant de

$\alpha_{\text{fit}} = -0.66$ est obtenu. Le chirp mesuré et le chirp fitté sont représentés sur la figure 3.29. Nous pouvons observer un chirp positif pour une transition d'un 1 vers un 0 et un chirp négatif pour une transition d'un 0 vers un 1, et inversement pour un detuning positif (cf. simulation sur la figure 3.2). Le champ moyenné correspondant est représenté sur la figure 3.30, où les deux états ainsi que les différentes transitions sont visibles.

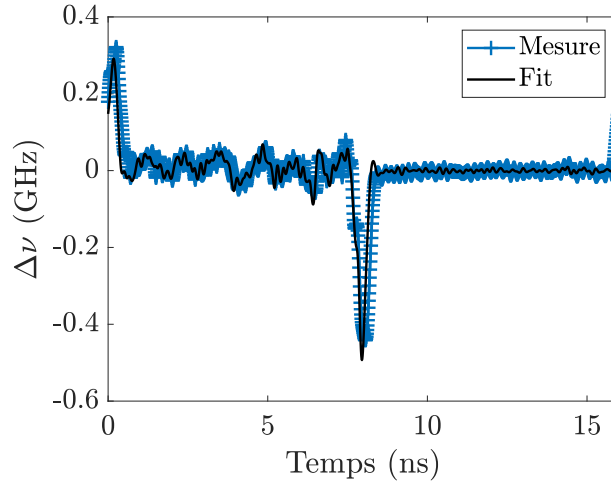


FIGURE 3.29. Chirp calculé à partir de la mesure de la phase (bleu) et chirp fitté à partir de la mesure de puissance avec un paramètre de chirp constant $\alpha_{\text{fit}} = -0.66$ (noir). Le champ électrique correspondant a été mesuré à un detuning de -20 pm et moyenné sur chaque séquence "1 0".

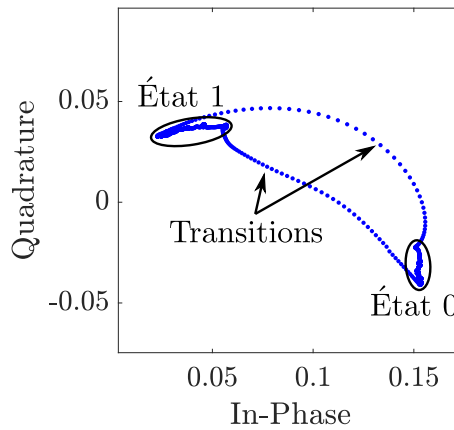


FIGURE 3.30. Champ électrique mesuré à un detuning de -20 pm et moyenné sur chaque séquence "1 0".

Cette méthode permet donc de quantifier un paramètre de chirp pour un signal donné. Elle peut s'avérer efficace à condition d'avoir un fort SNR, ce qui n'est pas toujours le cas avec un RRM, notamment pour de faibles detunings, où la profondeur de la résonance implique une puissance moyenne relativement faible. Dans notre cas, le moyennage temporel

sur une même courte séquence de bits nous permet de remonter à une mesure de chirp moins bruitée. Pour une séquence plus longue (par exemple PRBS avec au moins 128 bits), cela impose un moyennage sur un plus grand nombre d'échantillons, et par conséquent des acquisitions sur de plus grandes fenêtres temporelles. Cela nous rend à terme plus sensible à la stabilité du RRM (malgré les moyens mis en œuvre évoqués en section II.4.3) et peut poser des problèmes de synchronisation et donc complexifier la DSP [119].

Autre point potentiellement limitant de cette méthode, nous avons vu sur la figure 3.22 que plus le detuning est élevé, plus le déphasage IM-FM s'éloigne de 0 ou de π (selon si le detuning est positif ou négatif). Ainsi, le chirp calculé à partir des variations de phase peut être plus ou moins déphasé du chirp fitté à partir des variations de puissance, et donc donner un paramètre de chirp plus ou moins précis. Dans ce contexte, l'analyse donnant une description séparée des amplitudes et des phases temporelles relatives entre la puissance et la phase de l'onde en régime sinusoïdal reste la méthode la mieux adaptée pour décrire le chirp d'un RRM en silicium.

III.4 Exploitation du chirp pour des applications de communications optiques à courte portée

Nous avons étudié en section III.2 l'impact du chirp en constatant que celui-ci influence les dégradations causées par la dispersion chromatique lorsque l'onde optique modulée est transmise. C'est pourquoi on recherche très souvent des modulateurs sans chirp ("chirp-free") ou avec un chirp minimisé ("low-chirp") afin de réduire le plus possible ces dégradations. Nous avons vu que des modulateurs comme les MZM en niobate de lithium en configuration "push-pull" (cf. section I.4.1) permettent d'annuler la modulation de phase pour réaliser une modulation "chirp-free" (soit $\alpha = 0$).

Dans le cas d'un modulateur en silicium, il a été montré que même avec une modulation push-pull, il est impossible d'annuler complètement le chirp du fait du couplage entre les modulations d'absorption et d'indice, mais il peut être minimisé également avec une opération push-pull, notamment dans un MZM [120].

Une première modulation "chirp-free" dans une cavité résonante a été proposée dans [121] où un MZM remplace la zone de couplage afin de réaliser une modulation push-pull.

Toujours en se basant sur une configuration push-pull, des structures de modulateurs à base de RRM en silicium ont été proposées afin de réduire le chirp tout en conservant les avantages des RRM, notamment en ce qui concerne les taux d'extinction atteignables ainsi que leur compacité. Les travaux de [26, 77, 122] proposent d'utiliser deux RRM identiques couplés sur chaque bras d'un MZI (cf. figure 1.22) en appliquant des signaux de modulation complémentaires entre les deux RRM. Les travaux de [56, 57] proposent d'utiliser deux RRM en série et en configuration "add-drop" (cf. figure 1.21), également avec des signaux de modulation complémentaires, ce qui permet de gagner en compacité et d'atteindre de plus grands taux d'extinction.

Dans la section précédente, nous avons caractérisé le chirp en sortie d'un RRM et nous avons montré qu'il dépend de la fréquence de modulation et du detuning. Nous verrons

par la suite que la possibilité d'accorder le chirp, sans forcément le réduire, peut être bénéfique pour diverses applications.

III.4.1 Réduction des pénalités de dispersion chromatique par un chirp négatif

Les travaux de [74, 99] ont montré qu'en choisissant un detuning négatif, le chirp en sortie d'un RRM sur-couplé permet de limiter les pénalités provoquées par la dispersion chromatique. En prenant comme référence la configuration "back-to-back" (sans ligne de transmission utilisée), des pénalités négatives sont obtenues grâce à la compression des impulsions provoquée par le chirp, jusqu'à une certaine longueur de fibre, selon le chirp obtenu. Les résultats obtenus théoriquement en simulation pour une impulsion gaussienne, représentés sur la figure 3.16, ont donc déjà été obtenus expérimentalement avec un RRM.

Cependant, dans ces études, les pénalités n'ont été mesurées qu'à un seul detuning, correspondant au plus grand taux d'extinction. On cherche généralement à maximiser le taux d'extinction pour minimiser les pénalités [123]. Or, nous pouvons nous demander s'il existe une condition où le taux d'extinction n'est pas forcément maximisé mais où les pénalités totales sont minimisées du fait de la contribution des pénalités de dispersion. C'est ce que nous chercherons à déterminer par la suite.

Les performances du RRM peuvent être caractérisées par des mesures de BER en fonction de la puissance moyenne reçue pour différents detunings et différentes longueurs de fibres SSMF. La sensibilité obtenue nous permettra alors de déduire les pénalités totales.

Afin de réaliser cette série de mesures, le dispositif expérimental illustré sur la figure 3.31 est utilisé. Un générateur PRBS d'une périodicité de $2^{31} - 1$ bits nous permet de réaliser une modulation NRZ à 10.709 Gbit/s. Un driver RF ainsi qu'un atténuateur variable (RF VA) nous permet d'ajuster l'amplitude de la tension de modulation. La tension de polarisation utilisée est toujours de $V_{DC} = -7$ V. Nous réalisons la caractérisation avec différentes distances de transmission allant jusqu'à 100 km.

La puissance optique moyenne en sortie du RRM étant relativement faible (environ -20 dBm à un detuning de $\Delta\lambda = \pm 15$ pm en comprenant les pertes de couplage entre les fibres et les réseaux de couplage), un EDFA (nommé "EDFA Tx") est utilisé afin d'avoir une puissance en sortie du transmetteur entre -10 dBm et 0 dBm (selon le detuning choisi). Un OBPF de 5 nm de largeur spectrale est utilisé ensuite afin de filtrer le bruit d'émission spontanée amplifiée. Plusieurs tronçons de fibre SSMF sont ensuite utilisés pour réaliser des mesures de BER sur différentes longueurs de propagation. En réception, un atténuateur variable optique ("VOA 1") est utilisé pour faire varier la puissance moyenne reçue. 1% de la puissance est envoyée vers la photodiode "PWM" ("power meter") pour mesurer la puissance moyenne reçue. Avant de compter le nombre d'erreurs, le signal est pré-amplifié afin d'augmenter la sensibilité du récepteur pour mesurer des taux d'erreurs binaires sur différents ordres de grandeurs (typiquement de 10^{-11} à 10^{-3}) en faisant varier la puissance moyenne reçue. Pour ce faire, un EDFA ("Rx 1") ainsi qu'un OBPF de 3 nm de largeur spectrale sont utilisés.

Un deuxième EDFA ("Rx 2") ainsi qu'un OBPF de 0.25 nm de largeur spectrale sont utilisés en régime de saturation afin d'envoyer la même puissance vers la photodiode de réception entre chaque mesure. Un deuxième VOA ("VOA 2") sert à réguler la puissance envoyée sur cette photodiode, ce qui permet de maximiser le SNR, tout en évitant d'avoir une réponse non-linéaire à une trop forte puissance. 50% de la puissance du signal après le dernier OBPF sont envoyés vers un oscilloscope afin de visualiser le diagramme de l'oeil. Enfin, le signal détecté par la photodiode passe par un circuit de récupération d'horloge (CDR) pour finalement être envoyé vers un compteur d'erreur (BERT) avec un signal d'horloge provenant de la CDR pour la synchronisation.

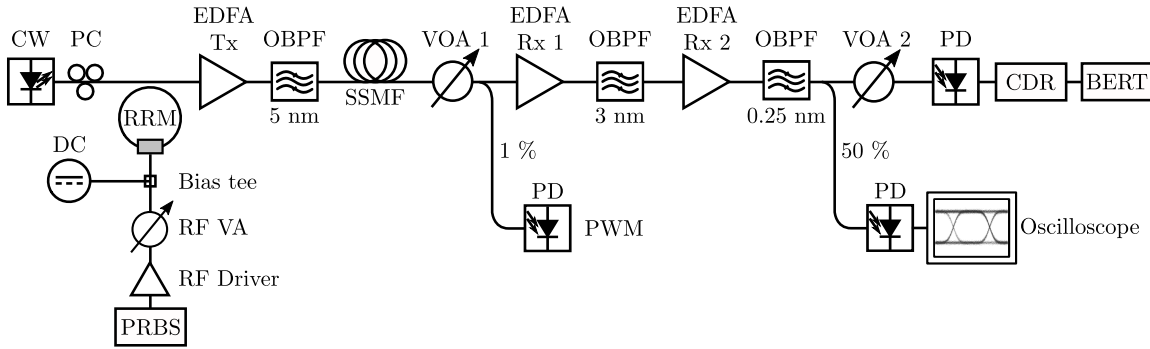


FIGURE 3.31. Représentation schématique du dispositif expérimental utilisé pour la mesure de BER et la visualisation du diagramme de l'oeil.

Afin de différencier les pénalités dues au taux d'extinction des pénalités dues à la dispersion, la sensibilité du récepteur P_{sens} peut d'abord être mesurée pour un taux d'extinction infini, ou du moins pour un taux d'extinction suffisamment grand pour considérer des pénalités négligeables. Les pénalités de taux d'extinction peuvent ainsi être définies comme le rapport des sensibilités :

$$PP_{\text{ER}} = \frac{P_{\text{sens}}(\text{ER})}{P_{\text{sens}}(\text{ER} \rightarrow \infty)}. \quad (3.39)$$

Pour mesurer $P_{\text{sens}}(\text{ER} \rightarrow \infty)$, nous utilisons un MZM en niobate de lithium à la place du RRM. Le MZM utilisé est modulé en push-pull, ce qui permet de réaliser une modulation "chirp-free", ce qui nous servira d'élément de comparaison lors des mesures de pénalités après transmission. À un débit de 10.709 Gbit/s, le taux d'extinction maximal atteignable avec le MZM à disposition est de 14 dB, une fois la tension de polarisation réglée sur un point de quadrature et une amplitude de modulation crête-à-crête de V_{π} . En configuration "back-to-back", le diagramme de l'oeil observé est représenté sur la figure 3.32(a) et le BER mesuré en fonction de la puissance moyenne reçue est représenté sur la figure 3.32(b). Nous prendrons cette mesure comme référence. Les pénalités sont très souvent définies pour des sensibilités mesurées à $\text{BER} = 10^{-9}$. Nous garderons cependant par la suite la sensibilité définie au seuil de FEC KP4, c'est-à-dire à $\text{BER} = 2.2 \cdot 10^{-4}$. Dans ce cas, nous avons $P_{\text{sens}}(\text{ER} = 14 \text{ dB}) \approx 42.2 \text{ dBm}$.

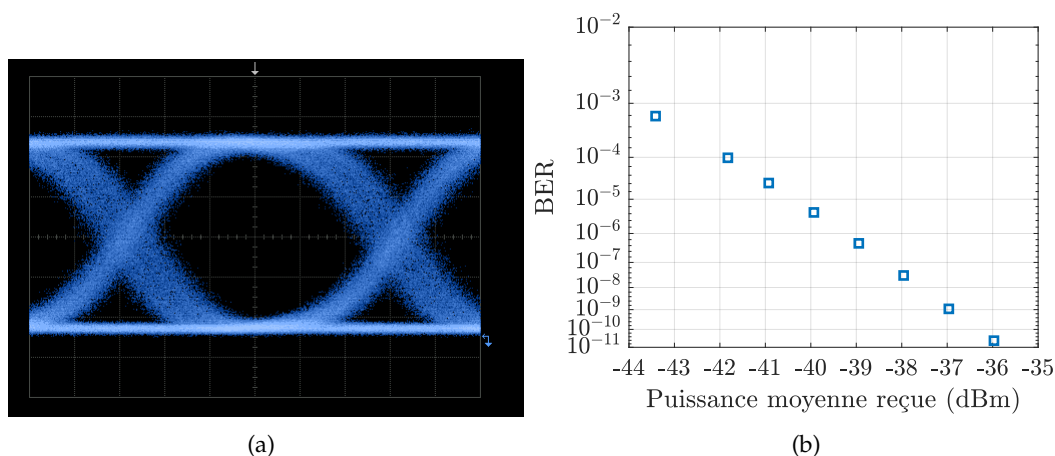


FIGURE 3.32. (a) Diagramme de l’oeil et (b) BER en fonction de la puissance moyenne reçue, mesurés en configuration back-to-back en sortie d’un MZM en niobate de lithium modulant en NRZ à 10.709 Gbit/s et avec un taux d’extinction de 14 dB.

En ajoutant des tronçons de fibre SSMF comme ligne de transmission, nous pouvons déjà voir l’effet de la dispersion selon la distance choisie. La figure 3.33 montre les diagrammes de l’oeil après transmission dans 50 km et dans 100 km de SSMF. Les mesures de taux d’erreur ont pu être réalisées pour 50 km mais pas pour 100 km du fait des dégradations trop importantes. La transmission d’une onde non-chirpée sur 50 km de SSMF induit alors des pénalités d’environ 1 dB.

Maintenant, étudions les performances du RRM en silicium. Nous pouvons d’abord simuler la propagation dans une fibre SSMF puis dans une fibre à dispersion négative afin de vérifier si le chirp a bien une influence sur les effets liés à la dispersion. Nous choisissons de simuler un récepteur limité uniquement par un bruit thermique (sans pré-amplification) et de compter le nombre d’erreurs en fonction de la puissance optique moyenne arrivant sur le récepteur. Pour ce faire, une séquence PRBS de $2^{11} - 1$ bits est utilisée et répétée jusqu’à ce que le nombre d’erreurs comptées permette d’estimer un taux d’erreur statistiquement significatif (nous choisissons de compter 100 erreurs). Les pénalités sont ensuite déduites par rapport à la simulation d’un MZM idéal (taux d’extinction infini) avec le même procédé de comptage d’erreur. Les pénalités sont calculées pour un BER correspondant au seuil de FEC KP4. La figure 3.34 représente les pénalités calculées en fonction du detuning, en restant en detuning négatif, en configuration back-to-back ainsi qu’après propagation dans 80 km de fibre SSMF ($D = +17 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$) et après propagation dans 80 km de fibre à dispersion négative ($D = -17 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$) afin d’étudier les pénalités dues à l’élargissement ou la compression temporelle sur une même quantité de dispersion en valeur absolue. En back-to-back, les pénalités se réduisent à mesure que le detuning diminue (jusqu’à $\Delta\lambda = -10 \text{ pm}$), ce qui traduit les pénalités uniquement dues au taux d’extinction. Nous pouvons observer une augmentation des pénalités après propagation dans 80 km de fibre dispersive, ce qui traduit les pénalités de chirp ajoutées aux pénalités totales. En effet, le chirp effectif permet de réduire les pénalités totales pour une

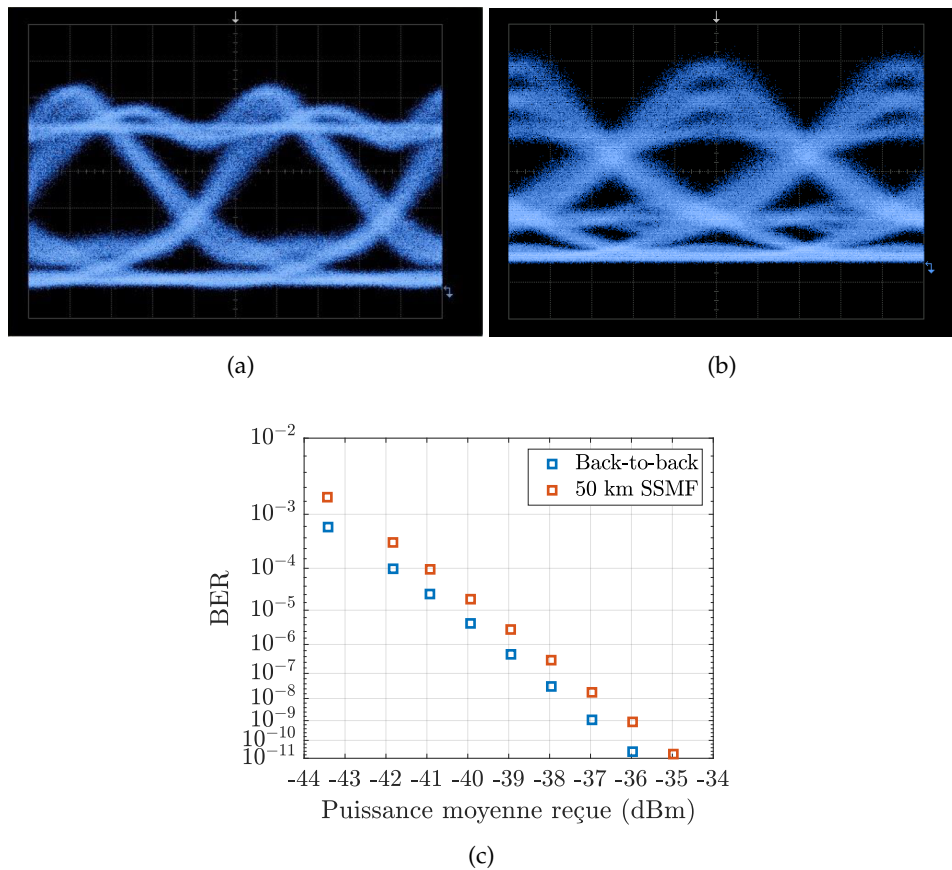


FIGURE 3.33. Diagrammes de l’oeil mesurés après propagation dans (a) 50 km de SSMF et (b) 100 km de SSMF. (c) BER en fonction de la puissance moyenne reçue, mesurés en configuration back-to-back et après transmission dans 50 km de SSMF. L’onde optique est modulée en NRZ à 10.709 Gbit/s par un MZM en niobate de lithium, avec un taux d’extinction de 14 dB.

dispersion positive, soit 5.7 dB à $\Delta\lambda = -10$ pm, contre 12.5 dB au même detuning pour la fibre à dispersion négative.

Expérimentalement, nous pouvons dans un premier temps nous placer aux detunings permettant d’obtenir les plus grands taux d’extinction et comparer les performances obtenues entre des detunings opposés afin de voir si le chirp effectif permet effectivement de réduire les pénalités après propagation dans la même fibre. Les diagrammes de l’oeil représentés sur la figure 3.35 ont été mesurés à des detunings de +15 pm et -15 pm, en back-to-back et après transmission dans 100 km de SSMF. Nous pouvons clairement constater une ouverture de l’oeil plus grande pour $\Delta\lambda = -15$ pm après transmission. Cette ouverture de l’oeil est même plus grande que celle obtenue avec le MZM sur la figure 3.33(b), puisque celui-ci a un chirp nul en sortie. Des mesures de BER peuvent être réalisées avec une propagation dans 75 km de SSMF, ce qui est mesurable en utilisant le MZM (pour comparaison). Nous pouvons alors comparer les performances obtenues avec le RRM. La figure 3.36 représente ces mesures, réalisées aux configurations back-to-back et après propagation dans 75 km de SSMF, pour chaque modulateur. La différence de sensibilités entre les mesures

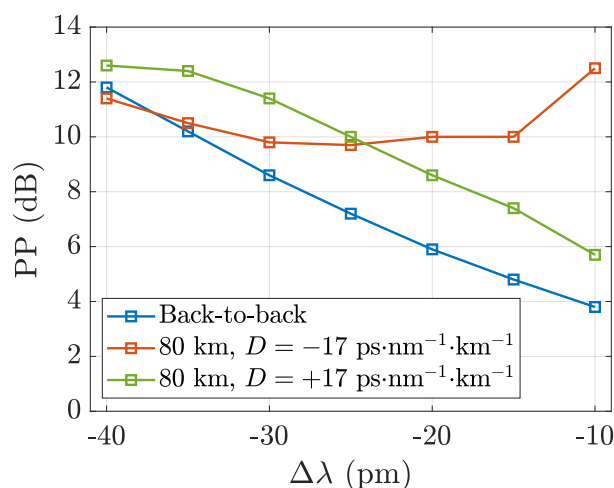


FIGURE 3.34. Simulation des pénalités de puissance en fonction du detuning, obtenues en configuration back-to-back, après propagation dans 80 km de SSMF ($D = +17$ ps·nm⁻¹·km⁻¹) et dans 80 km de fibre à dispersion négative ($D = -17$ ps·nm⁻¹·km⁻¹).

en back-to-back des deux modulateurs nous donne les pénalités de taux d'extinction PP_{ER} pour le RRM, soit $PP_{ER} = 4$ dB. Ces pénalités sont dues au fait que le taux d'extinction en sortie du RRM est mesuré à 7 dB (contre 14 dB avec le MZM). Les pénalités de dispersion PP_{disp} peuvent être obtenues en comparant, pour un même modulateur, les sensibilités entre la configuration back-to-back et après propagation dans 75 km de SSMF. Pour le MZM, nous avons donc $PP_{disp} = 4$ dB, et pour le RRM, nous avons $PP_{disp} = 2$ dB. Nous observons donc bien une réduction des pénalités de dispersion grâce au chirp du RRM pour cette distance de propagation.

