



Lumière lente et rapide dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs pour des applications en optique micro-onde et aux RADAR

Perrine Berger

► To cite this version:

Perrine Berger. Lumière lente et rapide dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs pour des applications en optique micro-onde et aux RADAR. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112027 . tel-00676461

HAL Id: tel-00676461

<https://theses.hal.science/tel-00676461>

Submitted on 5 Mar 2012

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.



UNIVERSITÉ DE PARIS – SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY
ECOLE DOCTORALE ONDES ET MATIÈRE N°288

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY
Spécialité : Physique

par

PERRINE BERGER

**Lumière lente et rapide
dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs
pour des applications en optique micro-onde et aux RADAR**

soutenue le 20-02-2012 devant la commission d'examen composée de :

Pr. Luc Thévenaz	Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne	Rapporteur
Pr. Jean-Claude Simon	ENSSAT	Rapporteur
Dr. Fabien Bretenaker	CNRS, Université Paris XI	Directeur de thèse
Pr. Philippe Boucaud	Université Paris XI	Examineur
Pr. Jean-Louis Coutaz	Université de Savoie	Examineur
Dr. Philippe Adam	Délégation générale de l'armement	Examineur
Dr. Jérôme Bourderionnet	Thales Research and Technology	Invité



Thèse préparée à

Thales Research and Technology

1, avenue Augustin Fresnel 91767 Palaiseau Cedex, FRANCE

Laboratoire Aimé Cotton

Bât. 505 - Campus Scientifique d'Orsay 91405 Orsay, FRANCE

Le pessimisme de la connaissance n'empêche pas l'optimisme de la volonté.
Antonio Gramsci.

Table des matières

Table des matières	5
Remerciements	9
Introduction Générale	13
I Intérêt de la lumière lente et rapide pour l'optique micro-onde	17
I.1 Lignes à retards et déphaseurs accordables par voie optique pour les RADAR . .	18
I.1.a. Définitions	18
I.1.b. Exemples de fonctions RADAR nécessitant la réalisation de retards optiques	20
I.1.c. Dimensionnement des besoins. Facteurs de mérite.	24
I.1.d. Etat de l'art des lignes à retards accordables par voie optique	24
I.2 Lumière lente et rapide au voisinage des résonances optiques	28
I.2.a. Propagation d'un signal dans un milieu dispersif homogène	28
I.2.b. Contrôle de la dispersion au voisinage d'une résonance optique	34
I.2.c. Historique du contrôle de la dispersion basé sur les résonances optiques .	37
I.3 Conclusion	43
II Oscillations cohérentes de population dans les amplificateurs à semi-conducteurs : principe et éléments théoriques	47
II.1 Structure et principe de fonctionnement d'un SOA	48
II.1.a. Structure de base d'un SOA	49
II.1.b. Principe de fonctionnement d'un SOA	50
II.2 Gain et couplage gain-indice dans un SOA	52
II.2.a. Susceptibilité optique associée à une transition interbande	53
II.2.b. Spectre de gain et d'absorption dans un semi-conducteur	55
II.2.c. Couplage gain-indice induit par les porteurs	58
II.2.d. Conclusion : susceptibilité optique d'un SOA à une longueur d'onde donnée	59
II.3 Emission spontanée et recombinaisons non-radiatives	61
II.3.a. Emission spontanée	61
II.3.b. Recombinaisons non radiatives	61
II.3.c. Conclusion : durée de vie spontanée des porteurs	62
II.4 Equations de propagation en présence de CPO dans un SOA	63
II.4.a. Saturation optique et oscillations cohérentes de population	63
II.4.b. Modèle phénoménologique des CPO dans les SOAs	66
II.4.c. Modèle développé pour les simulations	70
II.5 Gain et dispersion induits par CPO dans un SOA	71