Par ailleurs, si nous prenons une puissance moyenne reçue fixée et que nous faisons varier l'amplitude de la tension de modulation ("RF VA"), il existe une amplitude optimale permettant de minimiser les pénalités totales. Cependant, il s'avère que cette tension optimale n'est pas la même selon la distance de transmission du fait des dégradations liées au chirp. En effet, nous avons mesuré, à $\Delta\lambda = -15$ pm, le BER minimal pour une puissance moyenne reçue fixe en faisant varier l'amplitude de modulation, pour différentes longueurs de fibre SSMF. Les amplitudes de modulation optimales correspondantes sont regroupées dans le tableau 3.1. Nous constatons que plus la longueur de fibre augmente, plus la tension optimale de modulation est de faible amplitude, ce qui signifie qu'il existe bien un compromis à trouver entre le taux d'extinction et la dispersion pour minimiser les pénalités globales. En effet, nous avons vu lors de la caractérisation dynamique dans la section II.4.2 que les harmoniques d'ordres élevés sont facilement excitées lorsqu'on augmente l'amplitude de la tension de modulation. Celles-ci se traduisent par des oscillations visibles dans les diagrammes de l'oeil, et peuvent ajouter des dégradations supplémentaires, en plus de celles induites par la dispersion, au même titre que le chirp.

En revanche, en fonction du detuning, la simulation illustrée sur la figure 3.34 nous a

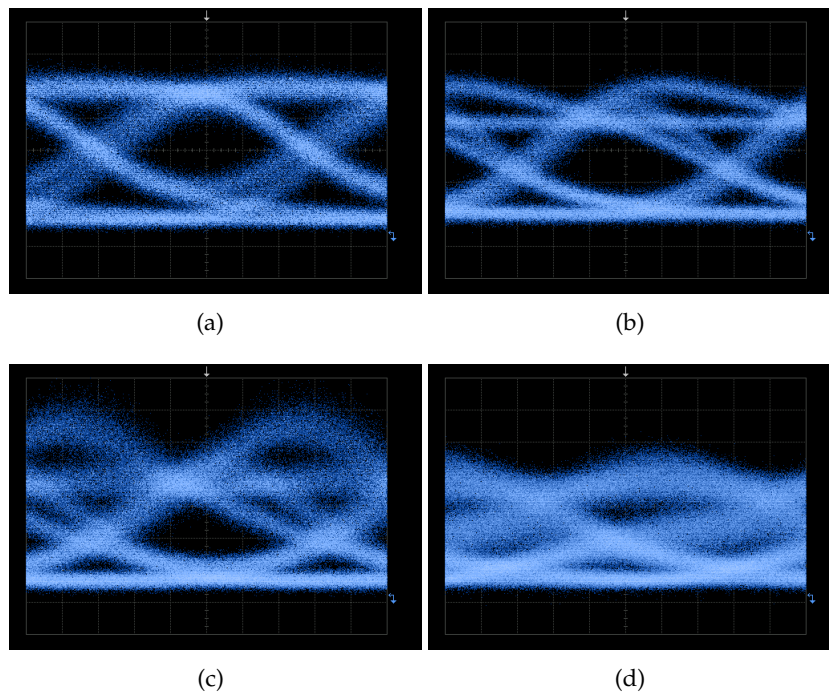


FIGURE 3.35. Diagrammes de l'oeil mesurés pour une modulation NRZ à 10.709 Gbit/s avec un RRM (a) en back-to-back à $\Delta\lambda = -15$ pm, (b) en back-to-back à $\Delta\lambda = +15$ pm, (c) après propagation dans 100 km de SSMF à $\Delta\lambda = -15$ pm et (d) après propagation dans 100 km de SSMF à $\Delta\lambda = +15$ pm.

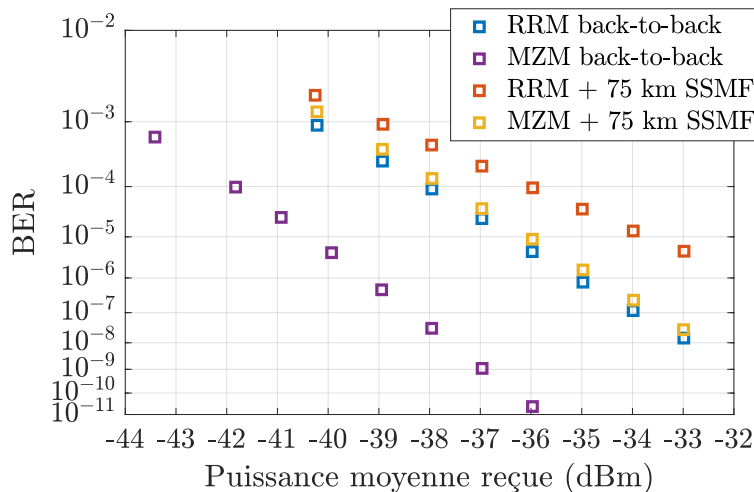


FIGURE 3.36. BER en fonction de la puissance moyenne reçue mesurée en configuration back-to-back et après propagation dans 75 km de SSMF pour une onde modulée par le MZM en niobate de lithium et par le RRM en silicium.

montré que les pénalités sont minimisées au taux d'extinction maximal, si l'on reste en detuning négatif (dans ce cas à $\Delta\lambda = -10$ pm). Cela peut s'expliquer par le fait que le taux d'extinction est fortement dépendant du detuning, ce qui se traduit typiquement par des pénalités supplémentaires de plusieurs dB pouvant s'ajouter par un décalage de detuning

Longueur de fibre (km)	Amplitude optimale (V)
0	2.9
50	2.6
75	2.5
100	2.3

TABLEAU 3.1. Amplitudes de modulation crête-à-crête optimales (permettant de minimiser le BER à une puissance moyenne reçue fixe) selon la longueur de fibre SSMF, à $\Delta\lambda = -15$ pm.

de seulement quelques pm. La figure 3.37 montre par exemple des mesures de BER à différents detunings pour une longueur de fibre de 100 km. La meilleure sensibilité est en effet obtenue à $\Delta\lambda = -15$ pm (taux d'extinction maximal mesuré), et ce même pour d'autres distances de transmission intermédiaires. Pour ce RRM, les pénalités de taux d'extinction sont donc prépondérantes devant les pénalités de dispersion quel que soit le detuning.

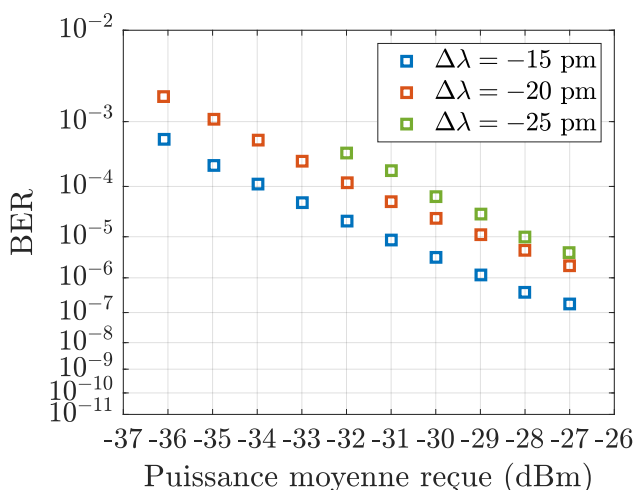


FIGURE 3.37. BER en fonction de la puissance moyenne reçue mesuré pour des detunings de -15 pm, -20 pm et -25 pm, après propagation dans 100 km de SSMF.

Enfin, les pénalités ont été mesurées avec différentes longueurs de fibres à $\Delta\lambda = -15$ pm et ces mesures sont regroupées sur la figure 3.38. Nous obtenons effectivement des pénalités plus faibles avec une distance de transmission de 25 km par rapport à la configuration back-to-back, ce qui traduit la compression des impulsions par un chirp négatif. Les pénalités sont ensuite croissantes avec la distance de transmission (au-delà de 25 km à ce detuning), comme ce qui a été vu théoriquement en section III.2.2.

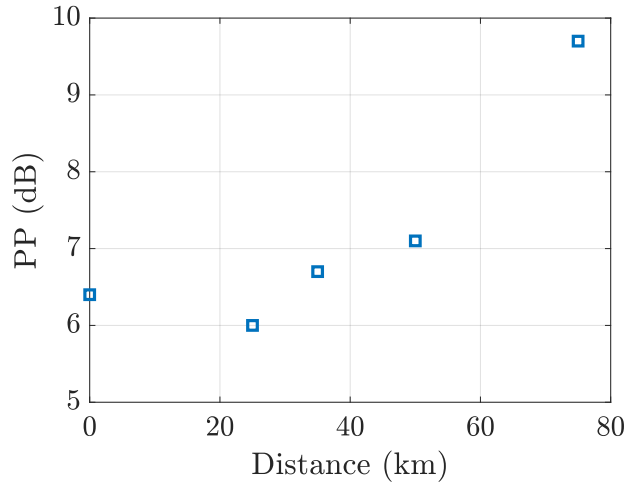


FIGURE 3.38. Pénalités en fonction de la distance de transmission dans une fibre SSMF mesurées à $\Delta\lambda = -15$ pm.

III.4.2 Faisabilité d'autres potentielles applications

D'autres manières d'exploiter le chirp peuvent être explorées. Une application intéressante démontrée comme preuve de concept dans [101] consiste à utiliser deux RRM en série et à désaccorder leurs longueurs d'onde de résonance (et donc que chaque RRM voie un detuning différent) de manière à ce que le chirp en sortie de chaque RRM donne des réponses en fréquence complémentaires, en vue d'une transmission d'une onde modulée sur plusieurs sous-porteuses orthogonales de différentes fréquences (OFDM).

Pour comprendre ces différents principes, revenons sur l'étude de la réponse en fréquence après transmission dans un canal dispersif, réalisée en section III.2.2. Nous avons vu que l'équation (3.15) permet de décrire la réponse électro-optique en fréquence en sortie d'un canal dispersif, pour un chirp transitoire de paramètre constant α . Selon le paramètre de chirp α , les extinctions de la réponse en fréquence apparaissent à différentes fréquences, comme le montre la figure 3.10 pour une transmission sur 50 km de SSMF. Les bandes de fréquences disponibles pour réaliser une modulation OFDM sont alors conditionnées par le chirp en sortie du modulateur utilisé.

L'idée du travail de [101] est de régler le detuning relatif à chaque résonance de deux RRM pour que leurs réponses en fréquence soient complémentaires. Ainsi, le signal OFDM peut être séparé sur plusieurs bandes de fréquences, lesquelles sont utilisées par les RRM dont les réponses permettent leur transmission. Le principe de ce procédé est illustré sur la figure 3.39.

Dans cette étude, des réponses en fréquence ont été mesurées pour différents couples de detunings opposés et une complémentarité des réponses en fréquence a été obtenue pour $\Delta\lambda = \pm 10$ pm.

En réalité, nous pouvons estimer d'autres couples de detunings permettant d'avoir des réponses exactement opposées. L'équation (3.17) donne la valeur de α permettant d'obtenir une extinction à la fréquence ω (représenté par θ). Nous pouvons donc exprimer

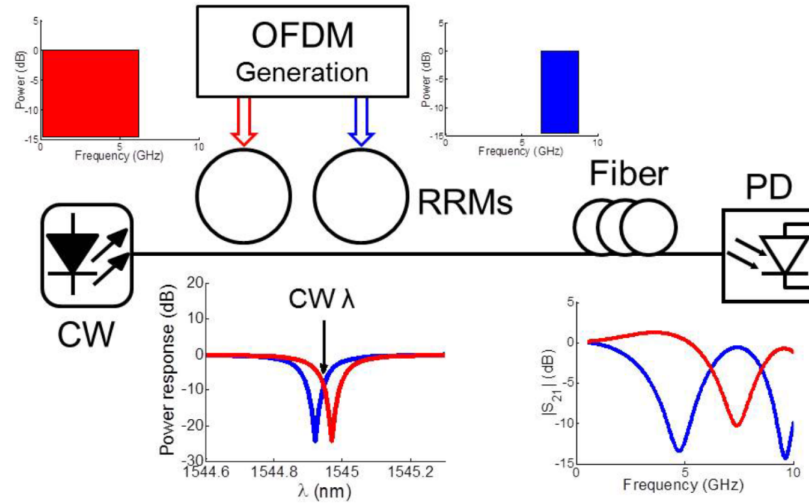


FIGURE 3.39. Principe de la transmission OFDM sur différentes bandes de fréquences en utilisant deux RRM en série à résonances désaccordées. Figure issue de [101].

les fréquences des extinctions en fonction du paramètre de chirp α en reprenant l'équation (3.17), que l'on peut définir directement pour θ , soit :

$$\theta_{0_p}(\alpha) = -\arctan(\alpha) + \left(p + \frac{1}{2}\right) \pi, \quad (3.40)$$

quel que soit l'entier naturel p . La réponse S_{21} étant π -périodique en θ , les fréquences de ses maximas peuvent alors s'écrire :

$$\theta_{\max_p}(\alpha) = -\arctan(\alpha) + p\pi. \quad (3.41)$$

Trouver des réponses S_{21} complémentaires en jouant sur le paramètre de chirp revient donc à trouver des valeurs de α_1 et α_2 satisfaisant $\theta_{0_p}(\alpha_1) = \theta_{\max_p}(\alpha_2)$. En combinant les équations (3.40) et (3.41), cela revient à écrire la condition :

$$-\arctan(\alpha_1) = -\arctan(\alpha_2) + \frac{\pi}{2} = \arctan\left(\frac{1}{\alpha_2}\right), \quad (3.42)$$

ce qui nous donne finalement :

$$\alpha_1 = -\frac{1}{\alpha_2}. \quad (3.43)$$

La figure 3.40 représente des réponses complémentaires calculées selon l'équation (3.15) et satisfaisant la condition de l'équation (3.43) en prenant par exemple $\alpha_1 = 0.5$ et $\alpha_2 = -2$. Dans notre étude, nous pouvons mesurer les réponses S_{21} pour deux detunings différents satisfaisant la condition de l'équation (3.43) en considérant par exemple le paramètre de chirp crête-à-crête α_c caractérisé à la place de α dans l'équation (3.15). En reprenant la caractérisation détaillée dans la section III.3.3 et notamment sur la figure 3.27(a), nous pouvons choisir arbitrairement une fréquence de modulation, par exemple à 7 GHz, et prendre un couple de detunings satisfaisant la condition de réponses complémentaires. Nous avons donc à 7 GHz, $\Delta\lambda = +40$ pm et $\Delta\lambda = -50$ pm donnant respectivement les

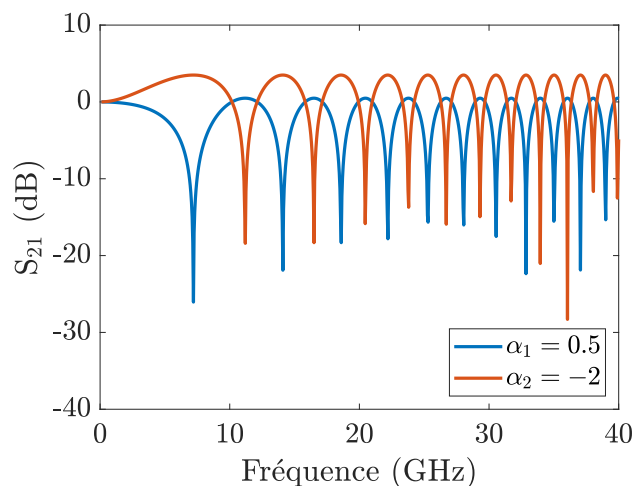


FIGURE 3.40. Réponses en fréquences après propagation dans 50 km de SSME, pour des signaux modulés avec des paramètres de chirp de $\alpha_1 = 0.5$ et $\alpha_2 = -2$, d'après l'équation (3.15).

paramètres de chirp $\alpha_c \approx 0.96$ (soit $\alpha_1 \approx 0.96$ car le detuning est positif) et $\alpha_c \approx 1.04$ (soit $\alpha_2 \approx -1.04$ car le detuning est négatif). La figure 3.41 représente les réponses S_{21} mesurées avec le même montage que dans la figure 3.11, à ces detunings, et pour une longueur de fibre de 100 km. Nous mesurons effectivement des réponses quasiment opposées jusqu'à environ 8 GHz, avant de redevenir semblables du fait de la dépendance du chirp avec la fréquence de modulation.

Le choix de prendre les valeurs de chirp à 7 GHz permet en fait de trouver un bon compromis pour avoir des réponses plus ou moins complémentaires sur le plus grand intervalle de fréquences possible. Puisque le chirp dépend forcément de la fréquence de modulation, il n'est pas possible d'obtenir des réponses complémentaires sur l'ensemble des fréquences testées. L'application de la transmission d'un signal en OFDM est donc faisable mais sur un nombre de bandes de fréquences limité.

III.5 Conclusion

Les méthodes de caractérisation de chirp utilisées dans la littérature, consistant notamment à analyser les réponses en fréquence de lignes dispersives ont l'avantage de ne pas nécessiter de détection cohérente. Cependant, nous avons constaté que cette méthode ne peut plus être fiable dès lors que le chirp dépend de la fréquence de modulation, ce qui est le cas d'un RRM en silicium.

En réalisant une détection cohérente, le chirp en sortie d'un RRM en silicium a pu être complètement caractérisé grâce à la mesure de la phase et de l'amplitude de l'onde en temps réel, pour différents detunings et différentes fréquences de modulation. L'étude séparée du déphasage temporel et des amplitudes de modulation entre IM et PM nous ont permis de comprendre comment le chirp évolue avec le detuning et la fréquence de modulation.

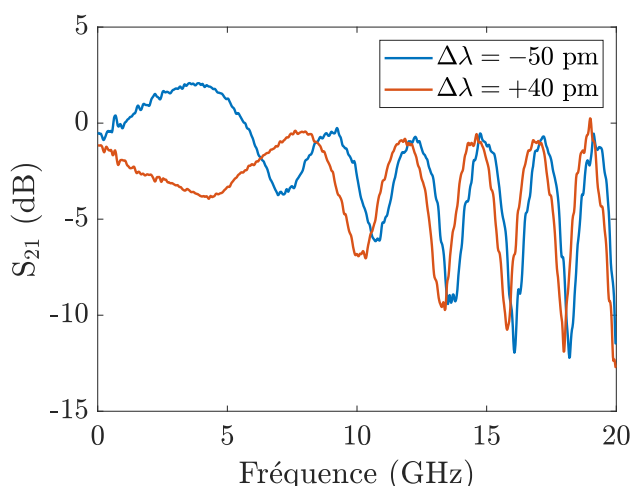


FIGURE 3.41. Réponses en fréquence mesurées après propagation dans 100 km de SSME, pour des signaux modulés par un RRM en silicium à des detunings de $\Delta\lambda = -50$ pm et $\Delta\lambda = +40$ pm.

Le paramètre de chirp crête-à-crête α_c nous a de plus permis de garder une quantification du chirp malgré le paramètre de chirp commun α divergent.

Au lieu d'être annulé en recherchant par exemple des structures pour réaliser une modulation push-pull, le chirp peut être exploité pour diverses applications. Nous avons montré que le chirp effectif pour un detuning négatif permet de réduire les pénalités de dispersion. Un compromis peut être trouvé en jouant sur l'amplitude de la tension de modulation pour réduire les pénalités liées à la dispersion, selon la distance de transmission, quitte à réduire légèrement le taux d'extinction, pour finalement réduire les pénalités totales. De futurs RRM dédiés à cette application pourraient également être conçus de manière à faire coïncider le detuning pour avoir à la fois un chirp adapté à un certain couple débit-distance de transmission, et un taux d'extinction maximal, afin de réduire davantage les pénalités.

D'autre part, deux RRM en série peuvent permettre de s'affranchir de la limitation en bande passante d'un canal dispersif en transmettant un signal OFDM sur différentes bandes en accordant le chirp de chacun de ces modulateurs. La dépendance du chirp avec la fréquence de modulation limite cependant le nombre de bandes de fréquences exploitables mais une confirmation expérimentale avec une modulation OFDM sur cette structure reste à être établie. Nous ne disposons pas de RRM en série mais la caractérisation du chirp réalisée pourra amener à d'éventuels dimensionnements de cette structure spécifiques à cette application. Ces structures pourront être adaptées pour une plus grande bande passante électro-optique, ainsi qu'une variation du chirp plus progressive avec la fréquence de modulation afin d'agrandir l'intervalle de fréquences permettant d'obtenir des réponses complémentaires.

CHAPITRE IV

Génération de peignes de fréquences électro-optiques dans des modulateurs en silicium

Sommaire

IV.1 Génération de peignes de fréquences électro-optiques dans un modulateur à interféromètre de Mach-Zehnder	114
IV.1.1 Répartition de la puissance sur des harmoniques d'ordres élevés	115
IV.1.2 Optimisation de la planéité d'un peigne de fréquences dans un modulateur dual-drive	118
IV.2 Génération de peignes de fréquences électro-optiques dans un modulateur à micro-résonateur en anneau en silicium	121
IV.2.1 Ajustement des puissances des lignes par superposition d'harmoniques	123
IV.2.2 Optimisation de la planéité d'un peigne de fréquences à partir du modèle implémenté	124
IV.3 Conclusion	130

Les peignes de fréquences optiques sont étudiés pour de nombreuses et diverses applications, notamment en spectroscopie, en métrologie, en photonique micro-ondes ou en communications optiques pour l'utilisation de sources multi-longueurs d'ondes [124]. Selon le choix du nombre de lignes, l'espacement entre les lignes, leurs puissances ou encore la longueur d'onde centrale, différents procédés optimaux peuvent être mis en œuvre pour générer de tels peignes, adaptés à des applications spécifiques.

Plusieurs méthodes pour générer des trains d'impulsions courtes ont été explorées. Les lasers à modes bloqués ont par exemple démontré leur intérêt en terme de durée d'impulsion (femtoseconde) et de stabilité notamment pour des applications en métrologie [125]. Beaucoup d'intérêt se porte également sur les peignes générés en exploitant les non-linéarités optiques d'ordre 3 dans des micro-résonateurs (souvent appelés "Kerr combs") [126, 127] du fait des larges bandes spectrales atteignables ainsi que de l'efficacité de certains matériaux, permettant d'utiliser des puissances optiques de pompe de l'ordre du mW [128]. Un certain nombre de démonstrations de ce type de peigne ont été réalisées sur différents matériaux comme le nitrure de silicium [129], le nitrure d'aluminium [130], le niobate de lithium [131] ou encore sur des semi-conducteurs III-V [132]. En terme d'applications, une transmission d'information à 1.84 Pbit/s a très récemment été démontrée grâce à la génération d'un peigne Kerr dans un micro-résonateur en nitrure de silicium pour du WDM, transmis dans une fibre multi-coeurs de 7.9 km [133].

Les peignes Kerr sont pour la plupart réalisés avec des structures résonantes intégrées. L'utilisation de peignes de fréquences intégrés peut s'avérer particulièrement utile notamment pour les communications optiques dans les centres de données où une haute densité d'interconnexions est requise. Dans ce contexte, les technologies de photonique intégrée permettant la production en grande quantité et à faible coût sont donc avantageuses. De tels avantages peuvent de même être recherchés dans d'autres domaines d'applications comme en spectroscopie ou en métrologie pour réaliser des détections à distance [134, 135]. Cependant, ce type de peigne peut être complexe à contrôler en terme de planéité (rapport de puissance entre les lignes) et de nombre de lignes générés. En général, une telle optimisation est réalisée par une ingénierie de dispersion. De plus, l'espacement en fréquence est fixé par la longueur de la cavité utilisée.

Les peignes de fréquences électro-optiques générés par des modulateurs intégrés sont intéressants par rapport à cet aspect, car de tels peignes sont accordables en terme d'espacement entre les lignes (défini uniquement par la fréquence du signal de modulation) et de longueur d'onde centrale (définie par la source laser utilisée) [136]. Pour les applications précédemment citées, cette accordabilité peut permettre de réaliser des sources multi-longueurs d'onde à partir d'un seul laser en se calant sur les normes d'espacement pour les applications en communications optiques, par exemple pour réaliser du DWDM pour les liaisons inter-centre de données [10], soit différents canaux avec un espacement en fréquence pouvant aller de 12.5 GHz à 100 GHz. Par ailleurs, certaines applications recherchent plutôt à contrôler l'enveloppe d'un peigne défini sur un certain nombre limité de lignes pour former des formes particulières d'impulsions comme des impulsions de Nyquist (enveloppe du spectre rectangulaire pour des impulsions en sinus cardinal) pour

réaliser un multiplexage temporel (OTDM), ou encore des impulsions triangulaires ou gaussiennes [137-139]. En spectroscopie, cette accordabilité donne un choix de la longueur d'onde autour de laquelle réaliser une mesure de spectre et permet de plus d'atteindre des hautes résolutions dans les spectres mesurés [134].

De nombreuses démonstrations de peignes de fréquences électro-optiques ont déjà été réalisées en utilisant des modulateurs avec des structures à base de MZM [140-150], de MZM en parallèle (modulateur IQ) [151] ou cascades [152], de modulateurs de phase seuls [153-155] ou cascades [156, 157], de combinaisons de ces deux structures [138, 158-160] ou de RRM [161]. Ces modulateurs exploitent l'effet Pockels dans le niobate de lithium et le phosphore d'indium. D'autres matériaux comme par exemple des matériaux hybrides organiques avec silicium (SOH) [162] ou du carbure de silicium (SiC) [163], sont également étudiés pour rechercher un effet électro-optique efficace tout en gardant une compatibilité CMOS.

Parmi les modulateurs en silicium, quelques démonstrations ont été réalisées ces dernières années avec différentes structures, utilisant par exemple un simple déphaseur [164], un MZM [165, 166], des MZM cascades [167, 168], des MZM en parallèle [137], ou des combinaisons de modulateurs de phase suivi d'un MZM [166]. Certains résultats récents ont été obtenus avec des RRM [169, 170] et des RRM cascades [171-173] avec cependant un nombre de lignes N_l plutôt limité, relativement au rapport de puissance entre elles, que nous noterons par la suite δ . Les différentes performances en terme de planéité et de nombre de lignes obtenues expérimentalement avec des modulateurs en silicium sont rapportées dans le tableau 4.1. En comparaison avec les peignes générés dans les modulateurs en niobate de lithium ou en phosphore d'indium, l'exploitation de l'effet Pockels est donc a priori plus efficace en terme de nombre de lignes générées. Notons que les résultats présentés dans [161] ont été obtenus avec un RRM en couche fine de niobate de lithium, ce qui permet de rester compatible avec les technologies CMOS [38], ce qui fait de ce matériau une piste très intéressante pour les modulateurs intégrés sur substrat de silicium.

Par ailleurs, bien que l'accordabilité des peignes électro-optiques soit bénéfique pour un certain nombre d'applications, ceux-ci occupent généralement des bandes passantes plus faibles que les peignes Kerr. Cette limitation peut être critique si l'on recherche un nombre conséquent de lignes. Les techniques de génération de peignes de fréquences optiques ne se démarquent donc pas clairement, puisque les solutions proposées sont surtout adaptées à des applications très spécifiques.

Cependant, encore peu de résultats ont été obtenus avec les modulateurs en silicium et les pistes d'optimisations explorées restent à l'heure actuelle essentiellement expérimentales. L'optimisation de peignes de fréquences électro-optiques générés par des modulateurs en silicium constitue donc un champ de recherche intéressant à approfondir.

Dans ce chapitre, nous explorerons les différents moyens de générer un peigne de fréquences électro-optique par un modulateur en silicium. Nous chercherons des moyens de générer des peignes contenant le plus de lignes possibles et étant le plus plat possible, en vue d'applications en communications optiques (source multi-longueurs d'ondes avec le même SNR pour chaque ligne), notamment pour du multiplexage en longueur

d'onde (WDM). Nous verrons qu'une telle optimisation est réalisable assez simplement sur un MZM en configuration dual-drive, bien que cette structure soit peu efficace dans le silicium. Nous verrons enfin quelles sont les méthodes envisageables pour optimiser le peigne généré par un RRM en silicium, en réalisant une première démonstration expérimentale.

Réf. (année)	Structure	Fréquence(s) de modulation	V_{PP}	N_1	$\delta(N_1)$
[169] (2017)	RRM-RR	10 GHz	3.6 V	5	0.86 dB
[170] (2018)	RRM	10 GHz + 20 GHz	1.5 V + 2.9 V	5	0.7 dB
[171] (2018)	RRM-C	20 GHz 25 GHz 10 GHz + 20 GHz	5 V	3	2 dB 4 dB –
[164] (2018)	PM (inj.)	7.5 GHz 10 GHz 12.5 GHz	7.8 V	8	20 dB
[165] (2018)	MZM	20 GHz + 40 GHz	5 V + 5 V	5	–
[167] (2019)	MZM-C	5 GHz + 15 GHz 7.5 GHz + 22.5 GHz 10 GHz + 30 GHz	3 V + 2.2 V	9	3.8 dB 4.7 dB 6.5 dB
[172] (2020)	RRM-C	10 GHz	–	8 (1 RRM) 12 (2 RRM) 15 (3 RRM)	20 dB
[168] (2020)	MZM-C	5 GHz + 15 GHz	3.54 V + 3.98 V	9	1.83 dB
[137] (2020)	MZM-P	5 GHz 8 GHz 10 GHz	4.0 V	5	1.7 dB 2.1 dB 1.9 dB
[173] (2020)	RRM-C	10 GHz + 20 GHz 5 GHz + 15 GHz	–	5 7	3 dB 5 dB

TABLEAU 4.1. État de l'art des peignes de fréquences électro-optiques générés et optimisés expérimentalement dans des modulateurs en silicium. RRM-RR : RRM suivi d'un micro-résonateur passif en cascade. PM (inj.) : modulateur de phase (injection de porteurs). MZM-C : MZM cascades. MZM-P : MZM en parallèle.

IV.1 Génération de peignes de fréquences électro-optiques dans un modulateur à interféromètre de Mach-Zehnder

Dans cette section, nous étudierons comment générer un peigne de fréquences électro-optique avec un MZM et comment il est possible de l'optimiser de manière à réduire le déséquilibre en puissance entre les lignes. Ne pouvant pas moduler avec une amplitude supérieure à V_π avec les MZM en silicium à disposition (cf. chapitre I), les démonstrations

expérimentales seront réalisées sur un MZM en niobate de lithium.

IV.1.1 Répartition de la puissance sur des harmoniques d'ordres élevés

Nous avons étudié dans le chapitre I le fonctionnement d'un MZM. Si l'on considère des déphaseurs idéaux (LiNbO_3) et des coupleurs sans pertes, la transmission du modulateur en fonction de la tension est sinusoïdale (cf. figure 1.13). Pour une transmission d'information dans un format de modulation standard comme l'ASK, nous avons vu qu'il est généralement préférable de limiter l'amplitude de la tension de modulation à V_π , avec une tension de polarisation correspondant à un point de quadrature. Dans des conditions différentes, les non-linéarités de la réponse en tension favorisent la génération d'harmoniques d'ordres élevés. P_{out} représente la puissance de sortie (pas de normalisation). La puissance d'entrée est fixée à 0 dBm. Nous pouvons donc supposer, en voyant la réponse en tension, que plus l'amplitude de la tension de modulation est élevée, plus la puissance de sortie est répartie sur des harmoniques d'ordres élevés. Nous pouvons vérifier cette hypothèse en calculant le champ électrique selon l'équation (1.32) pour différentes amplitudes de modulation de phase, en considérant une modulation push-pull sinusoïdale. La figure 4.1 montre des spectres calculés dans cette configuration pour des amplitudes de tension de modulation $V_2 - V_1$ allant de $0.5V_\pi$ à $4V_\pi$. Nous pouvons constater que pour $V_2 - V_1 > V_\pi$, les harmoniques d'ordres supérieurs à 1 ne sont plus négligeables (moins de 10 dB entre les ordres 1 et 2), et que plus l'amplitude de modulation augmente, plus la puissance est distribuée sur des harmoniques d'ordres élevés.

Maximiser l'amplitude de tension de modulation est donc un bon moyen pour répartir la puissance sur des harmoniques d'ordres élevés. Cependant, les contraintes en terme de consommation d'énergie évoquées en Introduction ainsi que l'efficacité de modulation limitée dans le silicium démontrée dans le chapitre I (cf. figure 1.14) nous empêchent a priori de générer un grand nombre de lignes dans le silicium avec cette structure.

Nous avons vu dans l'étude du RRM que les non-linéarités de la réponse en tension venaient, en plus des variations non-linéaires de l'indice effectif et de l'absorption, de la réponse spectrale de la structure, puisque celle-ci contient des résonances dont les longueurs d'ondes dépendent de l'indice effectif. Nous pouvons reproduire ce même effet en considérant un MZM asymétrique, c'est-à-dire avec des longueurs de bras différentes. La figure 4.2 représente le masque d'une partie des composants à disposition, dont quatre MZM asymétriques en dual-drive. Les plus grands MZM ont une longueur active de déphasage de 1 mm pour chaque bras mais ont une différence de longueur de propagation de l'ordre de 0.1 mm, ce qui permet de produire une réponse sinusoïdale en fonction de la longueur d'onde. La figure 4.3 montre cette réponse mesurée pour différentes tensions appliquées sur les bras, où le même montage que sur la figure 2.19 est utilisé (en remplaçant le RRM par le MZM) et en utilisant cette fois-ci une pointe RF "GSGSG" permettant d'appliquer deux signaux indépendants sur chacun des bras. Nous constatons que la différence de phase entre les deux bras induite par une différence de tension entre eux crée un décalage en longueur d'onde de la réponse spectrale. Si l'on fixe une longueur d'onde

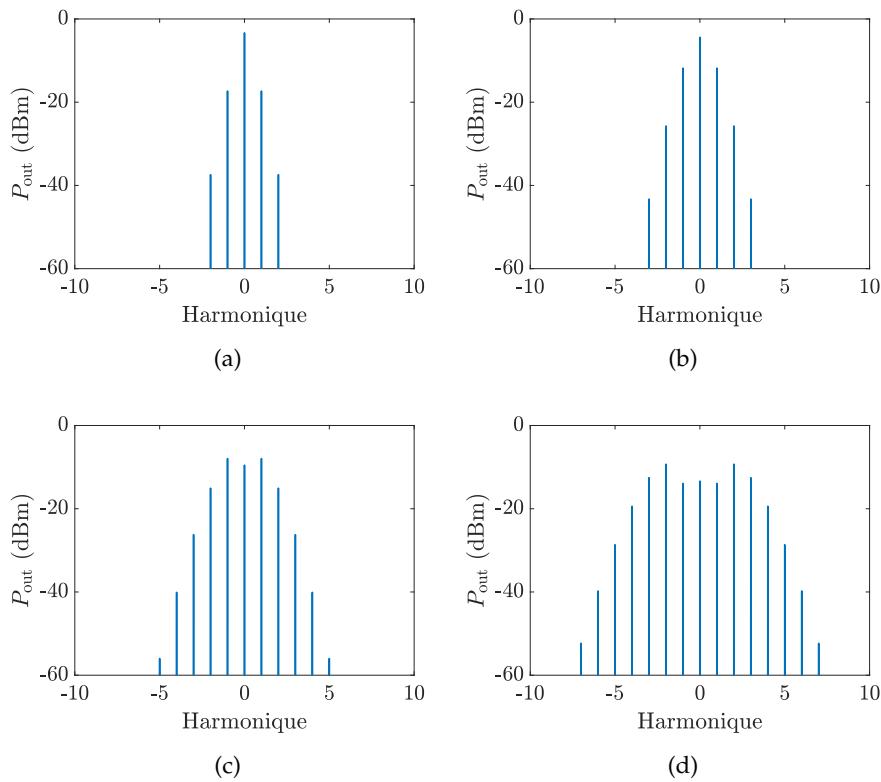


FIGURE 4.1. Spectres optiques en sortie d'un MZM en configuration push-pull, calculés d'après l'équation (1.32) pour des amplitudes de tension de modulation $V_2 - V_1$ de (a) $0.5V_\pi$, (b) V_π , (c) $2V_\pi$ et (d) $4V_\pi$, en considérant une modulation sinusoïdale. La puissance optique en entrée est de 0 dBm.

de la source, nous retrouvons la réponse en tension étudiée en section I.4.1 (cf. figure 1.13), à ceci près que dans le silicium, la réponse n'est pas parfaitement sinusoïdale du fait que la variation d'indice effectif n'est pas linéaire avec la tension, de plus qu'une modulation d'absorption est présente.

En passant en régime dynamique, nous pouvons ensuite appliquer une tension sinusoïdale avec la plus grande amplitude possible et faire varier la longueur d'onde de la source pour chercher celle qui permet de générer le plus de lignes en sortie du modulateur. Nous pouvons théoriquement moduler avec une amplitude crête-à-crête de 14 V mais les drivers à disposition nous limitent à 6.4 V (soit 20 dBm de puissance RF). La figure 4.4 montre le peigne obtenu avec un espacement en fréquence de 2 GHz, où seuls les deux premiers couples de bandes latérales sont visibles au-dessus du plancher de bruit, avec un rapport de puissance d'environ 20 dB entre chaque ordre. Malgré l'utilisation d'un MZM asymétrique, la trop faible efficacité de modulation ($V_\pi > 14$ V) nous empêche d'utiliser ce modulateur pour de la génération de peignes de fréquences.

Cependant, nous pouvons comparer les peignes simulés avec un MZM classique idéal par des peignes simulés avec un MZM asymétrique idéal. La figure 4.5 représente des spectres simulés avec une amplitude de modulation de $4V_\pi$ avec un MZM symétrique et un MZM

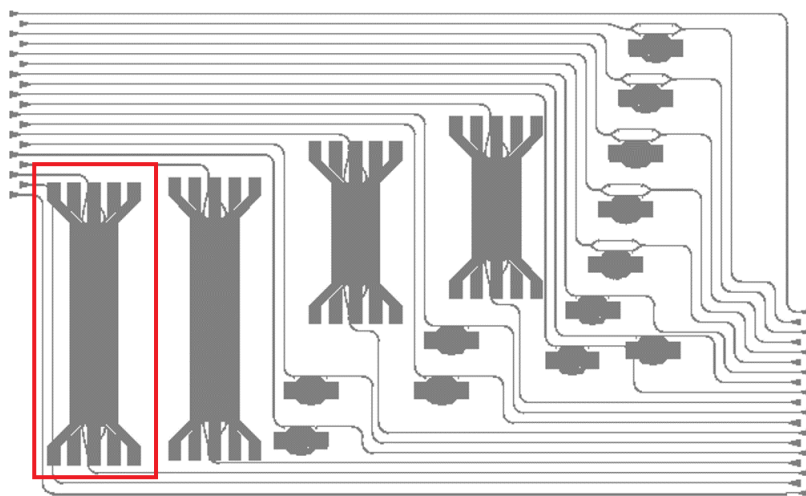


FIGURE 4.2. Masque correspondant à la partie de la puce sur laquelle les MZM asymétriques se trouvent. Le composant encadré en rouge correspond au modulateur caractérisé.

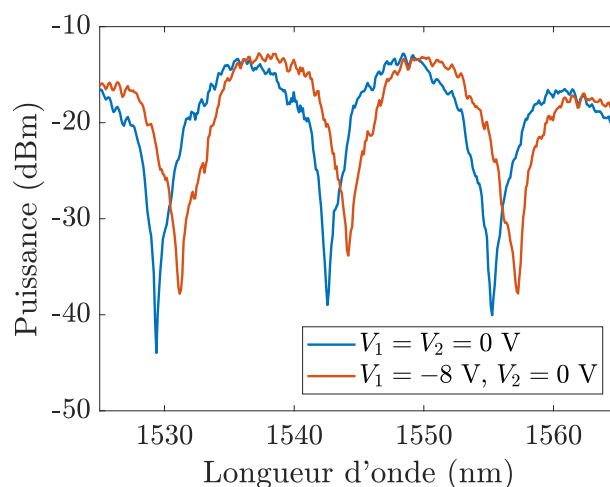


FIGURE 4.3. Puissance en sortie du MZM mesurée en fonction de la longueur d'onde pour $V_1 = V_2 = 0$ V et pour $V_1 = -8$ V, $V_2 = 0$ V.

asymétrique en prenant des déphaseurs de 1 mm sur sur chaque bras et en rajoutant une longueur de propagation de 0.5 mm sur un des bras. Un indice effectif (en l'absence de modulation) de 2.7529 et une longueur d'onde de la source à 1547.8 nm sont choisis. Nous constatons que la puissance n'est pas répartie de la même manière sur chaque harmonique.

Selon l'amplitude de modulation, la longueur des bras et la longueur d'onde de la source, nous pouvons donc ajuster la puissance des lignes de manière à maximiser leur nombre ou alors de manière à minimiser le rapport de puissance entre elles. Étant limité en amplitude

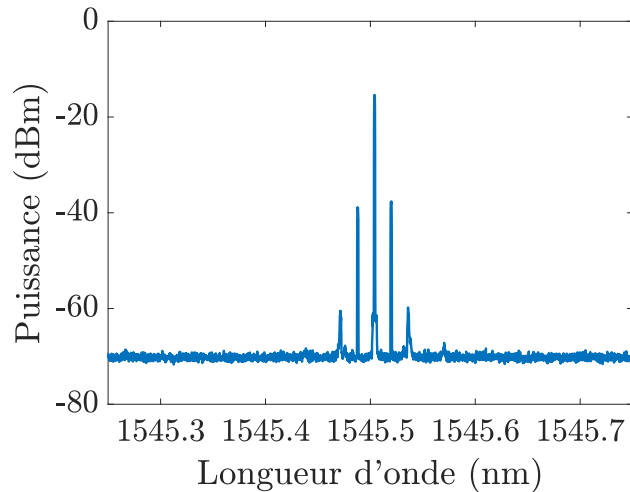


FIGURE 4.4. Spectre mesuré en sortie du MZM pour une modulation sinusoïdale à une fréquence de 2 GHz et une puissance RF de 20 dBm. La puissance optique de la source est de 0 dBm (la puissance en entrée du MZM est cependant plus faible du fait des pertes de propagation et d'injection par le réseau de couplage).

de tension de modulation, il peut alors être intéressant de chercher un moyen d'égaliser la puissance des lignes, par les longueurs des bras, ou par les différentes tensions appliquées sur chaque bras.

IV.1.2 Optimisation de la planéité d'un peigne de fréquences dans un modulateur dual-drive

L'avantage de l'utilisation d'un MZM, notamment en configuration dual-drive (nous resterons par la suite sur des longueurs de bras et de déphaseurs identiques), est que deux peignes de fréquences sont générés sur chaque bras du fait de l'utilisation d'un déphaseur sur chaque bras. En effet, l'équation (2.12) nous a montré qu'une modulation de phase de fréquence f_m revient à générer une infinité d'harmoniques espacées de f_m dans le spectre. Ainsi, lorsque les ondes modulées de chaque bras sont recombinaées, le peigne obtenu en sortie du modulateur résulte donc en réalité d'une sommation de deux peignes (par une sommation de deux champs électriques complexes). Il serait donc intéressant d'ajuster les tensions de modulation appliquées sur chaque bras, de manière à ce que cette sommation produise au final un peigne le plus plat possible. Le travail de [141] étudie cette idée et propose une condition sur les signaux de modulation pour laquelle les puissances des harmoniques en sortie sont les plus égalisées possible et dont l'efficacité de conversion est maximisée sur chaque harmonique. Dans ce travail, on pose les termes de phase en sortie de chaque déphaseur :

$$\phi_1(t) = A_1 \sin(\omega_m t) - \Delta\theta, \quad (4.1)$$

$$\phi_2(t) = A_2 \sin(\omega_m t) + \Delta\theta, \quad (4.2)$$

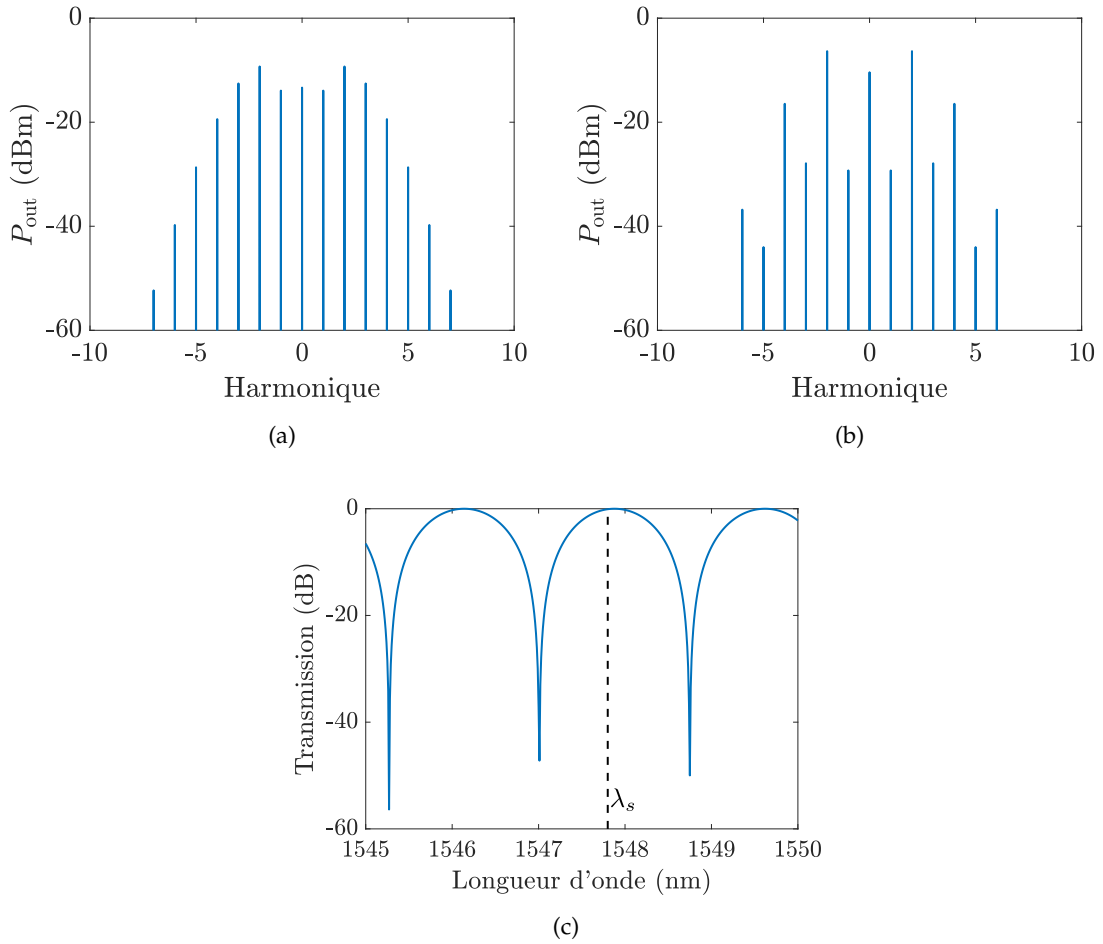


FIGURE 4.5. Spectres calculés (a) en sortie d'un MZM classique et (b) en sortie d'un MZM asymétrique ayant des déphaseurs de 1 mm sur chaque bras et une longueur de propagation ajoutée de 0.5 mm sur un des bras. L'indice effectif (sans tension appliquée) est de 2.7529 et la longueur d'onde de la source est de $\lambda_s = 1547.8$ nm. L'amplitude de tension de modulation est fixée dans chaque cas à $4 V_\pi$. (c) Transmission statique correspondant au MZM asymétrique quand la différence de tension appliquée entre de les deux bras est de $V_2 - V_1 = V_{\text{DC}}$.

où $\Delta\theta$ est un déphasage constant correspondant à une tension DC. On pose ensuite

$$\bar{A} = \frac{A_1 + A_2}{2}, \quad (4.3)$$

qui représente l'amplitude moyenne du déphasage appliqué sur chaque bras, ainsi que

$$\Delta A = \frac{A_1 - A_2}{2}, \quad (4.4)$$

qui représente la différence des amplitudes. Dans le travail de [141], il est démontré que la condition permettant d'avoir un spectre plat avec l'efficacité de conversion maximale correspond à

$$\Delta A = \Delta\theta = \frac{\pi}{4}. \quad (4.5)$$

Afin de tester cette condition, nous pouvons reprendre la simulation du MZM dual-drive idéal en calculant le champ pour différentes amplitudes moyennes \bar{A} . En comparaison aux spectres calculés et représentés sur la figure 4.1, nous pouvons reprendre les mêmes amplitudes crête-à-crête totales, soit $2\bar{A} = 0.5 V_\pi, V_\pi, 2 V_\pi$ et $4 V_\pi$. Ces spectres sont représentés sur la figure 4.6, où la condition de planéité de l'équation (4.5) est respectée. Nous pouvons observer dans chaque cas que le nombre de ligne a augmenté, par rapport à une modulation push-pull, et que plus l'amplitude totale de modulation augmente, plus le nombre de lignes égalisées en puissance augmente.