II.5.a. Effet des CPO sur le gain et la dispersion d'un champ sonde	72
II.5.b. Effet des CPO dans un SOA sur la propagation d'un signal RF sur porteuse optique	74
II.6 Conclusion	75
III Retards vrais et déphasages RF dans un SOA	77
III.1 Caractérisation du SOA	78
III.1.a. Mesure des pertes totales fibre à fibre	79
III.1.b. Mesure du gain petit signal	79
III.1.c. Conclusion : influence de la saturation sur les paramètres clés du SOA . .	81
III.2 Architecture de base	85
III.2.a. Résultats expérimentaux et validation du modèle	85
III.2.b. Interprétation physique	87
III.2.c. Evaluation de l'amplitude des retards accordables et de leurs bandes passantes	88
III.2.d. Conclusion : apports et limitations de cette architecture	90
III.3 Architecture utilisant le couplage gain-indice	92
III.3.a. Résultats expérimentaux et validation du modèle	93
III.3.b. Interprétation physique	94
III.3.c. Evaluation de l'amplitude des déphasages accordables et de leurs bandes passantes	98
III.3.d. Conclusion : apports et limitations de cette architecture	99
III.4 Bruit d'intensité et Rapport Signal-sur-Bruit	100
III.4.a. Principe du modèle semi-classique du bruit additif d'un amplificateur optique	102
III.4.b. Modèle semi-classique du bruit incluant la présence de CPO et du couplage gain-indice	104
III.4.c. Comparaison entre notre modèle et un modèle de la littérature	110
III.4.d. Comparaison entre notre modèle et les résultats expérimentaux	112
III.5 Non linéarités et Dynamique	116
III.5.a. Principe du calcul des harmoniques	118
III.5.b. Principe du calcul des produits d'intermodulation	125
III.5.c. Non-linéarités et dynamique de l'architecture classique	126
III.5.d. Influence du filtrage sur les non-linéarités et la dynamique	133
III.6 Conclusion	138
III.6.a. Architecture classique : ligne à retards accordables basse fréquence	138
III.6.b. Architecture utilisant le couplage gain-indice : déphaseur RF accordable .	139
III.6.c. Outil de simulation d'une liaison opto-hyperfréquence incluant un SOA . .	139
IV Nouvelles architectures visant à dépasser les limitations intrinsèques du composant	141
IV.1 Montée en fréquence des CPO par modulation croisée de gain pour le contrôle de retards accordables à haute fréquence	142
IV.1.a. Principe de la montée en fréquence des CPO par modulation croisée de gain (UpCPO)	142

IV.1.b. Mesure de retards accordables à haute fréquence par UpCPO	145
IV.1.c. Obtention de retards vrais accordables à haute fréquence	150
IV.1.d. Conclusion	153
IV.2 Excitation paramétrique des CPO	154
IV.2.a. Principe	154
IV.2.b. Montage expérimental	156
IV.2.c. Caractérisation du SOA modulable	157
IV.2.d. Simulations numériques et résultats expérimentaux	159
IV.2.e. Utilisation de l'excitation paramétrique des CPO dans un oscillateur opto- électronique	162
IV.2.f. Conclusion	171
Conclusion Générale	173
Annexes	177
A Ligne à retards basée sur la diffusion Brillouin Stimulée	179
B Mesure de la fonction de transfert RF d'un composant optique en utilisant un VNA	195
B.1 Paramètres S d'un dispositif hyperfréquence à 2 ports	195
B.2 Mesure de la réponse RF d'un composant optique par un VNA	197
C Modèle semi-classique du bruit d'un amplificateur optique	199
C.1 Définitions et notations	199
C.2 Le battement P-Sp	200
C.3 Le battement Sp-Sp	200
D Description du banc de mesure du bruit d'intensité relatif	203
D.1 Composition du banc de mesure	203
D.2 Principe de la mesure	204
E Déphaseur RF large bande à l'aide de micro-anneaux	207
Publications et Communications	211
Bibliographie	213

Remerciements

Ce mémoire de thèse synthétise le travail de trois années de recherche dans le Groupe de Physique de Thales Research and Technology, dans le laboratoire Traitement Optique du Signal, puis le laboratoire Matériaux, Nanotechnologie et Photonique. J'en remercie les responsables respectifs, Daniel Dolfi et Arnaud Brignon pour leur accueil et leur soutien.