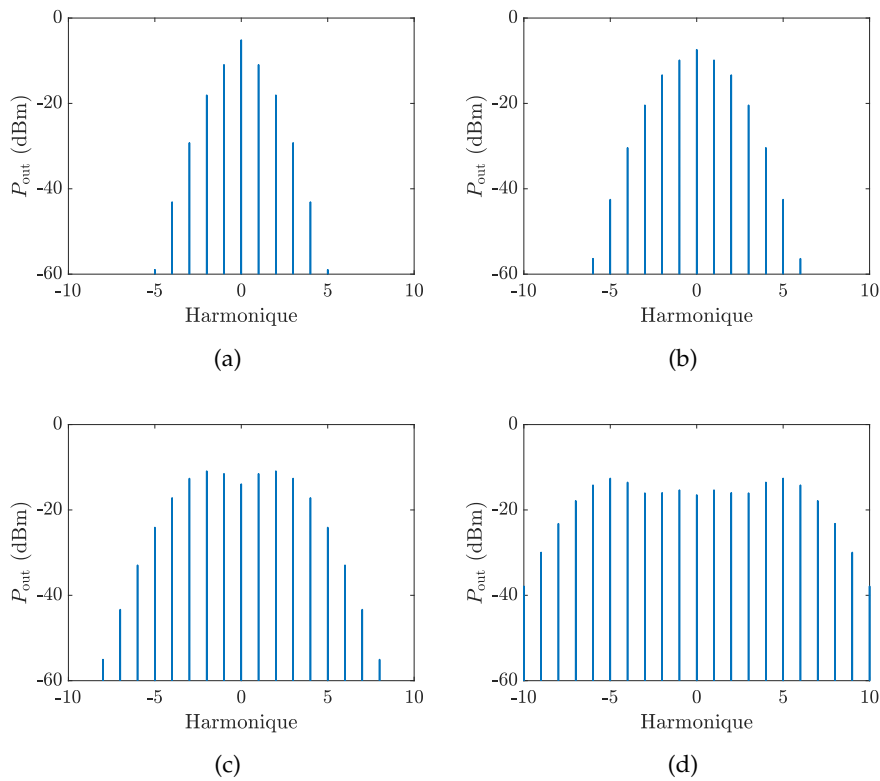


FIGURE 4.6. Spectres calculés en sortie d'un MZM dual-drive où les déphasages induits sont définis par rapport aux équations (4.1) et (4.2), et où la condition de planéité de l'équation (4.5) est respectée. L'amplitude crête-à-crête totale utilisée entre les deux bras est de (a) $2\bar{A} = 0.5 V_\pi$, (b) $2\bar{A} = V_\pi$, (c) $2\bar{A} = 2 V_\pi$ et (d) $2\bar{A} = 4 V_\pi$.

Les MZM en silicium à disposition ne nous permettent pas de vérifier expérimentalement cette condition, mais nous pouvons cependant vérifier celle-ci avec un MZM dual-drive en niobate de lithium. Nous avons à disposition un tel modulateur avec une bande passante de 40 GHz. Le dispositif expérimental permettant de contrôler les tensions appliquées sur chaque bras est représenté sur la figure 4.7. Nous pouvons donc utiliser des drivers permettant de délivrer une plus forte puissance RF que ceux utilisés avec les RRM en silicium dans les chapitres précédents, ceux-ci fonctionnant avec un signal RF d'entrée de 10 GHz de fréquence et doublant la fréquence en sortie. Ces drivers nous permettent d'atteindre une puissance RF de 26 dBm ($13 V_{\text{pp}}$) sur chaque bras. La tension V_π du modulateur à

IV.2. Génération de peignes de fréquences électro-optiques dans un modulateur à micro-résonateur en anneau en silicium

disposition est de 5.2 V. En respectant la condition de planéité, cela nous permet donc d'atteindre une amplitude crête-à-crête totale de $2\bar{A} = 2V_\pi$, soit en appliquant des tensions crête-à-crête de 13 V sur un bras et de 7.8 V sur l'autre bras, pour respecter la condition de l'équation (4.5). Le MZM possède également une entrée permettant d'appliquer la tension DC afin d'induire le déphasage $\pm\Delta\theta$ sur chaque bras. Une ligne à retard est utilisée afin de s'assurer que les deux signaux soient en phase (dans cette condition particulière, les signaux peuvent également être opposés en phase mais le spectre de sortie reste le même). Le MZM utilisé n'étant pas idéal (pas de taux d'extinction infini), le spectre est mesuré après une légère optimisation manuelle de la tension DC. Celui-ci est représenté sur la figure 4.8. De même que dans la simulation correspondante sur la figure 4.6(c), nous avons 9 lignes dont le rapport entre le maximum et le minimum de puissance, noté δ , est inférieur à 10 dB. Notons que des raies à faible puissance sont observées autour des premières harmoniques avec un espacement en fréquence plus faible que la fréquence de modulation. Celles-ci correspondent en fait aux autres modes longitudinaux du laser dont la suppression est quantifiée par un rapport d'au moins 40 dB par le constructeur (mesuré ici à 48 dB) et sont également visibles autour de la porteuse en l'absence de modulation.

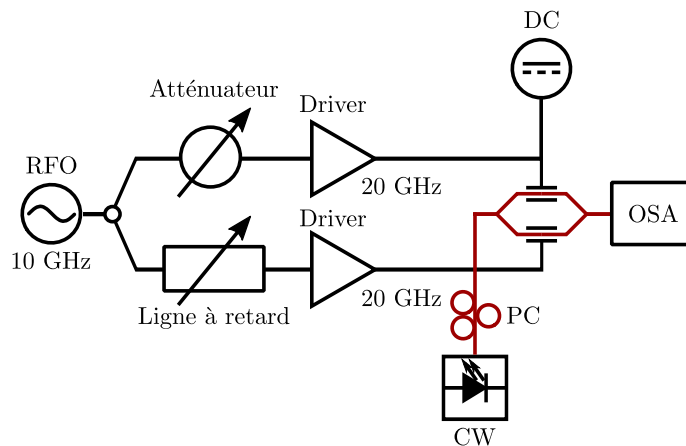


FIGURE 4.7. Représentation schématique du dispositif expérimental permettant de générer et mesurer un peigne de fréquences optimisé avec un MZM dual-drive en niobate de lithium.

Par conséquent, le MZM s'avère être une structure intéressante pour la génération de peignes de fréquences puisque celle-ci permet une optimisation simple, dont la condition de planéité peut être retrouvée analytiquement [141]. Pour le silicium, l'amélioration de l'efficacité de modulation des déphaseurs pourra éventuellement permettre de garder le MZM comme modulateur d'intérêt, notamment pour cette application.

IV.2 Génération de peignes de fréquences électro-optiques dans un modulateur à micro-résonateur en anneau en silicium

La grande efficacité de modulation des RRM ainsi que la forte non-linéarité de sa réponse en tension rend cette structure propice à la génération d'harmoniques d'ordres

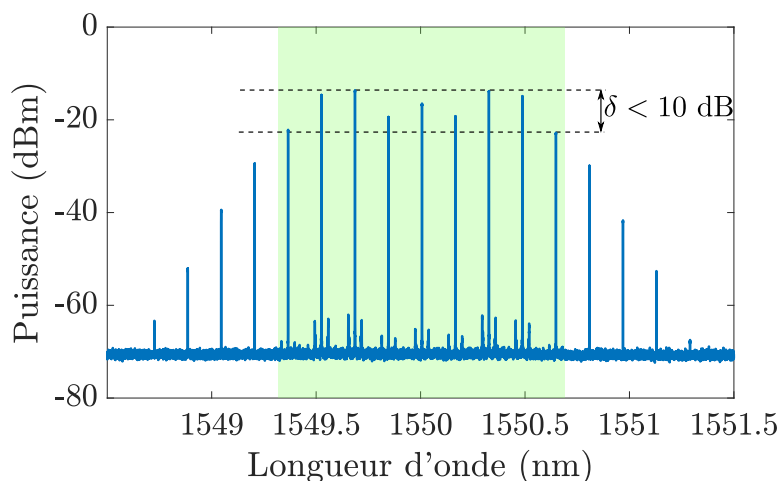


FIGURE 4.8. Spectre optique mesuré en sortie du MZM dual-drive en niobate de lithium après ajustement des tensions de modulation.

élevés. Nous l'avons déjà observé lors de la caractérisation en régime dynamique en section II.4.2.

Cependant, peu d'études sur la génération de peignes de fréquences ont été réalisées sur des RRM en silicium jusqu'à présent, notamment du fait que de tels peignes de fréquences sont difficiles à optimiser. C'est-à-dire que bien que la génération d'un certain nombre d'harmoniques soit facile à mettre en œuvre, même avec une modulation sinusoïdale, les lignes du peigne généré ont malgré tout de fortes différences de puissance.

Un premier peigne généré par un RRM en silicium à déplétion de porteurs a été reporté dans [169] où un premier RRM est utilisé en tant que modulateur avec une tension de modulation de 10 GHz et de 3.6 V d'amplitude crête-à-crête. Un deuxième RRM est utilisé en tant que filtre permettant d'égaliser la puissance des premières lignes autour de la porteuse optique, donnant finalement un peigne à 5 lignes avec un déséquilibre en puissance de $\delta = 0.86$ dB. Ce peigne est représenté sur la figure 4.9, mesuré sans et avec le filtre.

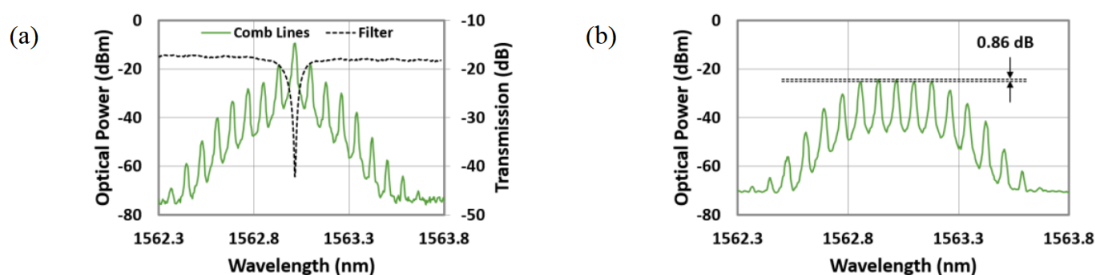


FIGURE 4.9. Peigne de fréquences généré avec un RRM en silicium suivi d'un deuxième RRM faisant office de filtre. (a) Spectre en sortie du premier RRM et réponse spectrale du filtre. (b) Spectre après filtrage. Figure issue de [169].

L'utilisation de plusieurs modulateurs cascades (avec tensions de modulation appliquées sur chaque RRM) est aussi une solution qui a montré plusieurs résultats, notamment

IV.2. Génération de peignes de fréquences électro-optiques dans un modulateur à micro-résonateur en anneau en silicium

dans [172] où 15 lignes dans une bande passante allouant un déséquilibre en puissance de $\delta = 20$ dB sont obtenues en exploitant trois RRM dont les résonances sont légèrement désaccordées.

Une autre solution d'optimisation, évitant l'utilisation de plusieurs RRM est de recourir à la superposition d'harmoniques dans la tension de modulation. Le travail de [170] présente cette solution dans un RRM en silicium en utilisant deux synthétiseurs RF de 10 GHz et 20 GHz ainsi qu'une ligne à retard sur un des signaux afin de faire varier la phase relative entre les deux signaux. Le dispositif est représenté sur la figure 4.10(a). Grâce à cette technique, les puissances des deux premiers couples de bandes latérales peuvent être ajustées et un peigne de 5 lignes espacées de 10 GHz est obtenu avec un déséquilibre en puissance de $\delta = 0.7$ dB. Ce peigne est représenté sur la figure 4.10(b).

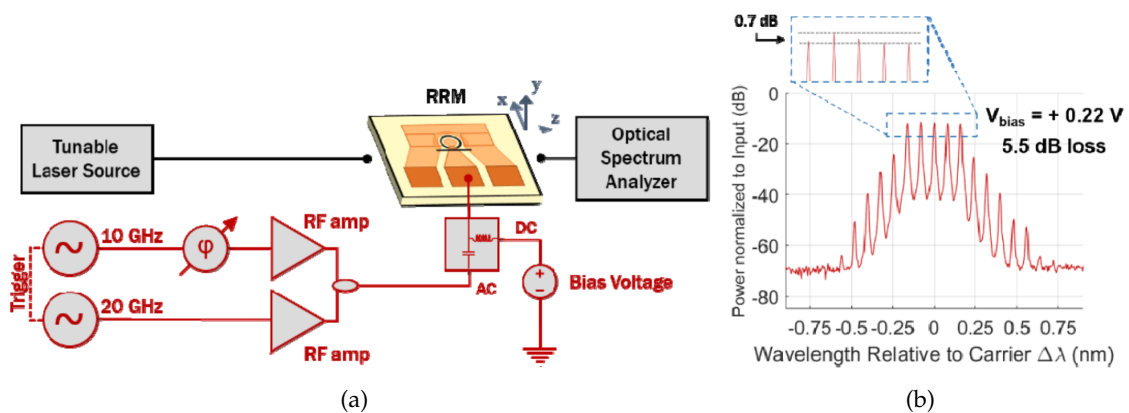


FIGURE 4.10. (a) Dispositif expérimental utilisé pour générer un peigne de fréquences dans un RRM en silicium avec une superposition d'harmoniques dans la tension de modulation. (b) Peigne généré correspondant. Figure issue de [170].

IV.2.1 Ajustement des puissances des lignes par superposition d'harmoniques

Parmi les différentes techniques explorées précédemment pour générer et optimiser un peigne de fréquences avec un ou des RRM en silicium, la méthode de la superposition d'harmoniques dans la tension de modulation est particulièrement intéressante puisqu'elle permet d'obtenir les mêmes performances qu'en utilisant des modulateurs cascades, mais en utilisant un seul RRM uniquement, d'après les résultats actuels de la littérature.

La démonstration expérimentale présentée dans [170] peut être reproduite dans un premier temps avec le même modulateur sur lequel la caractérisation dynamique a été réalisée. Sachant que la bande passante est plutôt limitée, nous pouvons chercher à générer un peigne avec un espacement entre les lignes plutôt de l'ordre du GHz. Ainsi, nous mélangeons deux tensions sinusoïdales de 1 GHz et 2 GHz. Au lieu d'utiliser une ligne à retard sur un des signaux, nous ajustons directement les amplitudes de chaque signal séparément pour égaliser les puissances des deux premiers couples de bandes latérales. Le detuning est également ajusté pour que la puissance de la porteuse optique se rapproche

le plus possible de celles des bandes latérales. Dans cette expérimentation, les amplitudes crête-à-crête optimales en sortie de chaque synthétiseur sont de 0.7 V et 0.9 V. Les tensions sont ensuite combinées et amplifiées à l'aide d'un driver RF permettant d'atteindre une amplitude crête-à-crête totale maximale de 6.4 V. Finalement, le peigne généré, représenté sur la figure 4.11, présente une planéité sur 5 lignes avec un déséquilibre en puissance de $\delta = 1.3$ dB. Ces 5 lignes correspondent donc à la porteuse et aux premières bandes latérales de modulation de chaque harmonique à 1 GHz et à 2 GHz de la porteuse.

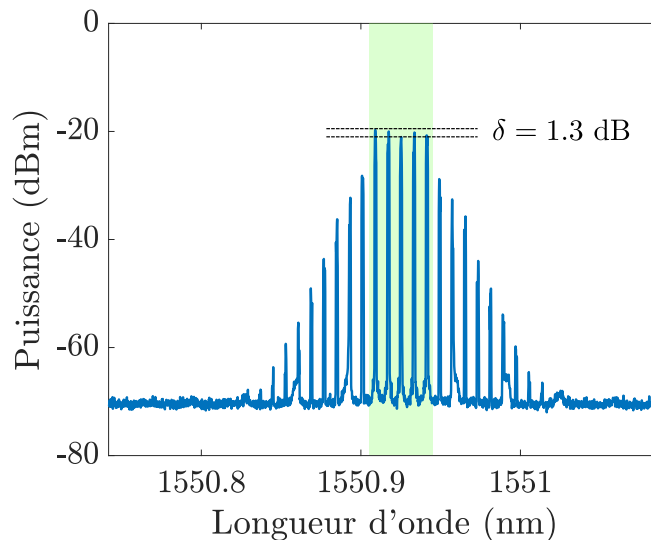


FIGURE 4.11. Spectre mesuré en sortie d'un RRM en silicium, où la tension appliquée est une superposition de deux tensions sinusoïdales de 1 GHz et de 2 GHz.

IV.2.2 Optimisation de la planéité d'un peigne de fréquences à partir du modèle implémenté

La précédente démonstration souligne l'intérêt de la superposition d'harmoniques pour l'optimisation d'un peigne électro-optique. Nous pouvons cependant nous demander si les amplitudes relatives ainsi que le detuning choisis constituent un optimum global, où s'il existe un autre ensemble de paramètres permettant de réduire encore plus le déséquilibre en puissance entre les lignes, notamment en changeant à la fois l'amplitude et la phase relative de chaque harmonique. Nous avons également considéré une optimisation sur 5 lignes uniquement, c'est-à-dire que nous nous sommes concentrés sur les couples de bandes latérales correspondant au premier ordre de chaque harmonique présente dans la tension de modulation. Or, nous pouvons nous demander s'il est possible de trouver un ensemble de paramètres incluant plus de lignes dans le spectre optimisé en sortie. Dans le chapitre II, nous avons implémenté un modèle calculant le champ électrique en sortie d'un RRM en silicium, avec des paramètres adaptés au RRM caractérisé. Ce modèle peut donc prédire le spectre que l'on peut mesurer en sortie du RRM, pour une tension de modulation donnée. En mesurant la puissance d'un nombre défini de lignes, nous pouvons donc tester plusieurs signaux ainsi que plusieurs detunings en essayant de diminuer

le rapport de puissance δ entre les lignes. Trouver l'ensemble de paramètres permettant de minimiser δ revient donc à un problème d'optimisation globale.

Pour résoudre un tel problème, une collaboration a été mise en place avec une équipe de DTU au Danemark, spécialisée dans le Machine Learning appliqué à la photonique. L'idée est d'utiliser le modèle du RRM dans un algorithme d'optimisation globale permettant de calculer un ensemble de paramètres définissant la tension de modulation qui permet de générer un peigne optimal, c'est-à-dire avec un déséquilibre en puissance δ minimisé pour un nombre de lignes donné. L'utilisation d'un algorithme d'optimisation de peignes de fréquences électro-optique a récemment été testée avec un MZM dual-drive en niobate de lithium [150]. La figure 4.12 représente le principe de cette optimisation, où nous limitons la tension de modulation aux valeurs allouées par la jonction PN (de 0 V à -14 V), ainsi que le nombre d'harmoniques N_h composant la tension de modulation $V(t)$. Un nombre N_l est également donné pour spécifier le nombre de lignes sur lesquelles nous souhaitons minimiser δ . De plus, le detuning est un paramètre supplémentaire sur lequel l'optimisation peut jouer et fait donc aussi parti de l'ensemble de paramètres variables. La puissance de sortie dans le domaine fréquentiel $|\tilde{E}(\nu)|^2$ représente la grandeur sur laquelle nous calculons $\delta(N_l)$. À partir de ce calcul, un nouvel ensemble de paramètres définissant le detuning $\Delta\lambda$ et la tension de modulation $V(t)$ (soient les amplitudes et phases relatives de chaque harmonique ainsi que la tension DC) est donné par l'algorithme d'optimisation et est réinjecté dans le modèle du RRM, et ainsi de suite jusqu'à obtenir l'ensemble de paramètres permettant de minimiser $\delta(N_l)$. Le nombre d'itérations à effectuer dans cette boucle permettant de remonter à l'ensemble optimal de paramètres dépend de l'algorithme d'optimisation utilisé.

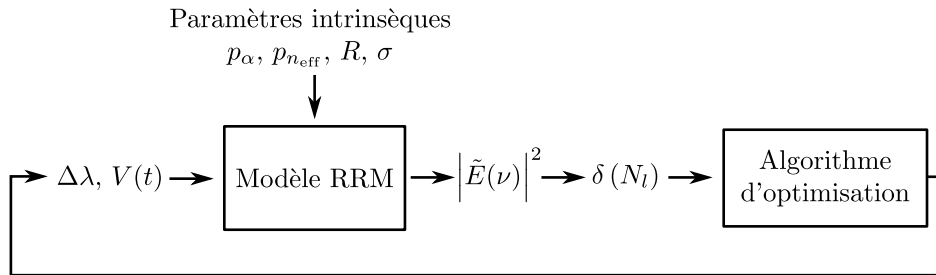


FIGURE 4.12. Principe de l'optimisation d'un peigne de fréquences électro-optique généré par un RRM en silicium. L'ensemble de paramètres variables manipulés par l'algorithme d'optimisation sont le detuning $\Delta\lambda$ et les paramètres définissant la tension de modulation $V(t)$, soient les amplitudes et phases relatives de chaque harmonique.

L'algorithme 1 d'optimisation proposé par Thyago Monteiro Sá Pinto de DTU, est un algorithme à évolution différentielle [174] qui permet de trouver un ensemble de paramètres remontant à un minimum global (ici sur la métrique $\delta(N_l)$) pour des problèmes dont l'évolution de la métrique de comparaison n'est pas forcément linéaire. Cette méthode d'optimisation est déjà utilisée dans de nombreux domaines, et a notamment déjà fait ses preuves pour l'optimisation d'un peigne de fréquences généré par modulation directe d'un laser DFB, par la même équipe de DTU [175].

Dans cet algorithme, un vecteur \mathbf{x} de N_c paramètres est généré en choisissant ces paramètres aléatoirement dans leurs espaces de définition. Un vecteur de mutation \mathbf{v} est ensuite généré à partir des coordonnées du vecteur \mathbf{x} . Un vecteur d'essai \mathbf{u} est généré à partir des vecteurs \mathbf{v} et \mathbf{x} sous certaines conditions détaillées dans [174]. Enfin, une fonction d'évaluation f est appliquée au vecteur \mathbf{u} . Cette fonction calcule la planéité du spectre généré par un RRM à partir du modèle implémenté et des paramètres définis par le vecteur \mathbf{u} sur un nombre de lignes N_l , soit :

$$f(\mathbf{u}) = \frac{1}{N_l - 1} \sum_{i=1}^{N_l} [P_i - \mu]^2, \quad (4.6)$$

où P_i est la puissance de la ligne d'indice i et μ est la moyenne des puissances. Ces opérations sont répétées sur N_{ite} itérations pour finalement obtenir le vecteur \mathbf{g}_{best} contenant les paramètres permettant de minimiser la fonction d'évaluation f et donc $\delta(N_l)$.

Algorithme 1: Algorithme d'optimisation à évolution différentielle [174] proposé par Thyago Monteiro Sá Pinto de DTU, appliqué avec le modèle du RRM implémenté.

```

Initialiser  $\mathbf{x}_{1:N_c}$ ;
Calculer la meilleure solution initiale  $\mathbf{g}_{\text{best}}$  par  $f(\mathbf{x}_{1:N_c})$ ;
while  $k < N_{\text{ite}}$  do
    for  $i=1$  to  $N_c$  do
        Générer le vecteur de mutation  $\mathbf{v}_{k,i}$ ;
        Générer le vecteur d'essai  $\mathbf{u}_{k,i}$ ;
        Calculer les solutions limites propres au RRM;
        Appliquer  $\mathbf{u}_{k,i}$  comme paramètres du modèle du RRM;
        Calculer la planéité du peigne en sortie du RRM par  $f(\mathbf{u}_{k,i})$ ;
        if  $f(\mathbf{u}_{k,i}) < f(\mathbf{x}_{k-1,i})$  then
            |  $\mathbf{x}_{k,i} = \mathbf{u}_{k,i}$ ;
        end
        else
            |  $\mathbf{x}_{k,i} = \mathbf{x}_{k-1,i}$ ;
        end
        if  $f(\mathbf{u}_{k,i}) < f(\mathbf{g}_{\text{best}})$  then
            |  $\mathbf{g}_{\text{best}} = \mathbf{u}_{k,i}$ ;
        end
    end
     $k = k + 1$ ;
end

```

Un choix de $N_h = 3$ harmoniques dans la tension de modulation a été fait afin de pouvoir inclure un certain nombre de lignes (au moins 7 si l'on considère uniquement les premiers couples de bandes latérales propre à chaque harmonique du signal de modulation) tout en limitant le nombre de paramètres variables et donc le temps de calcul pris par l'algorithme d'optimisation. La tension appliquée s'écrit donc :

$$V(t) = V_{\text{DC}} + V_1 \sin(2\pi f_m t + \phi_1) + V_2 \sin(2\pi \cdot 2f_m t + \phi_2) + V_3 \sin(2\pi \cdot 3f_m t). \quad (4.7)$$

IV.2. Génération de peignes de fréquences électro-optiques dans un modulateur à micro-résonateur en anneau en silicium

Chaque optimisation consiste donc, pour un nombre de lignes N_l fixé, à trouver l'ensemble des paramètres V_{DC} , V_1 , V_2 , V_3 , ϕ_1 , ϕ_2 , f_m et $\Delta\lambda$, permettant de minimiser δ . Deux optimisations ont ensuite été faites. La première sur $N_l = 7$ lignes (premiers couples de bandes latérales correspondant à chaque harmonique du signal de modulation) et la deuxième sur $N_l = 9$ lignes (soit un peigne comprenant $N_h + 1$ ordres d'harmoniques). Le tableau 4.2 regroupe tous les paramètres optimaux calculés d'après le modèle du RRM et de l'algorithme d'optimisation pour les peignes à 7 et 9 lignes, ainsi que les valeurs de δ attendues correspondantes. Les figures 4.13(a) et 4.13(b) représentent les tensions correspondantes en fonction du temps. Les figures 4.14(a) et 4.14(b) représentent les spectres de sortie calculés en appliquant ces tensions.

Paramètre	Peigne à 7 lignes	Peigne à 9 lignes
V_{DC} (V)	-6.2	-5.3
V_1 (V)	1.8	2.6
V_2 (V)	2.0	2.7
V_3 (V)	2.6	2.4
ϕ_1 (rad)	2.0	3.0
ϕ_2 (rad)	2.8	1.6
f_m (GHz)	2.0	1.0
$\Delta\lambda$ (pm)	-5	-28
δ (dB)	1.5	6.8

TABLEAU 4.2. Paramètres calculés d'après le modèle du RRM et l'algorithme d'optimisation afin de générer des peignes de fréquences optimisés sur 7 lignes et sur 9 lignes.

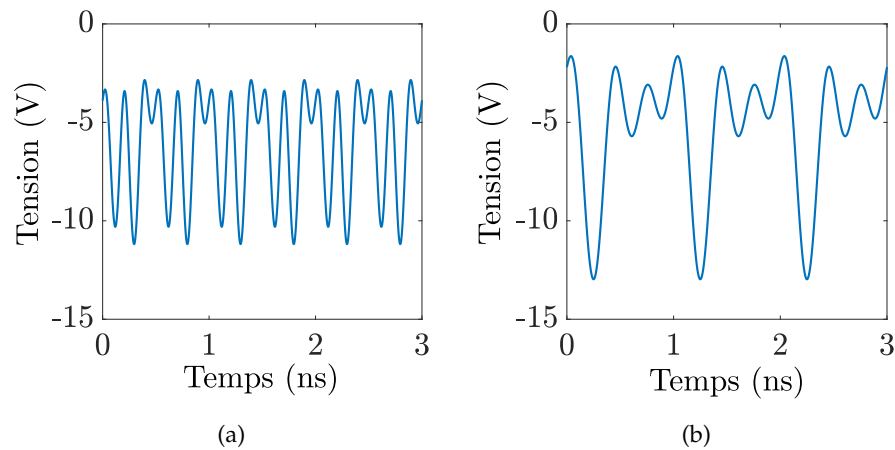


FIGURE 4.13. Tensions de modulation calculées pour la génération de peignes de fréquences optimisés sur (a) 7 lignes et sur (b) 9 lignes.

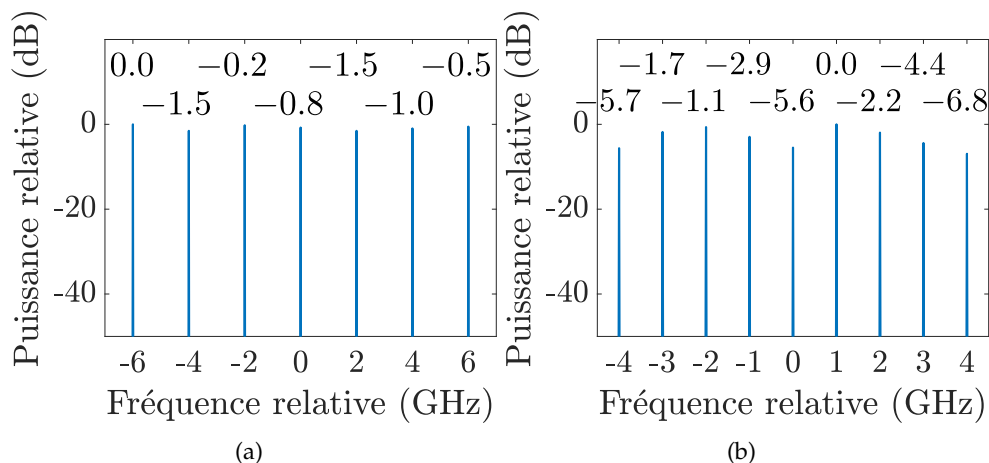


FIGURE 4.14. Spectres en sortie du RRM calculés en appliquant les tensions de modulation pour une optimisation sur (a) 7 lignes et sur (b) 9 lignes. Les valeurs au-dessus de chaque ligne correspondent au rapport de puissances (en dB) par rapport à la ligne la plus puissance (normalisée à 0 dB).

Afin de reproduire expérimentalement ces formes d’ondes, il devient complexe d’utiliser trois synthétiseurs RF à synchroniser. C’est pourquoi nous choisissons d’utiliser un générateur de fonctions arbitraires (AWG), d’une résolution de 10 bits et échantillonnant à 24 GS/s. Un driver RF est ajouté en sortie de l’AWG, ce qui permet d’atteindre une amplitude crête-à-crête totale de 6.4 V. Afin de s’assurer que les formes d’ondes appliquées sur le RRM correspondent aux signaux calculés sur la figure 4.13 (à un facteur d’amplitude près), les tensions en sortie du driver sont mesurées à l’oscilloscope et sont représentées sur les figures 4.15(a) et 4.15(b) pour les peignes à 7 lignes et à 9 lignes.

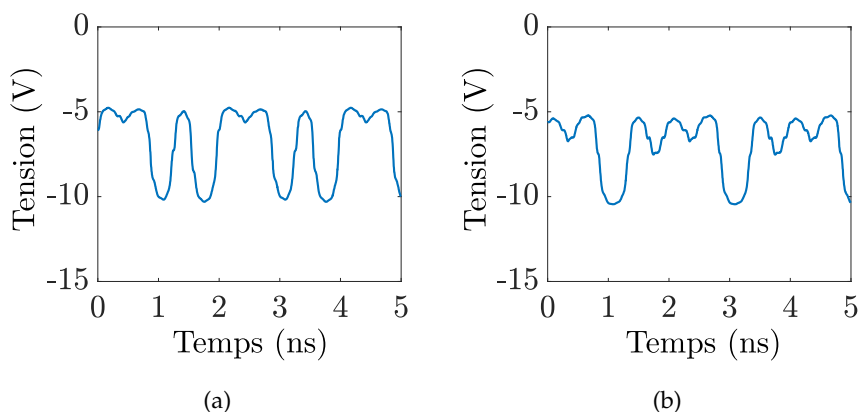


FIGURE 4.15. Tensions de modulation mesurées pour la génération de peignes de fréquences optimisés sur (a) 7 lignes et sur (b) 9 lignes.

La puissance optique de la source est maintenue à -5 dBm afin de négliger l’effet du TPA, non pris en compte dans le modèle.

Les spectres sont ensuite mesurés selon le dispositif expérimental illustré sur la figure 4.16.

IV.2. Génération de peignes de fréquences électro-optiques dans un modulateur à micro-résonateur en anneau en silicium

Puisque le modèle ne prend pas en compte la limitation en bande passante électrique ainsi que les diverses approximations faites sur la jonction PN (voir les limitations du modèle évoquées en section II.4.2), il est évidemment attendu une différence quantitative entre les peignes calculés et mesurés. De plus, nous sommes dans la pratique limités en amplitude totale de modulation par la puissance de saturation du driver RF. C'est pourquoi dans chaque cas, une optimisation manuelle est effectuée, en mesurant des spectres pour plusieurs fréquences fondamentales de modulation f_m ainsi que pour différents detunings $\Delta\lambda$. Finalement, le déséquilibre en puissance δ entre les lignes est minimisé pour chaque cas en limitant la fréquence fondamentale f_m à 500 MHz pour éviter de faire apparaître la limitation en bande passante électrique, non prise en compte par le modèle. Les ensembles de paramètres donnant les peignes optimisés à 7 lignes et à 9 lignes sont regroupés dans le tableau 4.3. Les spectres correspondants mesurés sont représentés sur les figures 4.17(a) et 4.17(b). Pour le peigne à 7 lignes, un déséquilibre en puissance de $\delta = 2.9$ dB est mesuré contre 1.5 dB attendu dans la simulation, tandis que pour le peigne à 9 lignes, un déséquilibre en puissance de $\delta = 5.4$ dB est mesuré contre 6.8 dB attendu dans la simulation. Malgré l'amplitude de modulation plus faible, nous arrivons à garder des valeurs de δ assez similaires (± 1.4 dB d'écart entre mesures et simulations) en appliquant les bonnes formes d'ondes comme tensions de modulation.

À titre de comparaison, un spectre a été mesuré en utilisant une seule harmonique dans la tension de modulation (sinusoïdale) avec la même amplitude totale et la même fréquence fondamentale. Le detuning est fixé à $\Delta\lambda = +10$ pm pour minimiser δ sur les premières harmoniques. Ce spectre est représenté sur la figure 4.18, où l'on peut observer déjà plus de 10 dB d'écart de puissance au-delà de 5 lignes. Cette observation confirme l'intérêt d'utiliser la superposition d'harmoniques. De plus, le fait d'avoir pu optimiser le peigne sur 9 lignes, malgré l'utilisation de seulement 3 harmoniques, montre l'efficacité de la méthode d'optimisation, qui nous permet finalement de prendre en compte $N_h + 1$ (dans ce cas spécifique) harmoniques dans le peigne de fréquences optimisé.

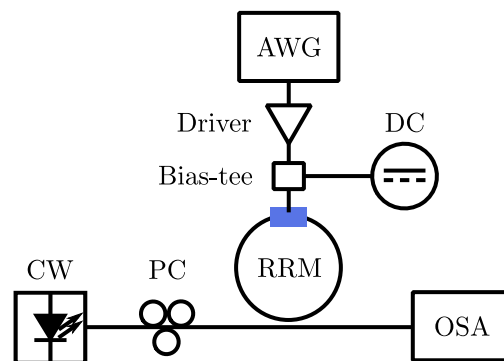


FIGURE 4.16. Représentation schématique du dispositif expérimental pour la génération d'un peigne de fréquences optimisé avec un RRM en silicium.

Paramètre	Peigne à 7 lignes	Peigne à 9 lignes
V_{DC} (V)	-7.0	-7.0
V_1 (V)	1.4	1.5
V_2 (V)	1.5	1.5
V_3 (V)	2.0	1.4
ϕ_1 (rad)	2.0	3.0
ϕ_2 (rad)	2.8	1.6
f_m (GHz)	0.5	0.5
$\Delta\lambda$ (pm)	+22	+30
δ (dB)	2.9	5.4

TABLEAU 4.3. Paramètres expérimentaux permettant de générer des peignes de fréquences optimisés sur 7 lignes et sur 9 lignes.

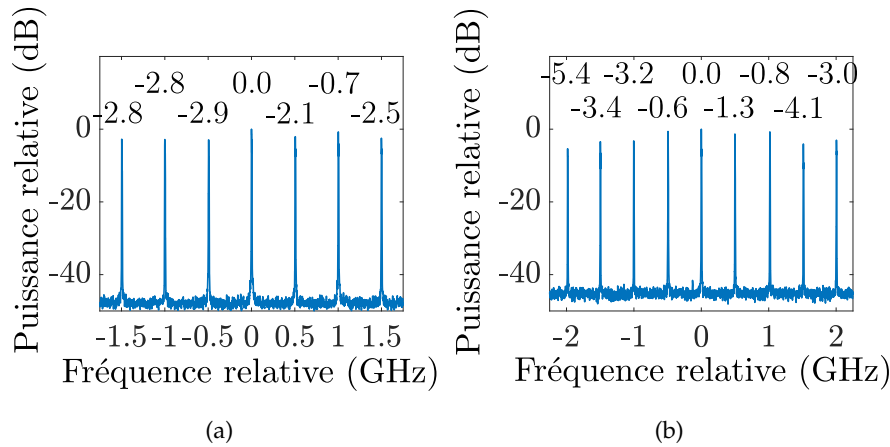


FIGURE 4.17. Spectres en sortie du RRM mesurés correspondant aux peignes de fréquences optimisés sur (a) 7 lignes et sur (b) 9 lignes. Les valeurs au-dessus de chaque ligne correspondent au rapport de puissances (en dB) par rapport à la ligne la plus puissante (normalisée à 0 dB).

IV.3 Conclusion

Il est intéressant de générer des peignes de fréquences électro-optiques dans des modulateurs en silicium pour des applications de communications optiques, puisque ceux-ci permettraient de générer des sources multi-longueurs d'ondes, par exemple pour des communications WDM, à partir d'une seule source continue initialement.

Nous avons vu que pour optimiser la planéité des peignes générés, l'utilisation de MZM dual-drive pourrait s'avérer avantageuse du fait de la simplicité de l'optimisation, qui consiste à respecter une condition sur les amplitudes et les tensions continues de polarisation appliquées sur chaque bras. Cependant, la faible efficacité de modulation de cette structure dans le silicium (si l'on considère des longueurs de bras de 1 mm au maximum)

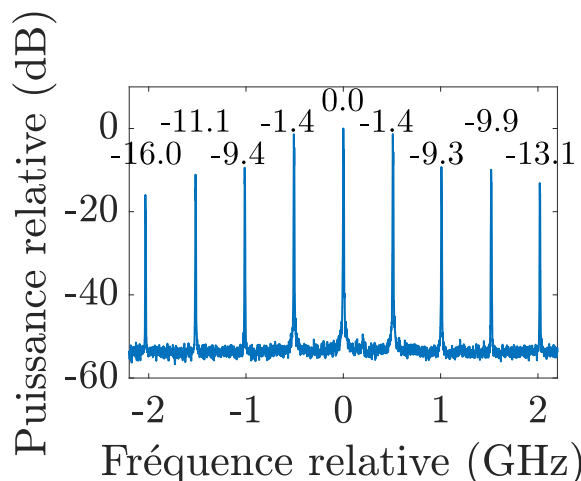


FIGURE 4.18. Spectre en sortie du RRM mesuré pour une modulation sinusoïdale avec une amplitude crête-à-crête de 6.4 V et une fréquence de 500 MHz, à $\Delta\lambda = +10$ pm. Les valeurs au-dessus de chaque ligne correspondent au rapport de puissances (en dB) par rapport à la ligne la plus puissante (normalisée à 0 dB).

nous limite dans le nombre de lignes à considérer dans l’optimisation, puisque des amplitudes de tension supérieures à V_π sont nécessaires. À moins d’être en mesure de diminuer la tension caractéristique V_π sans augmenter la longueur des bras, l’utilisation d’autres structures de modulateurs plus efficaces est donc à privilégier.

Les RRM ont démontré leur intérêt pour la génération de peignes de fréquences grâce à leur grande efficacité de modulation ainsi que la forte non-linéarité de leur réponse en tension, le tout en restant compact. Pour le moment, seuls quelques travaux ont exploré différentes méthodes d’optimisation de peignes de fréquences générés par de tels modulateurs, soit en utilisant plusieurs modulateurs cascades, soit en recourant à la superposition d’harmoniques dans la tension de modulation.

Nous avons proposé dans ce chapitre une méthode d’optimisation reprenant la superposition d’harmoniques et se basant sur une méthode numérique d’optimisation globale utilisant le modèle du RRM présenté dans le chapitre II. Grâce à cette méthode et à l’utilisation d’un AWG pour reproduire les tensions de modulation optimales calculées, nous avons pu générer des peignes de fréquences avec des planéités optimisées pour 7 et 9 lignes en utilisant dans chaque cas un signal de modulation contenant $N_h = 3$ harmoniques. La superposition d’harmoniques a permis de réduire considérablement le déséquilibre en puissance entre les lignes, en comparaison à une modulation sinusoïdale (par exemple $\delta = 2.9$ dB avec $N_h = 3$ contre $\delta = 11.1$ dB avec $N_h = 1$ en considérant un peigne à 7 lignes). De plus, la méthode d’optimisation a également permis d’inclure pour la première fois un nombre d’harmoniques dans le spectre de sortie supérieur au nombre d’harmoniques dans le signal de modulation (peigne à 9 lignes généré pour $N_h = 3$ avec une planéité de $\delta = 5.4$ dB).

L’espacement en fréquence des peignes générés optimisés reste cependant de 500 MHz du fait de la bande passante électro-optique limitée. Une optimisation similaire pourra donc

être réalisée à l'avenir sur des RRM avec des bandes passantes électro-optiques améliorées afin de viser des espacements entre les lignes de l'ordre de 10 GHz, en vue d'applications pour des communications optiques à haut débit.

Il faut de plus garder en tête que la méthode d'optimisation appliquée utilise le modèle du RRM et donc que le minimum global de δ obtenu par l'algorithme ne correspond pas forcément au minimum global obtenu expérimentalement. Pour preuve, une optimisation manuelle sur la fréquence fondamentale de modulation ainsi que sur le detuning a été réalisée ultérieurement. Par conséquent, même si la forme d'onde appliquée a permis de réduire le rapport de puissance δ , nous pouvons suggérer qu'il existe d'autres éventuels ensembles de paramètres définissant la tension de modulation permettant de réduire davantage δ . Une perspective suggérée par l'équipe de DTU est d'appliquer une autre méthode d'optimisation, basée cette fois-ci sur des algorithmes d'apprentissage, qui pourraient se baser directement sur les peignes de fréquences mesurés. Cette solution permettrait par conséquent d'aller au-delà des limites imposées par les approximations du modèle numérique et donc d'envisager la génération de peignes de fréquences avec des déséquilibres en puissance entre les lignes encore plus réduits ainsi que l'inclusion d'un nombre de lignes encore plus grand.

Conclusion générale et perspectives

La photonique sur silicium est une solution pour répondre au besoin croissant de débit d'information devant être supporté par certaines liaisons telles que les interconnexions dans les centres de données. Cette technologie est avantageuse par sa compacité, son faible coût, sa faible consommation énergétique et sa compatibilité avec la technologie CMOS. Le dopage de guides d'ondes SOI s'avère être une solution pour réaliser une modulation de phase par injection ou déplétion de porteurs sous l'application d'une tension électrique. Nous avons avant tout exploré la modulation de phase par déplétion de porteurs de par la rapidité de ce mécanisme, malgré sa plus faible efficacité par rapport à l'injection de porteurs. Selon les contraintes imposées en terme de bande passante ou de taux d'extinction, un mécanisme peut alors être préféré à l'autre. Cependant, nous avons montré que l'utilisation de structures de modulateurs adaptées et permettant notamment de convertir la modulation de phase en modulation d'intensité, nous permet d'atteindre des taux d'extinction similaires aux modulateurs basés sur d'autres technologies (comme par exemple des MZM en niobate de lithium), tout en restant en déplétion de porteurs. Les récentes optimisations sur le dimensionnement des guides d'ondes et des jonctions PN montrent des améliorations de l'efficacité de modulation encore possibles, et sont reportées régulièrement dans la littérature.

Diverses structures de modulateurs, à savoir l'interféromètre de Mach-Zehnder (MZM) et le micro-résonateur en anneau (RRM), ont été étudiées numériquement et expérimentalement grâce à une collaboration avec des équipes du C2N et de ST Microelectronics. Dans le silicium, en considérant une efficacité de modulation de phase similaire à ce qui peut être retrouvé en moyenne dans la littérature ($V_\pi L \approx 2 \text{ V}\cdot\text{cm}$), le MZM peut s'avérer très efficace seulement à condition de considérer de grandes longueurs de déphaseurs (supérieures à 1 mm). Les MZM à disposition (de 1 mm de longueur de bras) nous ont montré la difficulté à avoir une faible tension caractéristique V_π (supérieure à 14 V soit l'intervalle de tension alloué par la jonction PN pour ne pas générer de courant). Les RRM, quant à eux, répondent au besoin de compacité tout en étant efficaces si l'on se rapproche du couplage critique pour obtenir une grande OMA (avec par exemple un taux d'extinction de 7 dB pour une modulation NRZ à 10 Gbit/s sur le RRM caractérisé ayant un rayon de

20 μm). Les pistes d'applications explorées au cours de cette thèse ont donc surtout été concentrées sur le RRM.

Différents moyens de modéliser un RRM en silicium en régime dynamique ont été étudiés. Nous avons vu que certains modèles proposent des fonctions de transmissions simplifiées sous l'approximation du régime petit signal et d'une modulation sinusoïdale. Certains travaux modélisent en plus les effets de capacités et de résistances caractéristiques, ce qui permet de prendre en compte une bande passante électrique. Afin de ne faire aucune approximation sur la tension de modulation, un modèle adapté a été implémenté, en prenant de plus en compte les non-linéarités de modulation de phase et d'absorption dans le silicium, qui ont été quantifiées à partir de mesures de fonctions de transfert statiques. Ce modèle est cependant limité par le fait qu'un déphasage sur l'entièreté de la circonférence de l'anneau est supposé, ce qui n'est pas réalisé dans la réalité à cause de la zone de couplage entre l'anneau et le guide droit. Les évolutions de l'indice effectif et de l'absorption avec la tension appliquée ont été caractérisés à partir de mesures en régime statique mais des évolutions différentes peuvent exister en régime dynamique. Une modélisation dynamique des porteurs libres pourrait donc être ajoutée ultérieurement au modèle. Par ailleurs, il pourrait être intéressant de prendre en compte dans le modèle les non-linéarités liées à l'absorption à deux photons. Même si celle-ci est réduite dans nos caractérisations grâce à l'utilisation d'une faible puissance optique (-5 dBm à la source), il pourrait être intéressant de la considérer pour d'autres potentielles caractérisations, voire applications. L'implémentation du modèle nous a permis, entre autres, d'étudier séparément l'amplitude et la phase du champ électrique, et donc le chirp, en sortie d'un RRM en silicium. Le chirp a également été caractérisé expérimentalement en mesurant le champ électrique dans le domaine temporel par un système de détection cohérente et un traitement numérique du signal, et ce, en régime petit signal sinusoïdal pour différentes fréquences de modulation et différents detunings entre les longueurs d'ondes de la source et de la résonance. La double dépendance du chirp sur ces deux grandeurs a été quantifiée pour la première fois en analysant séparément les amplitudes de modulation d'intensité et de phase, ainsi que le déphasage temporel entre ces deux modulations. Du fait du déphasage temporel entre IM et PM, le paramètre de chirp usuellement défini présente des divergences au cours du temps. Par conséquent, un paramètre de chirp basé sur les amplitudes crête-à-crête de la puissance et de la phase a été défini afin de pouvoir quantifier le chirp. Cette caractérisation nous montre que le chirp pourrait être choisi (sur un detuning négatif) de manière à réduire les pénalités induites par la dispersion lors de la transmission d'une information, par exemple dans les liaisons inter-centre de données. Les mesures de taux d'erreur nous ont montré que dans le cas spécifique du RRM caractérisé, le detuning à choisir pour minimiser les pénalités reste celui permettant de maximiser le taux d'extinction. Cependant, une piste de réflexion peut être lancée sur une future conception d'un RRM pour lequel le detuning permettant d'avoir un paramètre de chirp visé pour un certain couple débit-longueur de transmission correspondrait au même detuning où le taux d'extinction serait maximisé. Cela permettrait à terme de diminuer davantage les pénalités totales (à la fois sur les contributions du taux d'extinction et de la dispersion).