Je suis très honorée que Jean-Claude Simon et Luc Thévenaz aient accepté de rapporter cette thèse. Je les remercie pour l'attention qu'ils ont portée à la lecture de ce manuscrit. Je remercie aussi Philippe Adam, Philippe Boucaud et Jean-Louis Coutaz d'avoir montré leur intérêt pour cette thèse en acceptant de faire partie de mon jury. Je leur suis à tous reconnaissante d'avoir fait le déplacement pour être présents à ma soutenance, et je les remercie pour leurs remarques pertinentes et constructives.

J'ai eu la chance d'être encadrée, tout au long de mes travaux de thèse, par une équipe exceptionnelle, composée de Fabien Bretenaker, Mehdi Alouini et Jérôme Bourderionnet. Ils ont su me guider et me conseiller de manière très constructive, le tout dans une remarquable bonne humeur. Nos joyeuses réunions d'avancement vont me manquer !

Fabien, tu as été pour moi un directeur de thèse exemplaire. Tu t'es toujours montré très disponible durant ces trois années, et ton soutien a été extraordinaire et constant du début à la fin. Je te remercie d'avoir dirigé avec patience, gentillesse et enthousiasme ces travaux de recherche. Tu as su éveiller et entretenir ma curiosité scientifique. Nos discussions m'ont permis de prendre beaucoup de recul sur mes travaux, et je t'en suis très reconnaissante.

Mehdi, je te remercie pour tes nombreuses idées qui ont alimenté mon sujet de thèse, et qui ont été les points de départ de toutes les études menées au cours de ces trois années. J'ai énormément apprécié que tu partages avec moi tes nombreuses connaissances en opto-hyper, et de manière générale, en physique. J'ai beaucoup appris à ton contact, grâce à toutes les discussions scientifiques que nous avons pu avoir, que ce soit à TRT, dans un avion ou une conférence à l'autre bout du monde... Je te remercie aussi pour ton soutien infaillible tout au long de cette thèse, et pour toutes les fois où tu m'as écoutée et redonné confiance en moi... Merci pour tout.

Jérôme, c'est toi qui a eu la tâche ingrate de m'encadrer au quotidien. J'ai admiré la "force tranquille" avec laquelle tu t'attaques aux problèmes scientifiques aussi complexes et rebutants soient-ils. Cette rigueur et cette persévérance qui t'animent m'ont guidée dans mon travail, et m'ont poussée à approfondir les études que nous avons menées. Le modèle que nous avons

développé ensemble en est le plus bel exemple, je suis très fière d'être venue à bout des calculs d'IMD3 grâce à toi ! J'ai aussi beaucoup apprécié que tu m'aies considérée comme une collègue à part entière, et que tu m'aies autant impliquée dans les projets relatifs à ma thèse, et ce dès le premier jour (même si cela a généré un certain stress durant les premiers mois !). Notre participation au projet GOSPEL a été une belle aventure ! Ce fut très agréable de travailler tous les jours avec toi, je te remercie pour ta bonne humeur quotidienne et ton calme olympien !

J'associe bien sûr à ce trio de choc Daniel Dolfi, qui a suivi de près ce travail de thèse durant ces trois belles années. Daniel, je te remercie pour tes conseils bienveillants et pour ton soutien. Tes remarques pertinentes m'ont permis de garder un côté très appliqué dans mes travaux de thèse. Certaines parties de ce manuscrit n'auraient tout simplement pas vu le jour sans ton impulsion, merci !

J'ai eu la chance de me voir confier la responsabilité de l'encadrement d'un stagiaire, en la personne de Yida Wen. J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler avec ce dernier et lui souhaite bonne chance dans la suite de sa carrière.