D'autres potentielles applications plus spécifiques, liées au réglage du chirp d'un RRM, pourront éventuellement être démontrées à l'avenir, comme évoqué en section III.4.2. Il pourrait par ailleurs être intéressant de réaliser une étude de performances cette fois-ci en utilisant un format de modulation PAM4, comme utilisé dans les centres de données. Cela permettrait d'avoir une idée encore plus précise des limitations liées au chirp et plus généralement au RRM lui-même, notamment en ce qui concerne les dégradations pouvant être liées aux non-linéarités de modulation.

Les RRM ont également montré leur intérêt pour la génération de peignes de fréquences électro-optiques de par leur efficacité et la forte non-linéarité de leur réponse en tension rendant ce modulateur propice à la génération d'harmoniques d'ordres élevés. La difficulté avec un tel modulateur est d'égaliser la puissance des lignes générées. Plusieurs méthodes d'optimisation ont été proposées dans la littérature comme l'utilisation de plusieurs RRM en série ou la superposition d'harmoniques dans le signal de modulation. Nous avons exploré cette dernière méthode en reprenant le modèle du RRM implémenté et en le combinant à un algorithme d'optimisation grâce à une collaboration avec une équipe de DTU. Cet algorithme d'optimisation a permis de prédire un ensemble de paramètres définissant les amplitudes et phases relatives d'une tension de modulation contenant trois harmoniques, ensemble permettant de réduire la différence de puissance entre un certain nombre de lignes donné dans le peigne optique généré en sortie. Cette méthode d'optimisation a ensuite été validée expérimentalement en reproduisant la forme d'onde prédite pour la tension de modulation et en procédant à une optimisation manuelle sur le detuning et la fréquence fondamentale de modulation. Des peignes optimisés sur 7 et 9 lignes ont donc été générés avec un espacement en fréquence de 500 MHz. L'optimisation sur 9 lignes nous a montré qu'il est désormais possible d'inclure, dans le peigne optimisé, des harmoniques d'ordres plus élevés que celles présentes dans le signal de modulation. Le taux de répétition encore relativement faible pour des applications en communications optiques à haut débit pourra néanmoins être augmenté en utilisant des RRM avec des bandes passantes électro-optiques plus grandes. Une autre méthode d'optimisation, suggérée par l'équipe de DTU, est d'utiliser un algorithme d'apprentissage se basant sur les spectres mesurés expérimentalement. Ainsi, l'optimisation ne serait plus limitée par les approximations du modèle du RRM et de meilleures planétés pourraient éventuellement être atteintes. Nous pouvons de plus imaginer une méthode d'optimisation par algorithme combinant la superposition d'harmoniques avec l'utilisation d'un deuxième résonateur comme filtre. Ceci permettrait éventuellement d'avoir un ensemble de paramètres plus ajustables au niveau du modulateur pour maximiser le nombre de lignes et le SNR et jouer sur la planété du peigne plutôt avec le filtre et donc finalement d'avoir à la fois un bon SNR et une bonne planété.

Même si l'optimisation de peignes de fréquences électro-optiques peut être facilement réalisée sur un MZM dual-drive, tant que cette structure n'offre pas de meilleure efficacité, les RRM restent les meilleurs candidats pour la génération de peignes de fréquences électro-optiques sur silicium, d'après les résultats obtenus. En perspective, des nouvelles structures, basées par exemple sur des combinaisons des structures déjà étudiées, pourraient

éventuellement être explorées en cherchant des réponses spectrales permettant de distribuer la puissance sur un maximum d'harmoniques et avec la meilleure planéité possible. De manière plus générale, le silicium reste une solution parmi d'autres pour réaliser des modulations de phase et d'intensité. L'adoption de cette technologie peut notamment dépendre de l'application spécifique visée. L'efficacité des modulateurs en silicium (relativement à leur consommation d'énergie) peut encore être améliorée pour être exploitable en grande quantité. L'état de l'art nous a montré que ces améliorations sont toujours possibles, avec des démonstrations récentes de la croissance de l'efficacité, mais aussi de la croissance de la bande passante.

Bibliographie

- [1] G. P. AGRAWAL, "Optical communication : its history and recent progress," dans *Optics in Our Time*, Springer, 2016, pp. 177-199. DOI : [10.1007/978-3-319-31903-2_8](https://doi.org/10.1007/978-3-319-31903-2_8).
- [2] A. G. BELL, "The Photophone," *Science*, vol. 1, n°11, pp. 130-134, 1880. URL : <https://www.jstor.org/stable/2900889>.
- [3] CISCO, "The zettabyte era : trends and analysis," 2016.
- [4] CISCO, "Cisco visual networking index : forecast and trends, 2017-2022," 2018.
- [5] A. ANDRAE et T. EDLER, "On global electricity usage of communication technology : trends to 2030," *Challenges*, vol. 6, n°1, pp. 117-157, 2015. DOI : [10.3390/challe6010117](https://doi.org/10.3390/challe6010117).
- [6] GOOGLE. URL : <https://www.google.com/about/datacenters/>.
- [7] X. LIU, *Optical communications in the 5G era*. Elsevier, 2022. DOI : [10.1016/c2019-0-03956-8](https://doi.org/10.1016/c2019-0-03956-8).
- [8] M. R. FELDMAN, S. C. ESENER, C. C. GUEST et S. H. LEE, "Comparison between optical and electrical interconnects based on power and speed considerations," *Applied Optics*, vol. 27, n°9, p. 1742, 1988. DOI : [10.1364/ao.27.001742](https://doi.org/10.1364/ao.27.001742).
- [9] Q. CHENG, M. BAHADORI, M. GLICK, S. RUMLEY et K. BERGMAN, "Recent advances in optical technologies for data centers : a review," *Optica*, vol. 5, n°11, p. 1354, 2018. DOI : [10.1364/optica.5.001354](https://doi.org/10.1364/optica.5.001354).
- [10] J. K. PERIN, A. SHASTRI et J. M. KAHN, "Data center links beyond 100 Gbit/s per wavelength," *Optical Fiber Technology*, vol. 44, pp. 69-85, 2018. DOI : [10.1016/j.yofte.2017.12.006](https://doi.org/10.1016/j.yofte.2017.12.006).
- [11] "IEEE standard for ethernet - amendment 10 : media access control parameters, physical layers, and management parameters for 200 Gb/s and 400 Gb/s operation," *IEEE 802.3bs*, 2017. DOI : [10.1109/ieeestd.2017.8207825](https://doi.org/10.1109/ieeestd.2017.8207825).
- [12] FLUXLIGHT. URL : <https://www.fluxlight.com/>.
- [13] A. RAHIM, A. HERMANS, B. WOHLFEIL, D. PETOUSI, B. KUYKEN, D. V. THOURHOUT et R. BAETS, "Taking silicon photonics modulators to a higher performance level : state-of-the-art and a review of new technologies," *Advanced Photonics*, vol. 3, n°02, 2021. DOI : [10.1117/1.ap.3.2.024003](https://doi.org/10.1117/1.ap.3.2.024003).
- [14] A. RAHIM, T. SPUESENS, R. BAETS et W. BOGAERTS, "Open-access silicon photonics : current status and emerging initiatives," *Proceedings of the IEEE*, vol. 106, n°12, pp. 2313-2330, 2018. DOI : [10.1109/jproc.2018.2878686](https://doi.org/10.1109/jproc.2018.2878686).
- [15] J. S. FORESI, D. R. LIM, L. LIAO, A. AGARWAL, L. C. KIMERLING, M. TAVASSOLI, M. COX, M. CAO et W. M. GREENE, "Small radius bends and large angle splitters in SOI waveguides," dans *SPIE Proceedings*, SPIE, 1997. DOI : [10.1117/12.273843](https://doi.org/10.1117/12.273843).
- [16] Z. ZHOU, R. CHEN, X. LI et T. LI, "Development trends in silicon photonics for data centers," *Optical Fiber Technology*, vol. 44, pp. 13-23, 2018. DOI : [10.1016/j.yofte.2018.03.009](https://doi.org/10.1016/j.yofte.2018.03.009).
- [17] T. KOMLJENOVIC, M. DAVENPORT, J. HULME, A. Y. LIU, C. T. SANTIS, A. SPOTT, S. SRINIVASAN, E. J. STANTON, C. ZHANG et J. E. BOWERS, "Heterogeneous silicon photonic integrated circuits," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 34, n°1, pp. 20-35, 2016. DOI : [10.1109/jlt.2015.2465382](https://doi.org/10.1109/jlt.2015.2465382).

- [18] T. S. NARASIMHAMURTY, *Photoelastic and electro-optic properties of crystals*. Springer US, 1981, 544 p. DOI : [10.1007/978-1-4757-0025-1](https://doi.org/10.1007/978-1-4757-0025-1).
- [19] R. SOREF et B. BENNETT, "Electrooptical effects in silicon," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 23, n°1, pp. 123-129, 1987. DOI : [10.1109/jqe.1987.1073206](https://doi.org/10.1109/jqe.1987.1073206).
- [20] X. CHEN, C. ANTONELLI, A. MECOZZI, D. CHE et W. SHIEH, "High-capacity direct-detection systems," dans *Optical Fiber Telecommunications VII*, Elsevier, 2020, pp. 419-441. DOI : [10.1016/b978-0-12-816502-7.00012-9](https://doi.org/10.1016/b978-0-12-816502-7.00012-9).
- [21] R. HUI, *Introduction to fiber-optic communications*. Amsterdam : Academic Press, 2020. DOI : [10.1016/C2015-0-04508-7](https://doi.org/10.1016/C2015-0-04508-7).
- [22] L. BOIVIN, M. NUSS, J. SHAH, D. MILLER et H. HAUS, "Receiver sensitivity improvement by impulsive coding," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, n°5, pp. 684-686, 1997. DOI : [10.1109/68.588209](https://doi.org/10.1109/68.588209).
- [23] S. SHAO, J. DING, L. ZHENG, K. ZOU, L. ZHANG, F. ZHANG et L. YANG, "Optical PAM-4 signal generation using a silicon Mach-Zehnder optical modulator," *Optics Express*, vol. 25, n°19, p. 23 003, 2017. DOI : [10.1364/oe.25.023003](https://doi.org/10.1364/oe.25.023003).
- [24] L. DENIEL, M. GAY, D. P. GALACHO, C. BAUDOT, L. BRAMERIE, O. OZOLINS, F. BOEUF, L. VIVIEN, C. PEUCHERET et D. MARRIS-MORINI, "DAC-less PAM-4 generation in the O-band using a silicon Mach-Zehnder modulator," *Optics Express*, vol. 27, n°7, p. 9740, 2019. DOI : [10.1364/oe.27.009740](https://doi.org/10.1364/oe.27.009740).
- [25] M. SAKIB, R. KUMAR, C. MA, D. HUANG, X. WU, G.-L. SU et H. RONG, "A 240 Gb/s PAM4 silicon micro-ring optical modulator," dans *Optical Fiber Communication Conference (OFC) 2022*, Optica Publishing Group, 2022. DOI : [10.1364/ofc.2022.m2d.4](https://doi.org/10.1364/ofc.2022.m2d.4).
- [26] R. LI, D. PATEL, E. EL-FIKY, A. SAMANI, Z. XING, M. MORSY-OSMAN et D. V. PLANT, "High-speed low-chirp PAM-4 transmission based on push-pull silicon photonic microring modulators," *Optics Express*, vol. 25, n°12, p. 13 222, 2017. DOI : [10.1364/oe.25.013222](https://doi.org/10.1364/oe.25.013222).
- [27] E. IP, A. P. T. LAU, D. J. F. BARROS et J. M. KAHN, "Coherent detection in optical fiber systems," *Optics Express*, vol. 16, n°2, p. 753, 2008. DOI : [10.1364/oe.16.000753](https://doi.org/10.1364/oe.16.000753).
- [28] S. KUMAR, G. PAPAN, K. SCHMIDTKE et C. XIE, "Intra-data center interconnects, networking, and architectures," dans *Optical Fiber Telecommunications VII*, Elsevier, 2020, pp. 627-672. DOI : [10.1016/b978-0-12-816502-7.00016-6](https://doi.org/10.1016/b978-0-12-816502-7.00016-6).
- [29] J. CHENG, C. XIE, M. TANG et S. FU, "Power consumption evaluation of ASIC for short-reach optical interconnects," dans *2018 23rd Opto-Electronics and Communications Conference (OECC)*, IEEE, 2018. DOI : [10.1109/oecc.2018.8729915](https://doi.org/10.1109/oecc.2018.8729915).
- [30] C. HENRY, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, n°2, pp. 259-264, 1982. DOI : [10.1109/jqe.1982.1071522](https://doi.org/10.1109/jqe.1982.1071522).
- [31] T. KOCH et J. BOWERS, "Nature of wavelength chirping in directly modulated semiconductor lasers," *Electronics Letters*, vol. 20, n°25-26, p. 1038, 1984. DOI : [10.1049/e1:19840709](https://doi.org/10.1049/e1:19840709).
- [32] T. L. KOCH et R. A. LINKE, "Effect of nonlinear gain reduction on semiconductor laser wavelength chirping," *Applied Physics Letters*, vol. 48, n°10, pp. 613-615, 1986. DOI : [10.1063/1.96770](https://doi.org/10.1063/1.96770).
- [33] F. KOYAMA et K. OGA, "Frequency chirping in external modulators," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, n°1, pp. 87-93, 1988. DOI : [10.1109/50.3969](https://doi.org/10.1109/50.3969).
- [34] L. CHROSTOWSKI, *Silicon photonics design*. Cambridge, United Kingdom : Cambridge University Press, 2015. DOI : [10.1017/CBO9781316084168](https://doi.org/10.1017/CBO9781316084168).
- [35] K. OKAMOTO, "Finite element method," dans *Fundamentals of Optical Waveguides*, Elsevier, 2006, pp. 261-328. DOI : [10.1016/b978-012525096-2/50007-6](https://doi.org/10.1016/b978-012525096-2/50007-6).
- [36] E. A. J. MARCATILI, "Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics," *Bell System Technical Journal*, vol. 48, n°7, pp. 2071-2102, 1969. DOI : [10.1002/j.1538-7305.1969.tb01166.x](https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1969.tb01166.x).
- [37] A. B. FALLAHKHAIR, K. S. LI et T. E. MURPHY, "Vector finite difference modesolver for anisotropic dielectric waveguides," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, n°11, pp. 1423-1431, 2008. DOI : [10.1109/jlt.2008.923643](https://doi.org/10.1109/jlt.2008.923643).
- [38] M. ZHANG, C. WANG, P. KHAREL, D. ZHU et M. LONČAR, "Integrated lithium niobate electro-optic modulators : when performance meets scalability," *Optica*, vol. 8, n°5, p. 652, 2021. DOI : [10.1364/optica.415762](https://doi.org/10.1364/optica.415762).

- [39] R. S. JACOBSEN, K. N. ANDERSEN, P. I. BOREL, J. FAGE-PEDERSEN, L. H. FRANDBSEN, O. HANSEN, M. KRISTENSEN, A. V. LAVRINENKO, G. MOULIN, H. OU, C. PEUCHERET, B. ZSIGRI et A. BJARKLEV, "Strained silicon as a new electro-optic material," *Nature*, vol. 441, n°7090, pp. 199-202, 2006. DOI : [10.1038/nature04706](https://doi.org/10.1038/nature04706).
- [40] C. LAFFORGUE, M. BERCIANO, L. DENIEL, G. MARCAUD, X. L. ROUX, C. ALONSO-RAMOS, D. BENEDIKOVIC, V. VAKARIN, A. RUIZ-CARIDAD, P. CROZAT, D. MARRIS-MORINI, E. CASSAN et L. VIVIEN, "High-speed optical modulation based on Pockels effect in strained silicon waveguides," dans *Conference on Lasers and Electro-Optics, SM2J.1*, OSA, 2020. DOI : [10.1364/cleo_si.2020.sm2j.1](https://doi.org/10.1364/cleo_si.2020.sm2j.1).
- [41] D. PÉREZ-GALACHO, "High speed optical modulation, advanced modulation formats and mode division multiplexing in silicon photonics," Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, 2016. URL : <https://www.theses.fr/2016SACL194>.
- [42] F. Y. GARDES, G. T. REED, N. G. EMERSON et C. E. PNG, "A sub-micron depletion-type photonic modulator in silicon on insulator," *Optics Express*, vol. 13, n°22, p. 8845, 2005. DOI : [10.1364/opex.13.008845](https://doi.org/10.1364/opex.13.008845).
- [43] T. S. MOSS, G. J. BURRELL et B. ELLIS, "Dispersion theory," dans *Semiconductor Opto-Electronics*, Elsevier, 1973, pp. 23-47. DOI : [10.1016/b978-0-408-70326-0.50006-5](https://doi.org/10.1016/b978-0-408-70326-0.50006-5).
- [44] D. MARRIS-MORINI, L. VIVIEN, G. RASIGADE, J.-M. FEDELI, E. CASSAN, X. L. ROUX, P. CROZAT, S. MAINE, A. LUPU, P. LYAN, P. RIVALLIN, M. HALBWAX et S. LAVAL, "Recent progress in high-speed silicon-based optical modulators," *Proceedings of the IEEE*, vol. 97, n°7, pp. 1199-1215, 2009. DOI : [10.1109/jproc.2009.2015337](https://doi.org/10.1109/jproc.2009.2015337).
- [45] F. Y. GARDES, A. BRIMONT, P. SANCHIS, G. RASIGADE, D. MARRIS-MORINI, L. O'FAOLAIN, F. DONG, J. M. FEDELI, P. DUMON, L. VIVIEN, T. F. KRAUSS, G. T. REED et J. MARTÍ, "High-speed modulation of a compact silicon ring resonator based on a reverse-biased pn diode," *Optics Express*, vol. 17, n°24, p. 21 986, 2009. DOI : [10.1364/oe.17.021986](https://doi.org/10.1364/oe.17.021986).
- [46] J.-B. YOU, M. PARK, J.-W. PARK et G. KIM, "12.5 Gbps optical modulation of silicon racetrack resonator based on carrier-depletion in asymmetric p-n diode," *Optics Express*, vol. 16, n°22, p. 18 340, 2008. DOI : [10.1364/oe.16.018340](https://doi.org/10.1364/oe.16.018340).
- [47] S. M. SZE et M.-K. LEE, *Semiconductor devices : physics and technology*. WILEY, 2016, 592 p.
- [48] W. H. WEBER, S. L. MCCARTHY et G. W. FORD, "Perturbation theory applied to gain or loss in an optical waveguide," *Applied Optics*, vol. 13, n°4, p. 7151, 1974. DOI : [10.1364/ao.13.0715_1](https://doi.org/10.1364/ao.13.0715_1).
- [49] D. PÉREZ-GALACHO, D. MARRIS-MORINI, R. STOFFER, E. CASSAN, C. BAUDOT, T. KORTHORST, F. BOEUF et L. VIVIEN, "Simplified modeling and optimization of silicon modulators based on free-carrier plasma dispersion effect," *Optics Express*, vol. 24, n°23, p. 26 332, 2016. DOI : [10.1364/oe.24.026332](https://doi.org/10.1364/oe.24.026332).
- [50] L. DENIEL, "Composants électro-optiques en photonique silicium pour les communications haut-débit et la génération de peignes de fréquences," Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, 2021. URL : <https://www.theses.fr/2021UPAST126>.
- [51] J. WITZENS, "High-speed silicon photonics modulators," *Proceedings of the IEEE*, vol. 106, n°12, pp. 2158-2182, 2018. DOI : [10.1109/jproc.2018.2877636](https://doi.org/10.1109/jproc.2018.2877636).
- [52] B. LITTLE, S. CHU, H. HAUS, J. FORESI et J.-P. LAINE, "Microring resonator channel dropping filters," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, n°6, pp. 998-1005, 1997. DOI : [10.1109/50.588673](https://doi.org/10.1109/50.588673).
- [53] T. DAI, A. SHEN, G. WANG, Y. WANG, Y. LI, X. JIANG et J. YANG, "Bandwidth and wavelength tunable optical passband filter based on silicon multiple microring resonators," *Optics Letters*, vol. 41, n°20, p. 4807, 2016. DOI : [10.1364/ol.41.004807](https://doi.org/10.1364/ol.41.004807).
- [54] P. STEGLICH, M. HÜLSEMANN, B. DIETZEL et A. MAI, "Optical biosensors based on silicon-on-insulator ring resonators : a review," *Molecules*, vol. 24, n°3, p. 519, 2019. DOI : [10.3390/molecules24030519](https://doi.org/10.3390/molecules24030519).
- [55] W. BOGAERTS, P. D. HEYN, T. V. VAERENBERGH, K. D. VOS, S. K. SELVARAJA, T. CLAES, P. DUMON, P. BIENSTMAN, D. V. THOURHOUT et R. BAETS, "Silicon microring resonators," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 6, n°1, pp. 47-73, 2011. DOI : [10.1002/lpor.201100017](https://doi.org/10.1002/lpor.201100017).
- [56] D. ZHENG, C. QIU, H. ZHANG, X. JIANG et Y. SU, "Demonstration of a push-pull silicon dual-ring modulator with enhanced optical modulation amplitude," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 38, n°14, pp. 3694-3700, 2020. DOI : [10.1109/jlt.2020.2978149](https://doi.org/10.1109/jlt.2020.2978149).

- [57] X. WU, B. GUAN, Q. XU, C. DOERR et L. CHEN, "Low-chirp push-pull dual-ring modulator with 144 Gb/s PAM-4 data transmission," *Optics Express*, vol. 28, n°18, p. 26 492, 2020. DOI : [10.1364/oe.399800](https://doi.org/10.1364/oe.399800).
- [58] R. LI, D. PATEL, A. SAMANI, E. EL-FIKY, Z. XING, M. SOWAILEM, Q. ZHONG et D. V. PLANT, "An 80 Gb/s silicon photonic modulator based on the principle of overlapped resonances," *IEEE Photonics Journal*, vol. 9, n°3, pp. 1-11, 2017. DOI : [10.1109/jphot.2017.2702101](https://doi.org/10.1109/jphot.2017.2702101).
- [59] C.-M. CHANG, G. de VALICOURT, S. CHANDRASEKHAR et P. DONG, "Differential microring modulators for intensity and phase modulation : theory and experiments," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 35, n°15, pp. 3116-3124, 2017. DOI : [10.1109/jlt.2017.2685141](https://doi.org/10.1109/jlt.2017.2685141).
- [60] B. TROIA, J. S. PENADES, Z. QU, A. Z. KHOKHAR, A. OSMAN, Y. WU, C. STIRLING, M. NEDELJKOVIC, V. M. N. PASSARO et G. Z. MASHANOVICH, "Silicon ring resonator-coupled Mach-Zehnder interferometers for the Fano resonance in the mid-IR," *Applied Optics*, vol. 56, n°31, p. 8769, 2017. DOI : [10.1364/ao.56.008769](https://doi.org/10.1364/ao.56.008769).
- [61] H. DU, W. ZHANG, W. CAO, D. J. THOMSON, C. G. LITTLEJOHNS, X. YAN, D. T. TRAN, M. BANAKAR et G. T. REED, "A Si optical modulator based on Fano-like resonance," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 33, n°21, pp. 1209-1212, 2021. DOI : [10.1109/lpt.2021.3114384](https://doi.org/10.1109/lpt.2021.3114384).
- [62] G. V. TREYZ, P. G. MAY et J.-M. HALBOUT, "Silicon Mach-Zehnder waveguide interferometers based on the plasma dispersion effect," *Applied Physics Letters*, vol. 59, n°7, pp. 771-773, 1991. DOI : [10.1063/1.105338](https://doi.org/10.1063/1.105338).
- [63] C. E. PNG, G. T. REED, R. M. ATTA, G. J. ENSELL et A. G. R. EVANS, "Development of small silicon modulators in silicon-on-insulator (SOI)," dans *SPIE Proceedings*, SPIE, 2003. DOI : [10.1117/12.476666](https://doi.org/10.1117/12.476666).
- [64] Q. XU, B. SCHMIDT, S. PRADHAN et M. LIPSON, "Micrometre-scale silicon electro-optic modulator," *Nature*, vol. 435, n°7040, pp. 325-327, 2005. DOI : [10.1038/nature03569](https://doi.org/10.1038/nature03569).
- [65] D. MARRIS-MORINI, X. L. ROUX, L. VIVIEN, E. CASSAN, D. PASCAL, M. HALBWAX, S. MAINE, S. LAVAL, J. M. FÉDÉLI et J. F. DAMLENCOURT, "Optical modulation by carrier depletion in a silicon PIN diode," *Optics Express*, vol. 14, n°22, p. 10 838, 2006. DOI : [10.1364/oe.14.010838](https://doi.org/10.1364/oe.14.010838).
- [66] A. LIU, L. LIAO, D. RUBIN, H. NGUYEN, B. CIFTCIOGLU, Y. CHETRIT, N. IZHAKY et M. PANICCIA, "High-speed optical modulation based on carrier depletion in a silicon waveguide," *Optics Express*, vol. 15, n°2, p. 660, 2007. DOI : [10.1364/oe.15.000660](https://doi.org/10.1364/oe.15.000660).
- [67] P. DONG, S. LIAO, D. FENG, H. LIANG, D. ZHENG, R. SHAFIHA, C.-C. KUNG, W. QIAN, G. LI, X. ZHENG, A. V. KRISHNAMOORTHY et M. ASGHARI, "Low V_{pp} , ultralow-energy, compact, high-speed silicon electro-optic modulator," *Optics Express*, vol. 17, n°25, p. 22 484, 2009. DOI : [10.1364/oe.17.022484](https://doi.org/10.1364/oe.17.022484).
- [68] M. ZIEBELL, D. MARRIS-MORINI, G. RASIGADE, P. CROZAT, J.-M. FÉDÉLI, P. GROSSE, E. CASSAN et L. VIVIEN, "Ten Gbit/s ring resonator silicon modulator based on interdigitated PN junctions," *Optics Express*, vol. 19, n°15, p. 14 690, 2011. DOI : [10.1364/oe.19.014690](https://doi.org/10.1364/oe.19.014690).
- [69] Y. HU, X. XIAO, H. XU, X. LI, K. XIONG, Z. LI, T. CHU, Y. YU et J. YU, "High-speed silicon modulator based on cascaded microring resonators," *Optics Express*, vol. 20, n°14, p. 15 079, 2012. DOI : [10.1364/oe.20.015079](https://doi.org/10.1364/oe.20.015079).
- [70] X. XIAO, X. LI, H. XU, Y. HU, K. XIONG, Z. LI, T. CHU, J. YU et Y. YU, "44-Gb/s silicon microring modulators based on zigzag PN junctions," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, n°19, pp. 1712-1714, 2012. DOI : [10.1109/lpt.2012.2213244](https://doi.org/10.1109/lpt.2012.2213244).
- [71] J. M. SHAINLINE, J. S. ORCUTT, M. T. WADE, K. NAMMARI, B. MOSS, M. GEORGAS, C. SUN, R. J. RAM, V. STOJANOVIĆ et M. A. POPOVIĆ, "Depletion-mode carrier-plasma optical modulator in zero-change advanced CMOS," *Optics Letters*, vol. 38, n°15, p. 2657, 2013. DOI : [10.1364/ol.38.002657](https://doi.org/10.1364/ol.38.002657).
- [72] Z. XUAN, Y. MA, Y. LIU, R. DING, Y. LI, N. OPHIR, A. E.-J. LIM, G.-Q. LO, P. MAGILL, K. BERGMAN, T. BAEHR-JONES et M. HOCHBERG, "Silicon microring modulator for 40 Gb/s NRZ-OOK metro networks in O-band," *Optics Express*, vol. 22, n°23, p. 28 284, 2014. DOI : [10.1364/oe.22.028284](https://doi.org/10.1364/oe.22.028284).
- [73] G. B. D. FARIAS, S. MENEZO, O. DUBRAY, D. MARRIS-MORINI, L. VIVIEN, A. MYKO et B. BLAMPEY, "Up to 64-QAM modulation of a silicon-ring-resonator-modulator," dans *Optical Fiber Communication Conference*, OSA, 2014. DOI : [10.1364/ofc.2014.m3g.3](https://doi.org/10.1364/ofc.2014.m3g.3).
- [74] Z. WANG, Y. GAO, A. S. KASHI, J. C. CARTLEDGE et A. P. KNIGHTS, "Silicon microring modulator for dispersion uncompensated transmission applications," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 34, n°16, pp. 3675-3681, 2016. DOI : [10.1109/jlt.2016.2586470](https://doi.org/10.1109/jlt.2016.2586470).

- [75] O. DUBRAY, M. A. SEYEDI, C. H. CHEN, B. CHARBONNIER, A. DESCOS, M. FIORENTINO, R. G. BEAUSOLEIL et S. MENEZO, "30Gbit/s PAM-4 transmission by modulating a dual silicon ring resonator modulator," dans *2016 IEEE Optical Interconnects Conference (OI)*, IEEE, 2016. DOI : [10.1109/oic.2016.7482974](https://doi.org/10.1109/oic.2016.7482974).
- [76] R. DUBÉ-DEMERS, S. LAROCHELLE et W. SHI, "Ultrafast pulse-amplitude modulation with a femtojoule silicon photonic modulator," *Optica*, vol. 3, n°6, p. 622, 2016. DOI : [10.1364/optica.3.000622](https://doi.org/10.1364/optica.3.000622).
- [77] C.-M. CHANG, P. DONG, C. GUI et G. de VALICOURT, "Low-chirp push-pull microring modulators," dans *Optical Fiber Communication Conference*, OSA, 2016. DOI : [10.1364/ofc.2016.th4h.2](https://doi.org/10.1364/ofc.2016.th4h.2).
- [78] M. PANTOUVAKI, S. A. SRINIVASAN, Y. BAN, P. D. HEYN, P. VERHEYEN, G. LEPAGE, H. CHEN, J. D. COSTER, N. GOLSHANI, S. BALAKRISHNAN, P. ABSIL et J. V. CAMPENHOUT, "Active components for 50 Gb/s NRZ-OOK optical interconnects in a silicon photonics platform," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 35, n°4, pp. 631-638, 2017. DOI : [10.1109/jlt.2016.2604839](https://doi.org/10.1109/jlt.2016.2604839).
- [79] J. SUN, R. KUMAR, M. SAKIB, J. B. DRISCOLL, H. JAYATILLEKA et H. RONG, "A 128 Gb/s PAM4 silicon microring modulator with integrated thermo-optic resonance tuning," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 37, n°1, pp. 110-115, 2019. DOI : [10.1109/jlt.2018.2878327](https://doi.org/10.1109/jlt.2018.2878327).
- [80] Y. YUAN, W. V. SORIN, Z. HUANG, D. LIANG, M. FIORENTINO et R. G. BEAUSOLEIL, "A 100 Gb/s PAM4 two-segment silicon microring resonator modulator," dans *2021 IEEE Photonics Conference (IPC)*, IEEE, 2021. DOI : [10.1109/ipc48725.2021.9592844](https://doi.org/10.1109/ipc48725.2021.9592844).
- [81] H. CAI, S. FU, Y. YU et X. ZHANG, "Lateral-zigzag PN junction enabled high-efficiency silicon microring modulator working at 100Gb/s," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 34, n°10, pp. 525-528, 2022. DOI : [10.1109/lpt.2022.3170554](https://doi.org/10.1109/lpt.2022.3170554).
- [82] Y. ZHANG, H. ZHANG, J. ZHANG, J. LIU, L. WANG, D. CHEN, N. CHI, X. XIAO et S. YU, "240 Gb/s optical transmission based on an ultrafast silicon microring modulator," *Photonics Research*, vol. 10, n°4, p. 1127, 2022. DOI : [10.1364/prj.441791](https://doi.org/10.1364/prj.441791).
- [83] L. CHROSTOWSKI, S. GRIST, J. FLUECKIGER, W. SHI, X. WANG, E. OUELLET, H. YUN, M. WEBB, B. NIE, Z. LIANG, K. C. CHEUNG, S. A. SCHMIDT, D. M. RATNER et N. A. F. JAEGER, "Silicon photonic resonator sensors and devices," dans *SPIE Proceedings*, SPIE, 2012. DOI : [10.1117/12.916860](https://doi.org/10.1117/12.916860).
- [84] B. PILE et G. TAYLOR, "Small-signal analysis of microring resonator modulators," *Optics Express*, vol. 22, n°12, p. 14913, 2014. DOI : [10.1364/oe.22.014913](https://doi.org/10.1364/oe.22.014913).
- [85] H. YU, D. YING, M. PANTOUVAKI, J. V. CAMPENHOUT, P. ABSIL, Y. HAO, J. YANG et X. JIANG, "Trade-off between optical modulation amplitude and modulation bandwidth of silicon micro-ring modulators," *Optics Express*, vol. 22, n°12, p. 15178, 2014. DOI : [10.1364/oe.22.015178](https://doi.org/10.1364/oe.22.015178).
- [86] L. F. SHAMPINE et M. W. REICHEL, "The MATLAB ODE Suite," *SIAM Journal on Scientific Computing*, vol. 18, n°1, pp. 1-22, 1997. DOI : [10.1137/s1064827594276424](https://doi.org/10.1137/s1064827594276424).
- [87] J. MÜLLER, F. MERGET, S. S. AZADEH, J. HAUCK, S. R. GARCÍA, B. SHEN et J. WITZENS, "Optical peaking enhancement in high-speed ring modulators," *Scientific Reports*, vol. 4, article 6310, 2014. DOI : [10.1038/srep06310](https://doi.org/10.1038/srep06310).
- [88] X. XIAO, H. XU, X. LI, Y. HU, K. XIONG, Z. LI, T. CHU, Y. YU et J. YU, "25 Gbit/s silicon microring modulator based on misalignment-tolerant interleaved PN junctions," *Optics Express*, vol. 20, n°3, p. 2507, 2012. DOI : [10.1364/oe.20.002507](https://doi.org/10.1364/oe.20.002507).
- [89] A. MICHARD, "Conception et caractérisation d'un transmetteur électro-optique dans une plateforme photonique sur silicium visant des communications très haut débit," Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, 2018. URL : <https://www.theses.fr/2018SACLCO87>.
- [90] W. D. SACHER et J. K. S. POON, "Dynamics of microring resonator modulators," *Optics Express*, vol. 16, n°20, p. 15741, 2008. DOI : [10.1364/oe.16.015741](https://doi.org/10.1364/oe.16.015741).
- [91] I. FREDHOLM, "Sur une classe d'équations fonctionnelles," *Acta Mathematica*, vol. 27, pp. 365-390, 1903. DOI : [10.1007/bf02421317](https://doi.org/10.1007/bf02421317).
- [92] K. LENGÉ, "Traitement tout optique du signal à base de composants à cristaux photoniques en matériaux semi-conducteurs III-V," Thèse de doctorat, Université de Rennes 1, 2013. URL : <http://www.theses.fr/2013REN1S104>.
- [93] L. CHENG, S. MAO, Z. LI, Y. HAN et H. FU, "Grating couplers on silicon photonics : design principles, emerging trends and practical issues," *Micromachines*, vol. 11, n°7, p. 666, 2020. DOI : [10.3390/mi11070666](https://doi.org/10.3390/mi11070666).

- [94] K. PADMARAJU et K. BERGMAN, "Resolving the thermal challenges for silicon microring resonator devices," *Nanophotonics*, vol. 3, n°4-5, pp. 269-281, 2014. DOI : [10.1515/nanoph-2013-0013](https://doi.org/10.1515/nanoph-2013-0013).
- [95] I. ALDAYA, A. GIL-MOLINA, J. L. PITA, L. H. GABRIELLI, H. L. FRAGNITO et P. DAINESE, "Nonlinear carrier dynamics in silicon nano-waveguides," *Optica*, vol. 4, n°10, p. 1219, 2017. DOI : [10.1364/optica.4.001219](https://doi.org/10.1364/optica.4.001219).
- [96] M. BORGHI, D. BAZZANELLA, M. MANCINELLI et L. PAVESI, "On the modeling of thermal and free carrier nonlinearities in silicon-on-insulator microring resonators," *Optics Express*, vol. 29, n°3, p. 4363, 2021. DOI : [10.1364/oe.413572](https://doi.org/10.1364/oe.413572).
- [97] T. UESUGI, B.-S. SONG, T. ASANO et S. NODA, "Investigation of optical nonlinearities in an ultra-high-Q Si nanocavity in a two-dimensional photonic crystal slab," *Optics Express*, vol. 14, n°1, p. 377, 2006. DOI : [10.1364/opex.14.000377](https://doi.org/10.1364/opex.14.000377).
- [98] L. ZHANG, Y. FEI, Y. CAO, X. LEI et S. CHEN, "Experimental observations of thermo-optical bistability and self-pulsation in silicon microring resonators," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 31, n°2, p. 201, 2014. DOI : [10.1364/josab.31.000201](https://doi.org/10.1364/josab.31.000201).
- [99] L. ZHANG, Y. LI, J.-Y. YANG, M. SONG, R. G. BEAUSOLEIL et A. E. WILLNER, "Silicon-based microring resonator modulators for intensity modulation," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 16, n°1, pp. 149-158, 2010. DOI : [10.1109/jstqe.2009.2027816](https://doi.org/10.1109/jstqe.2009.2027816).
- [100] O. DUBRAY et S. MENEZO, "Simulation and measurements of chirp penalties for silicon ring resonator modulators," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 28, n°3, pp. 280-283, 2016. DOI : [10.1109/lpt.2015.2494863](https://doi.org/10.1109/lpt.2015.2494863).
- [101] M. E. CHAIBI, O. DUBRAY, L. BRAMERIE, K. HASSAN et C. PEUCHERET, "Multiple-band OFDM transmission exploiting the frequency chirping properties of silicon ring-resonator modulators," dans *Asia Communications and Photonics Conference*, OSA, 2017, M2G.1. DOI : [10.1364/acpc.2017.m2g.1](https://doi.org/10.1364/acpc.2017.m2g.1).
- [102] *ITU-T G.652 Recommendation*, URL : <https://handle.itu.int/11.1002/1000/13076>.
- [103] J. WANG et K. PETERMANN, "Small signal analysis for dispersive optical fiber communication systems," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, n°1, pp. 96-100, 1992. DOI : [10.1109/50.108743](https://doi.org/10.1109/50.108743).
- [104] L. A. NETO, D. ERASME, N. GENAY, P. CHANCLOU, Q. DENIEL, F. TRAORE, T. ANFRAY, R. HMADOU et C. AUPETIT-BERTHELEMOT, "Simple estimation of fiber dispersion and laser chirp parameters using the downhill simplex fitting algorithm," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 31, n°2, pp. 334-342, 2013. DOI : [10.1109/jlt.2012.2226704](https://doi.org/10.1109/jlt.2012.2226704).
- [105] F. DEVAUX, Y. SOREL et J. KERDILES, "Simple measurement of fiber dispersion and of chirp parameter of intensity modulated light emitter," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, n°12, pp. 1937-1940, 1993. DOI : [10.1109/50.257953](https://doi.org/10.1109/50.257953).
- [106] S. BHOJA, V. PARTHASARATHY et Z. WANG, "FEC Codes for 400 Gbps 802.3bs," dans *IEEE P802.3bs 400 GbE Task Force*. URL : http://www.ieee802.org/3/bs/public/14_11/parthasarathy_3bs_01a_1114.pdf.
- [107] G. P. AGRAWAL, *Fiber-optic communication systems*. Wiley, 2010. DOI : [10.1002/9780470918524](https://doi.org/10.1002/9780470918524).
- [108] G. LI et P. YU, "Optical intensity modulators for digital and analog applications," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, n°9, pp. 2010-2030, 2003. DOI : [10.1109/jlt.2003.815654](https://doi.org/10.1109/jlt.2003.815654).
- [109] N. BERGANO, "Wavelength discriminator method for measuring dynamic chirp in DFB lasers," *Electronics Letters*, vol. 24, n°20, p. 1296, 1988. DOI : [10.1049/el:19880883](https://doi.org/10.1049/el:19880883).
- [110] R. SAUNDERS, I. HARDCASTLE et J. KING, "Wideband chirp measurement technique for high bit rate sources," *Electronics Letters*, vol. 30, n°16, pp. 1336-1338, 1994. DOI : [10.1049/el:19940917](https://doi.org/10.1049/el:19940917).
- [111] C. LAVERDIERE, A. FEKECS et M. TETU, "A new method for measuring time-resolved frequency chirp of high bit rate sources," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, n°3, pp. 446-448, 2003. DOI : [10.1109/lpt.2002.807954](https://doi.org/10.1109/lpt.2002.807954).
- [112] J.-G. PROVOST et F. GRILLOT, "Measuring the chirp and the linewidth enhancement factor of optoelectronic devices with a Mach-Zehnder interferometer," *IEEE Photonics Journal*, vol. 3, n°3, pp. 476-488, 2011. DOI : [10.1109/jphot.2011.2148194](https://doi.org/10.1109/jphot.2011.2148194).
- [113] M. E. CHAIBI, H. T. NGUYEN, C. GOSSET, F. GRILLOT et D. ERASME, "Time resolved chirp measurement based on a polarization-maintaining fiber," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, n°14, pp. 1557-1560, 2015. DOI : [10.1109/lpt.2015.2431853](https://doi.org/10.1109/lpt.2015.2431853).

- [114] S. LIU, D. J. THOMSON, F. Y. GARDES, J.-M. FEDELI, P. PETROPOULOS et G. T. REED, "Characterization of the Chirp of Silicon Optical Modulators," dans *European Conference and Exhibition on Optical Communication*, OSA, 2012. DOI : [10.1364/eceoc.2012.tu.1.e.5](https://doi.org/10.1364/eceoc.2012.tu.1.e.5).
- [115] T. XU, G. JACOBSEN, S. POPOV, J. LI, T. LIU, Y. ZHANG et P. BAYVEL, "Analytical investigations on carrier phase recovery in dispersion-unmanaged n-PSK coherent optical communication systems," *Photonics*, vol. 3, n°4, p. 51, 2016. DOI : [10.3390/photonics3040051](https://doi.org/10.3390/photonics3040051).
- [116] M. G. TAYLOR, "Phase estimation methods for optical coherent detection using digital signal processing," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, n°7, pp. 901-914, 2009. DOI : [10.1109/jlt.2008.927778](https://doi.org/10.1109/jlt.2008.927778).
- [117] Z. TAO, L. LI, L. LIU, W. YAN, H. NAKASHIMA, T. TANIMURA, S. ODA, T. HOSHIDA et J. C. RASMUSSEN, "Improvements to digital carrier phase recovery algorithm for high-performance optical coherent receivers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 16, n°5, pp. 1201-1209, 2010. DOI : [10.1109/jstqe.2010.2040370](https://doi.org/10.1109/jstqe.2010.2040370).
- [118] J. CARTLEDGE, "Comparison of effective α -parameters for semiconductor Mach-Zehnder optical modulators," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, n°3, pp. 372-379, 1998. DOI : [10.1109/50.661363](https://doi.org/10.1109/50.661363).
- [119] H. SUN et K.-T. WU, *Timing Synchronization in Coherent Optical Transmission Systems*, 2016. DOI : [10.1002/9781119078289.ch10](https://doi.org/10.1002/9781119078289.ch10).
- [120] Y. WEI, Y. ZHAO, J. YANG, M. WANG et X. JIANG, "Chirp Characteristics of Silicon Mach," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 29, n°7, pp. 1011-1017, 2011. DOI : [10.1109/jlt.2011.2111413](https://doi.org/10.1109/jlt.2011.2111413).
- [121] T. YE, Y. ZHOU, C. YAN, Y. LI et Y. SU, "Chirp-free optical modulation using a silicon push-pull coupling microring," *Optics Letters*, vol. 34, n°6, p. 785, 2009. DOI : [10.1364/ol.34.000785](https://doi.org/10.1364/ol.34.000785).
- [122] R. LI, D. PATEL, E. EL-FIKY, A. SAMANI, Z. XING, L. XU et D. V. PLANT, "A C-band push-pull dual-ring silicon photonic modulator for 20 km SSMF transmission without CD compensation," dans *Conference on Lasers and Electro-Optics*, OSA, 2017. DOI : [10.1364/cleo_si.2017.sm2o.3](https://doi.org/10.1364/cleo_si.2017.sm2o.3).
- [123] A. MCDONALD, R. FYATH et J. O'REILLY, "Influence of extinction ratio on performance of optical receivers incorporating laser preamplifiers," *Electronics Letters*, vol. 25, n°4, p. 249, 1989. DOI : [10.1049/el:19890174](https://doi.org/10.1049/el:19890174).
- [124] S. A. DIDDAMS, K. VAHALA et T. UDEM, "Optical frequency combs : Coherently uniting the electromagnetic spectrum," *Science*, vol. 369, n°6501, 2020. DOI : [10.1126/science.aay3676](https://doi.org/10.1126/science.aay3676).
- [125] T. UDEM, R. HOLZWARTH et T. W. HÄNSCH, "Optical frequency metrology," *Nature*, vol. 416, n°6877, pp. 233-237, 2002. DOI : [10.1038/416233a](https://doi.org/10.1038/416233a).
- [126] T. J. KIPPENBERG, R. HOLZWARTH et S. A. DIDDAMS, "Microresonator-based optical frequency combs," *Science*, vol. 332, n°6029, pp. 555-559, 2011. DOI : [10.1126/science.1193968](https://doi.org/10.1126/science.1193968).
- [127] Y. K. CHEMBO, "Kerr optical frequency combs : theory, applications and perspectives," *Nanophotonics*, vol. 5, n°2, pp. 214-230, 2016. DOI : [10.1515/nanoph-2016-0013](https://doi.org/10.1515/nanoph-2016-0013).
- [128] A. L. GAETA, M. LIPSON et T. J. KIPPENBERG, "Photonic-chip-based frequency combs," *Nature Photonics*, vol. 13, n°3, pp. 158-169, 2019. DOI : [10.1038/s41566-019-0358-x](https://doi.org/10.1038/s41566-019-0358-x).
- [129] J. S. LEVY, A. GONDARENKO, M. A. FOSTER, A. C. TURNER-FOSTER, A. L. GAETA et M. LIPSON, "CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects," *Nature Photonics*, vol. 4, n°1, pp. 37-40, 2009. DOI : [10.1038/nphoton.2009.259](https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.259).
- [130] H. JUNG et H. X. TANG, "Aluminum nitride as nonlinear optical material for on-chip frequency comb generation and frequency conversion," *Nanophotonics*, vol. 5, n°2, pp. 263-271, 2016. DOI : [10.1515/nanoph-2016-0020](https://doi.org/10.1515/nanoph-2016-0020).
- [131] C. WANG, M. ZHANG, M. YU, R. ZHU, H. HU et M. LONCAR, "Monolithic lithium niobate photonic circuits for Kerr frequency comb generation and modulation," *Nature Communications*, vol. 10, article 978, 2019. DOI : [10.1038/s41467-019-08969-6](https://doi.org/10.1038/s41467-019-08969-6).
- [132] L. CHANG, W. XIE, H. SHU, Q.-F. YANG, B. SHEN, A. BOES, J. D. PETERS, W. JIN, C. XIANG, S. LIU, G. MOILLE, S.-P. YU, X. WANG, K. SRINIVASAN, S. B. PAPP, K. VAHALA et J. E. BOWERS, "Ultra-efficient frequency comb generation in AlGaAs-on-insulator microresonators," *Nature Communications*, vol. 11, article 1331, 2020. DOI : [10.1038/s41467-020-15005-5](https://doi.org/10.1038/s41467-020-15005-5).