Ces trois années de thèse ont été particulièrement enrichissantes grâce à de nombreuses collaborations. Dans le cadre du projet européen GOSPEL, j'ai eu la chance d'interagir avec Sean O'Duill et Gadi Eisenstein du Technion (Israël) sur l'analyse des bruits dans un SOA. J'ai aussi beaucoup apprécié l'étude sur l'effet Brillouin stimulé que j'ai menée grâce à Sanghoon Chin et Luc Thevenaz de l'EPFL (Suisse), en collaboration avec Juan Sancho et Salvador Sales de l'Universidad Politecnica de Valencia (Espagne). La semaine de "manip" à Lausanne a été particulièrement enrichissante. Merci à Juan et Sanghoon, mais aussi Nikolay, pour les bons moments que nous avons partagés, dans et en dehors du labo ! Enfin, je remercie Minhao Pu, Kresten Yvind et Jesper Mork de DTU (Danemark) pour la fabrication des micro-anneaux résonnants, et de manière générale, pour tous les échanges que nous avons pu avoir.

D'autres collaborations, plus spontanées et informelles, ont aussi vu le jour durant cette thèse. Je remercie chaleureusement Guilhem de Valicourt et Romain Brenot du III-V lab pour le prêt des puces de SOA modulables et pour les nombreux échanges que nous avons eus. J'ai aussi beaucoup apprécié mon accueil au sein du laboratoire Aimé Cotton pour la fin de ma rédaction de thèse : merci à Oussama Mhibik, David Paboeuf, Karim El Amili, Fabienne Goldfarb, Thomas Lauprêtre, et bien évidemment Fabien. Je me suis beaucoup amusée à essayer de comprendre les résonances de CPO dans les systèmes en Λ que Thomas et Fabienne ont observées : merci de m'avoir incitée à m'y intéresser, c'était un parfait échappatoire à la rédaction !

Je remercie également ceux qui ont partagé mon quotidien et de qui j'ai pu apprécier toutes les qualités professionnelles et humaines. J'aimerais tout d'abord remercier toute la communauté opto-hyper de TRT, au sens large, pour leur précieux conseils, les prêts de matériel et leur savoir-faire : Ghaya Baili, Jérémy Maxin, Stéphanie Molin, Loïc Morvan, Grégoire Pillet, Sylvie Tonda, sans oublier Alain Enard et Frédéric Van Dijk, sans qui de nombreuses manips n'auraient pas vu le jour ou auraient été très très fastidieuses... Merci enfin à tous les autres collègues des couloirs A0-A3-A4 de TRT, pour les discussions techniques, les pauses café partagées, sans oublier les footings (disons, hebdomadaires ?), et tous les petits détails et les petites attentions

du quotidien qui rendent l'ambiance de travail à TRT si agréable. Merci donc à Hamza Alami, Mahdi Ammar, Marie Antier, Arnaud Bènière, Guillaume Bloom, Joachim Borner, Arnaud Brignon, Pierre Colman, Sylvain Combrié, Romain Czarny, Alfredo De Rossi, Thierry Debuschert, Anne Delboulbé, Patrick Feneyrou, Arnaud Grisard, Christine Guerlin, Landry Huet, Jean-Pierre Huignard, Eric Lallier, Christian Larat, Luc Levandier, Pascale Nouchi, Dominique Papillon, Barbara Petit, Jean-Paul Pocholle, Muriel Schwarz, et Sylvain Schwartz. Une mention toute particulière à mes co-bureaux des premières heures : merci Ghaya pour m'avoir aidée à mettre en place ma toute première manip, la mesure du RIN d'un SOA ; merci Arnaud pour m'avoir donné toutes les astuces informatiques du parfait thésard organisé, et pour ton amitié. Une autre mention particulière à ceux avec qui j'ai effectué mes trajets quotidiens en bus et RER B, pour, disons, toutes les aventures partagées... je remercie tout particulièrement Grégoire pour les innombrables discussions que nous avons eues au cours de ces trajets, et pour ses nombreux encouragements.