- [133] A. A. JØRGENSEN, D. KONG, M. R. HENRIKSEN, F. KLEJS, Z. YE, Ø. B. HELGASON, H. E. HANSEN, H. HU, M. YANKOV, S. FORCHHAMMER, P. ANDREKSON, A. LARSSON, M. KARLSSON, J. SCHRÖDER, Y. SASAKI, K. AIKAWA, J. W. THOMSEN, T. MORIOKA, M. GALILI, V. TORRES-COMPANY et L. K. OXENLØWE, "Petabit-per-second data transmission using a chip-scale microcomb ring resonator source," *Nature Photonics*, 2022. DOI : [10.1038/s41566-022-01082-z](https://doi.org/10.1038/s41566-022-01082-z).
- [134] L. DENIEL, E. WECKENMANN, D. P. GALACHO, C. ALONSO-RAMOS, F. BOEUF, L. VIVIEN et D. MARRIS-MORINI, "Frequency-tuning dual-comb spectroscopy using silicon Mach-Zehnder modulators," *Optics Express*, vol. 28, n°8, p. 10 888, 2020. DOI : [10.1364/oe.390041](https://doi.org/10.1364/oe.390041).
- [135] C. WEIMANN, M. LAUERMAN, F. HOELLER, W. FREUDE et C. KOOS, "Silicon photonic integrated circuit for fast and precise dual-comb distance metrology," *Optics Express*, vol. 25, n°24, p. 30 091, 2017. DOI : [10.1364/oe.25.030091](https://doi.org/10.1364/oe.25.030091).
- [136] V. TORRES-COMPANY et A. M. WEINER, "Optical frequency comb technology for ultra-broadband radio-frequency photonics," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 8, n°3, pp. 368-393, 2014. DOI : [10.1002/lpor.201300126](https://doi.org/10.1002/lpor.201300126).
- [137] S. LIU, K. WU, L. ZHOU, L. LU, B. ZHANG, G. ZHOU et J. CHEN, "Microwave pulse generation with a silicon dual-parallel modulator," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 38, n°8, pp. 2134-2143, 2020. DOI : [10.1109/jlt.2020.2964102](https://doi.org/10.1109/jlt.2020.2964102).
- [138] R. WU, V. TORRES-COMPANY, D. E. LEAIRD et A. M. WEINER, "Supercontinuum-based 10-GHz flat-topped optical frequency comb generation," *Optics Express*, vol. 21, n°5, p. 6045, 2013. DOI : [10.1364/oe.21.006045](https://doi.org/10.1364/oe.21.006045).
- [139] M. A. SOTO, M. ALEM, M. A. SHOAIE, A. VEDADI, C.-S. BRÈS, L. THÉVENAZ et T. SCHNEIDER, "Optical sinc-shaped Nyquist pulses of exceptional quality," *Nature Communications*, n°1, article 2898, 2013. DOI : [10.1038/ncomms3898](https://doi.org/10.1038/ncomms3898).
- [140] A. ELLIS et F. GUNNING, "Spectral density enhancement using coherent WDM," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, n°2, pp. 504-506, 2005. DOI : [10.1109/lpt.2004.839393](https://doi.org/10.1109/lpt.2004.839393).
- [141] T. SAKAMOTO, T. KAWANISHI et M. IZUTSU, "Asymptotic formalism for ultraflat optical frequency comb generation using a Mach-Zehnder modulator," *Optics Letters*, vol. 32, n°11, p. 1515, 2007. DOI : [10.1364/ol.32.001515](https://doi.org/10.1364/ol.32.001515).
- [142] T. SAKAMOTO, T. KAWANISHI et M. IZUTSU, "Widely wavelength-tunable ultra-flat frequency comb generation using conventional dual-drive Mach-Zehnder modulator," *Electronics Letters*, vol. 43, n°19, p. 1039, 2007. DOI : [10.1049/el:20071267](https://doi.org/10.1049/el:20071267).
- [143] T. SAKAMOTO, T. KAWANISHI et M. TSUCHIYA, "10 GHz, 24 ps pulse generation using a single-stage dual-drive Mach-Zehnder modulator," *Optics Letters*, vol. 33, n°8, p. 890, 2008. DOI : [10.1364/ol.33.000890](https://doi.org/10.1364/ol.33.000890).
- [144] I. MOROHASHI, T. SAKAMOTO, H. SOTOBAYASHI, T. KAWANISHI, I. HOSAKO et M. TSUCHIYA, "Widely repetition-tunable 200 fs pulse source using a Mach-Zehnder-modulator-based flat comb generator and dispersion-flattened dispersion-decreasing fiber," *Optics Letters*, vol. 33, n°11, p. 1192, 2008. DOI : [10.1364/ol.33.001192](https://doi.org/10.1364/ol.33.001192).
- [145] A. K. MISHRA, R. SCHMOGROW, I. TOMKOS, D. HILLERKUSS, C. KOOS, W. FREUDE et J. LEUTHOLD, "Flexible RF-based comb generator," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 25, n°7, pp. 701-704, 2013. DOI : [10.1109/lpt.2013.2249509](https://doi.org/10.1109/lpt.2013.2249509).
- [146] T. SAIKAI, T. YAMAMOTO, H. YASAKA et E. YAMADA, "Flat-top optical frequency comb block generation using InP-based Mach-Zehnder modulator," dans *2013 International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)*, IEEE, 2013. DOI : [10.1109/iciprm.2013.6562570](https://doi.org/10.1109/iciprm.2013.6562570).
- [147] N. YOKOTA, T. MIKI, K. ABE et H. YASAKA, "Nonlinearity of semiconductor Mach-Zehnder modulator for flat optical frequency comb," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, n°21, pp. 2219-2221, 2015. DOI : [10.1109/lpt.2015.2457429](https://doi.org/10.1109/lpt.2015.2457429).
- [148] N. YOKOTA, K. ABE, S. MIEDA et H. YASAKA, "Harmonic superposition for tailored optical frequency comb generation by a Mach-Zehnder modulator," *Optics Letters*, vol. 41, n°5, p. 1026, 2016. DOI : [10.1364/ol.41.001026](https://doi.org/10.1364/ol.41.001026).
- [149] N. YOKOTA et H. YASAKA, "Operation strategy of InP Mach-Zehnder modulators for flat optical frequency comb generation," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 52, n°8, article 5200207, 2016. DOI : [10.1109/jqe.2016.2583921](https://doi.org/10.1109/jqe.2016.2583921).
-

- [150] L. A. HUANCACHOQUE, M. L. M. dos SANTOS, A. I. N. B. PEREIRA, D. V. G. NASCIMENTO et A. C. BORDONALLI, "Optical frequency comb generation by dual drive Mach-Zehnder modulator with algorithm-assisted efficient amplitude equalization," dans *2019 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC)*, IEEE, 2019. DOI : [10.1109/imoc43827.2019.9317691](https://doi.org/10.1109/imoc43827.2019.9317691).
- [151] Q. WANG, L. HUO, Y. XING et B. ZHOU, "Ultra-flat optical frequency comb generator using a single-driven dual-parallel Mach-Zehnder modulator," *Optics Letters*, vol. 39, n°10, p. 3050, 2014. DOI : [10.1364/ol.39.003050](https://doi.org/10.1364/ol.39.003050).
- [152] F. C. G. GUNNING et A. D. ELLIS, "Generation of a widely spaced optical frequency comb using an amplitude modulator pair," dans *SPIE Proceedings, OPTO-Ireland*, SPIE, 2005. DOI : [10.1117/12.605045](https://doi.org/10.1117/12.605045).
- [153] M. KOUROGI, K. NAKAGAWA et M. OHTSU, "Wide-span optical frequency comb generator for accurate optical frequency difference measurement," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, n°10, pp. 2693-2701, 1993. DOI : [10.1109/3.250392](https://doi.org/10.1109/3.250392).
- [154] T. SAITOH, S. MATTORI, S. KINUGAWA, K. MIYAGI, A. TANIGUCHI, M. KOUROGI et M. OHTSU, "Modulation characteristic of waveguide-type optical frequency comb generator," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, n°5, pp. 824-832, 1998. DOI : [10.1109/50.669011](https://doi.org/10.1109/50.669011).
- [155] S. OZHARAR, F. QUINLAN, I. OZDUR, S. GEE et P. J. DELFYETT, "Ultraflat optical comb generation by phase-only modulation of continuous-wave light," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, n°1, pp. 36-38, 2008. DOI : [10.1109/lpt.2007.910755](https://doi.org/10.1109/lpt.2007.910755).
- [156] M. BHATTACHARYA, A. K. SAW et T. CHATTOPADHYAY, "An optical comb generator using cascaded overdriven optical phase modulators," *Journal of Optical Communications*, vol. 27, n°5, 2006. DOI : [10.1515/joc.2006.27.5.256](https://doi.org/10.1515/joc.2006.27.5.256).
- [157] J. ZHANG, J. YU, N. CHI, Z. DONG, X. LI, Y. SHAO, J. YU et L. TAO, "Flattened comb generation using only phase modulators driven by fundamental frequency sinusoidal sources with small frequency offset," *Optics Letters*, vol. 38, n°4, p. 552, 2013. DOI : [10.1364/ol.38.000552](https://doi.org/10.1364/ol.38.000552).
- [158] R. WU, V. R. SUPRADEEPA, C. M. LONG, D. E. LEAIRD et A. M. WEINER, "Generation of very flat optical frequency combs from continuous-wave lasers using cascaded intensity and phase modulators driven by tailored radio frequency waveforms," *Optics Letters*, vol. 35, n°19, p. 3234, 2010. DOI : [10.1364/ol.35.003234](https://doi.org/10.1364/ol.35.003234).
- [159] A. J. METCALF, V. TORRES-COMPANY, D. E. LEAIRD et A. M. WEINER, "High-power broadly tunable electrooptic frequency comb generator," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 19, n°6, pp. 231-236, 2013. DOI : [10.1109/jstqe.2013.2268384](https://doi.org/10.1109/jstqe.2013.2268384).
- [160] T. CASSESE, N. ANDRIOLLI, M. CHIESA, A. R. CRIADO et G. CONTESTABILE, "InP photonic integrated comb generator made by a cascade of optical modulators," dans *Optical Fiber Communication Conference*, OSA, 2018. DOI : [10.1364/ofc.2018.th1i.6](https://doi.org/10.1364/ofc.2018.th1i.6).
- [161] M. ZHANG, B. BUSCAINO, C. WANG, A. SHAMS-ANSARI, C. REIMER, R. ZHU, J. M. KAHN et M. LONČAR, "Broadband electro-optic frequency comb generation in a lithium niobate microring resonator," *Nature*, vol. 568, n°7752, pp. 373-377, 2019. DOI : [10.1038/s41586-019-1008-7](https://doi.org/10.1038/s41586-019-1008-7).
- [162] C. WEIMANN, P. C. SCHINDLER, R. PALMER, S. WOLF, D. BEKELE, D. KORN, J. PFEIFLE, S. KOEBER, R. SCHMOGROW, L. ALLOATTI, D. ELDER, H. YU, W. BOGAERTS, L. R. DALTON, W. FREUDE, J. LEUTHOLD et C. KOOS, "Silicon-organic hybrid (SOH) frequency comb sources for terabit/s data transmission," *Optics Express*, vol. 22, n°3, p. 3629, 2014. DOI : [10.1364/oe.22.003629](https://doi.org/10.1364/oe.22.003629).
- [163] K. POWELL, L. LI, A. SHAMS-ANSARI, J. WANG, D. MENG, N. SINCLAIR, J. DENG, M. LONČAR et X. YI, "Integrated silicon carbide electro-optic modulator," *Nature Communications*, vol. 13, article 1851, 2022. DOI : [10.1038/s41467-022-29448-5](https://doi.org/10.1038/s41467-022-29448-5).
- [164] K. P. NAGARJUN, V. JEYASELVAN, S. K. SELVARAJA et V. R. SUPRADEEPA, "Generation of tunable, high repetition rate optical frequency combs using on-chip silicon modulators," *Optics Express*, vol. 26, n°8, p. 10744, 2018. DOI : [10.1364/oe.26.010744](https://doi.org/10.1364/oe.26.010744).
- [165] J. LIN, H. SEPEHRAN, Y. XU, L. A. RUSCH et W. SHI, "Frequency comb generation using a CMOS compatible SiP DD-MZM for flexible networks," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 30, n°17, pp. 1495-1498, 2018. DOI : [10.1109/lpt.2018.2856767](https://doi.org/10.1109/lpt.2018.2856767).

- [166] L. DENIEL, E. WECKENMANN, D. P. GALACHO, C. LAFFORGUE, S. MONFRAY, C. ALONSO-RAMOS, L. BRAMERIE, F. BOEUF, L. VIVEN et D. MARRIS-MORINI, "Silicon photonics phase and intensity modulators for flat frequency comb generation," *Photonics Research*, vol. 9, n°10, p. 2068, 2021. DOI : [10.1364/prj.431282](https://doi.org/10.1364/prj.431282).
- [167] Z. WANG, M. MA, H. SUN, M. KHALIL, R. ADAMS, K. YIM, X. JIN et L. R. CHEN, "Optical frequency comb generation using CMOS compatible cascaded Mach-Zehnder modulators," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 55, n°6, article 8400206, 2019. DOI : [10.1109/jqe.2019.2948152](https://doi.org/10.1109/jqe.2019.2948152).
- [168] S. LIU, K. WU, L. ZHOU, L. LU, B. ZHANG, G. ZHOU et J. CHEN, "Optical frequency comb and Nyquist pulse generation with integrated silicon modulators," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 26, n°2, article 8300208, 2020. DOI : [10.1109/jstqe.2019.2927474](https://doi.org/10.1109/jstqe.2019.2927474).
- [169] X. WU et H. K. TSANG, "Flat-top frequency comb generation with silicon microring modulator and filter," dans *Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA, 2017, SM4O.6*. DOI : [10.1364/cleo_si.2017.sm4o.6](https://doi.org/10.1364/cleo_si.2017.sm4o.6).
- [170] I. DEMIRTZIOGLOU, C. LACAVA, K. R. H. BOTTRILL, D. J. THOMSON, G. T. REED, D. J. RICHARDSON et P. PETROPOULOS, "Frequency comb generation in a silicon ring resonator modulator," *Optics Express*, vol. 26, n°2, p. 790, 2018. DOI : [10.1364/oe.26.000790](https://doi.org/10.1364/oe.26.000790).
- [171] Y. XU, J. LIN, R. DUBÉ-DEMERS, S. LAROCHELLE, L. RUSCH et W. SHI, "Integrated flexible-grid WDM transmitter using an optical frequency comb in microring modulators," *Optics Letters*, vol. 43, n°7, p. 1554, 2018. DOI : [10.1364/ol.43.001554](https://doi.org/10.1364/ol.43.001554).
- [172] K. P. NAGARJUN, P. RAJ, V. JEYASELVAN, S. K. SELVARAJA et V. R. SUPRADEEPA, "Microwave power induced resonance shifting of silicon ring modulators for continuously tunable, bandwidth scaled frequency combs," *Optics Express*, vol. 28, n°9, p. 13 032, 2020. DOI : [10.1364/oe.386810](https://doi.org/10.1364/oe.386810).
- [173] M. KHALIL, R. MARAM, B. NAGHDI, A. SAMANI, M. JACQUES, L. R. CHEN et D. V. PLANT, "Electro-optic frequency comb generation using cascaded silicon microring modulators," dans *OSA Advanced Photonics Congress (AP) 2020 (IPR, NP, NOMA, Networks, PVLED, PSC, SPPCom, SOF)*, OSA, 2020, IM3A.6. DOI : [10.1364/iprsn.2020.im3a.6](https://doi.org/10.1364/iprsn.2020.im3a.6).
- [174] R. STORN et K. PRICE, "Differential evolution – A simple and efficient heuristic for global optimization over continuous spaces," *Journal of Global Optimization*, vol. 11, n°4, pp. 341-359, 1997. DOI : [10.1023/a:1008202821328](https://doi.org/10.1023/a:1008202821328).
- [175] T. PINTO, U. C. de MOURA, F. D. ROS, M. KRSTIĆ, J. V. CRNJANSKI, A. NAPOLI, D. M. GVOZDIĆ et D. ZIBAR, "Optimization of frequency combs spectral-flatness using evolutionary algorithm," *Optics Express*, vol. 29, n°15, p. 23 447, 2021. DOI : [10.1364/oe.430402](https://doi.org/10.1364/oe.430402).

Liste de publications

- L. Deniel, **E. Weckenmann**, D. Pérez-Galacho, C. Alonso-Ramos, F. Boeuf, L. Vivien, D. Marris-Morini, “*Frequency-tuning dual comb spectroscopy using silicon Mach-Zehnder modulators*,” Opt. Express 28, 10888 (2020), DOI : [10.1364/OE.390041](https://doi.org/10.1364/OE.390041)
- L. Deniel, **E. Weckenmann**, D. Pérez-Galacho, L. Bramerie, C. Baudot, M. Barbier, M. Gay, F. Boeuf, L. Vivien, C. Peucheret and D. Marris-Morini, “*Heterodyne detection for the measurement of electro-optical frequency combs generated with a silicon Mach-Zehnder modulator*,” Proc. SPIE 11285, Silicon Photonics XV, 1128516 (2020), DOI : [10.1117/12.2543962](https://doi.org/10.1117/12.2543962)
- L. Deniel, **E. Weckenmann**, D. Pérez-Galacho, L. Bramerie, C. Baudot, M. Barbier, M. Gay, C. Alonso-Ramos, F. Boeuf, L. Vivien, C. Peucheret and D. Marris-Morini, “*Dual comb spectroscopy using silicon electro-optical modulators*,” Proc. SPIE 11364, Integrated Photonics Platforms : Fundamental Research, Manufacturing and Applications, 1136405 (2020), DOI : [10.1117/12.2556066](https://doi.org/10.1117/12.2556066)
- **E. Weckenmann**, L. Bramerie, M. Gay, D. Pérez-Galacho, F. Boeuf, L. Deniel, D. Marris-Morini and C. Peucheret, “*Comprehensive frequency chirp characterization of silicon ring resonator modulators*,” OSA Advanced Photonics Congress, Integrated Photonics Research, Silicon and Nanophotonics, Optical Society of America, paper ITu1A.4 (2020), DOI : [10.1364/IPRSN.2020.ITu1A.4](https://doi.org/10.1364/IPRSN.2020.ITu1A.4)
- L. Deniel, **E. Weckenmann**, D. Pérez-Galacho, L. Bramerie, C. Alonso-Ramos, F. Boeuf, L. Vivien, C. Peucheret, D. Marris-Morini, “*Tunable optical dual-comb experiments using silicon Mach-Zehnder modulators*,” ECIO 2020, Jun. 2020, URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02946620>
- D. Marris-Morini, L. Deniel, **E. Weckenmann**, S. Monfray, D. Pérez-Galacho, C. Alonso-Ramos, L. Bramerie, M. Barbier, F. Boeuf, L. Vivien, C. Peucheret, “*Frequency comb generation and dual comb spectroscopy using silicon modulators*,” Proc. SPIE 11689, Integrated Optics : Devices, Materials, and Technologies XXV, 116890F (2021), DOI : [10.1117/12.2586606](https://doi.org/10.1117/12.2586606)
- L. Deniel, **E. Weckenmann**, D. Pérez-Galacho, C. Lafforgue, S. Monfray, C. A. Ramos, L. Bramerie, F. Boeuf, L. Vivien, D. Marris-Morini, “*Silicon photonics phase and*

intensity modulators for flat frequency combs generation,” Photon. Res. 9, 2068 (2021), DOI : [10.1364/PRJ.431282](https://doi.org/10.1364/PRJ.431282)

- L. Deniel, **E. Weckenmann**, D. Pérez-Galacho, S. Monfray, C. A. Ramos, L. Bramerie, F. Boeuf, L. Vivien, D. Marris-Morini, “*Silicon ring modulator for broadband electro-optical frequency comb generation,*” IEEE 17th International Conference on Group IV Photonics (GFP), 2021, DOI : [10.1109/GFP51802.2021.9673951](https://doi.org/10.1109/GFP51802.2021.9673951)
- **E. Weckenmann**, L. Bramerie, M. Gay, D. Pérez-Galacho, F. Boeuf, L. Deniel, D. Marris-Morini, C. Peucheret, “*Frequency chirp characterization of silicon ring resonator modulators,*” IEEE Photon. Technol. Lett. 34, 653 (2022), DOI : [10.1109/LPT.2022.3179650](https://doi.org/10.1109/LPT.2022.3179650)
- (En cours de soumission) **E. Weckenmann**, T. Monteiro, F. Da Ros, U. C. de Moura, L. Bramerie, M. Gay, D. Pérez-Galacho, L. Deniel, D. Marris-Morini, F. Boeuf, D. Zibar, C. Peucheret, “*Generation of electro-optic frequency combs with optimized flatness in a silicon ring resonator modulator,*” Opt. Lett.

Titre : Applications des modulateurs en silicium pour les communications optiques haut débit à courte portée

Mot clés : Photonique sur silicium, modulateurs, communications optiques, micro-résonateurs, dérive en fréquence, peignes de fréquences

Résumé : La photonique sur silicium offre des solutions pour répondre aux besoins de débits croissants au sein des centres de données, en proposant des composants à bas coût, productibles en grande quantité, compatibles avec les procédés de fabrication de la micro-électronique industrielle et à faible consommation d'énergie. Parmi ces composants, les modulateurs sont des éléments clés dont la fonction est de convertir l'information portée sur un support électrique vers un support optique. Cette thèse étudie numériquement et expérimentalement différentes structures de modulateurs en silicium permettant de moduler efficacement la phase et/ou l'amplitude d'une onde optique. Une attention particulière est portée sur les micro-résonateurs en anneau de par leur efficacité et leur compacité.

Une telle structure est modélisée puis étudiée dans différents régimes de modulation. Les propriétés de chirp de ce type de modulateur sont complètement caractérisées numériquement et expérimentalement pour la première fois à notre connaissance, ce qui laisse entrevoir de potentielles applications comme les réductions des pénalités dans les transmissions inter-centre de données. Enfin, des peignes de fréquences électro-optiques sont générés et optimisés avec ce même type de modulateur, grâce à un algorithme d'optimisation. Une très bonne planéité est obtenue pour chaque peigne, relativement au nombre de lignes générées. Avec un taux de répétition approprié, de tels peignes pourraient être utilisés comme des sources multi-longueur d'onde pour les transmissions utilisant le multiplexage de longueurs d'onde.

Title: Applications of silicon modulators for high bit rate short-range optical communications

Keywords: Silicon photonics, modulators, optical communications, microresonators, frequency chirp, frequency combs

Abstract: Silicon photonics offers solutions to meet the needs of increasing transmission capacities within data centers, by proposing low-cost components with reduced energy consumption, compatible with large-scale production leveraging on industrial microelectronics fabrication processes. Among these components, modulators are key elements whose function is to convert the information to be transmitted from the electrical to the optical domain. This thesis numerically and experimentally investigates different silicon modulators structures allowing to efficiently modulate the phase and/or the amplitude of an optical wave. A particular attention is paid to micro-ring resonators, which are attractive due to their efficiency and their compactness.

Such a structure is modelled and studied under different modulation regimes. The chirp properties of this kind of modulator are fully characterized numerically and experimentally for the first time to the best of our knowledge, which could lead to potential applications such as the reduction of transmission penalties in inter-data center links. Electro-optic frequency combs are generated and optimized using the same kind of modulator, thanks to an optimization algorithm. Comb line power flatness well beyond the previously reported state-of-the-art are demonstrated. With a suitable repetition rate, such combs could be used as multi-wavelength sources for wavelength division multiplexing transmissions.