Enfin, je tiens à remercier toutes les personnes de ma vie extra-professionnelle qui m'ont soutenue et qui ont contribué à mon bonheur durant ces trois ans de thèse, et plus généralement durant mes études universitaires. Merci à la fine équipe parisienne, Fred, Lise, Marie, Renaud et Chris pour les innombrables soirées et apéros-foot passés ensemble. Merci aux filles de PC et assimilées, Armelle, Emilie, MH, MG et Marie V. pour les brunchs et les nombreuses discussions. Merci à mon binôme de PC, Thomas, qui a bien dû avoir besoin des trois ans de thèse pour se remettre de m'avoir supportée en TP. Merci à mes fidèles amis de master, Guillaume et Ibrahim. Merci aux amies de maternelle, primaire, et collège, Thuy, Gaëlle et Christelle pour être encore à mes côtés. Merci à la joyeuse équipe des réveillons européens, Bordo, Donatien, Cyril et Divine. Enfin merci à Benoit, Vincent P., Vincent B., Yohann et Nadine pour leur amitié.

Je remercie bien évidemment ma famille qui m'a soutenue sans faillir de la maternelle au doctorat, et tout particulièrement mes parents et mon grand frère, sans qui je ne serais pas arrivée aussi loin. J'ai aussi une pensée toute particulière pour mon oncle Gérard qui m'a tant suivie et tant encouragée durant toutes mes études, et qui nous a malheureusement quittés avant la fin de ma thèse. J'aurais tellement aimé te remercier en t'invitant à ma soutenance, je suis sûre que tu aurais fait le déplacement. Merci infiniment pour tout, tonton gaston.

Enfin, merci à toi, Eddy. Merci pour ton soutien quotidien durant ces trois années de thèse, même si tu as trouvé la rédaction un peu longue... :-) un doctorant en rédaction est toujours difficile à supporter, alors je t'en remercie d'autant plus. Merci de bousculer ma vie en me poussant à réaliser mes rêves et en m'incluant dans les tiens, que ce soit professionnellement ou personnellement. A tes côtés, rien ne semble impossible. Merci pour tout ce que l'on a partagé, à -40 mètres dans les eaux turquoises, à 4000 m sous les cimes enneigées, dans notre petit appart du 13ème ou à l'autre bout du monde. J'espère que nous aurons la chance de continuer à concrétiser les projets qui nous tiennent à coeur.

Introduction générale

La distinction fondamentale entre la vitesse de phase et la vitesse de groupe peut être considérée comme une étape fondatrice de l'étude de la vitesse de propagation des ondes dans les milieux dispersifs. Evoquée pour la première fois par Hamilton en 1839 [1], la notion de vitesse de groupe fut formalisée par Lord Rayleigh afin d'expliquer la propagation des rides à la surface de l'eau [2]. Elle fut très rapidement généralisée à la propagation du son [3], et de la lumière [4, 5].

La dispersion associée aux résonances optiques a été théoriquement étudiée depuis le début du siècle dernier [6], lorsque Lorentz publia les formules de l'indice de réfraction des vapeurs atomiques au voisinage d'une raie d'absorption. Le calcul de la vitesse de groupe associée à ces formules prévoit l'existence de lumière "lente" et "rapide", c'est-à-dire que la vitesse de groupe de la lumière pourrait atteindre des valeurs très petites ou très grandes devant la vitesse de la lumière dans le vide, c . En particulier, la prédiction d'une lumière "rapide" déclencha nombre de discussions dans la communauté scientifique à l'époque, car cette notion était en apparence contradiction avec la théorie de la relativité d'Einstein. Les travaux théoriques de Brillouin et Sommerfeld confirmèrent que la vitesse de groupe pouvait prendre des valeurs extrêmes au voisinage d'une résonance optique ; en fait, seule la vitesse d'un signal ne peut dépasser c [7]. Les travaux de Kramers et Kronig montrèrent de façon plus générale qu'une variation rapide de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde était associée à une résonance [8, 9]. Ainsi, la lumière devient "lente" et/ou "rapide" au voisinage de toute résonance optique !

La première confirmation expérimentale de ces prédictions ne vint que quelques dizaines d'années après. Cela nécessitait en effet l'utilisation d'un laser et de techniques de mesures perfectionnées. En se restreignant à l'optique au voisinage des résonances atomiques, mentionnons l'expérience réalisée en 1982 par Steven Chu et ses collègues des Bell Laboratories, qui ont observé une impulsion laser visible voyageant plus vite que la lumière dans un cristal de phosphore de gallium d'une épaisseur de près de 100 micromètres [10]. Hau et al. montrèrent quant à eux une vitesse de groupe réduite à 17 m.s^{-1} en utilisant le phénomène de transparence induite électromagnétiquement dans un condensat d'atomes de sodium refroidi à 50 nK [11].

Après la publication de ces expériences, qui ont capté l'imagination du grand public, la recherche sur la lumière lente et rapide s'est intensifiée. D'une part, il a été expérimentalement mis en évidence que dans certains cas, la vitesse de groupe d'une sonde pouvait être contrôlée continument, à une longueur d'onde donnée, en faisant varier l'intensité de la pompe créant la résonance [11–13]. D'autre part, la lumière lente et rapide a été observée dans plusieurs matériaux, en se plaçant au voisinage de résonances optiques de différentes natures. En particulier, la démonstration expérimentale du contrôle de la vitesse de groupe de la lumière dans les solides [12], les fibres optiques [14], puis les semi-conducteurs [15], à température ambiante, a permis

d'envisager les applications potentielles de ce qui n'était alors qu'une curiosité de laboratoire.

Parallèlement à ces recherches, la mise au point de la fibre optique à faible atténuation et du laser à semi-conducteur émettant en régime continu à température ambiante a permis de révolutionner les systèmes de communications, en particulier les télécommunications numériques, qui sont désormais déployées dans le monde entier.

La maturité et les performances des composants opto-électroniques sont telles aujourd'hui qu'elles permettent aussi d'envisager la transmission et le traitement optique des signaux hyperfréquences analogiques. Les liaisons par fibres optiques se révèlent une alternative très intéressante aux câbles coaxiaux pour répondre aux critères de performance des futures générations de RADAR¹, en termes d'immunité aux perturbations électromagnétiques, de taille et de poids, de faibles pertes de propagation et de grande dynamique [16].

En particulier, les faibles pertes de propagation dans les fibres optiques (0,2 dB/km au lieu de 1000 dB/km typiquement pour les câbles coaxiaux) autorisent le transport de signaux analogiques sur de grandes distances, ce qui permet :

- le déport de signaux RADAR. Il peut s'agir d'un oscillateur local de grande pureté spectrale destiné à être distribué entre les éléments actifs de l'antenne RADAR, ou encore d'un signal hyperfréquence qu'on souhaite détecter à la réception puis véhiculer vers la base de traitement de données. La transmission se fait en bande étroite (quelques dizaines à quelques centaines de MHz), mais à haute fréquence (0,1- 20 GHz).
- la création d'une longue cavité micro-onde très surtendue afin de générer des signaux analogiques de très grande pureté spectrale (oscillateur opto-électronique).

Développer des dispositifs permettant de contrôler la propagation des signaux analogiques transportés par voie optique est donc un enjeu important car cela apporterait un degré de liberté supplémentaire dans les systèmes que nous venons de citer. Cela permettrait en particulier :

- de reconfigurer la distribution des signaux analogiques vers les éléments rayonnants de l'antenne, et par conséquent de contrôler dynamiquement le diagramme de rayonnement de l'antenne (antenne active) ;
- de rendre accordables les oscillateurs opto-électroniques.

Or, sous certaines conditions, la vitesse de propagation des signaux analogiques transportés par voie optique équivaut à la vitesse de groupe de la lumière. Ainsi il s'avère pertinent d'étudier les dispositifs où la lumière lente et rapide a été observée pour réaliser des lignes à retards accordables pour les signaux analogiques transportés par voie optique. En particulier, les matériaux qui ont la maturité technologique pour être réellement utilisés dans les liaisons opto-électroniques (fibre optique, semi-conducteurs) semblent être des candidats prometteurs.

L'objectif de ce travail de thèse est donc d'évaluer l'intérêt de la maîtrise de la vitesse de groupe de la lumière au voisinage des résonances optiques pour contrôler la vitesse de propagation des signaux analogiques transportés par voie optique, pour des applications RADAR.

Ainsi ces travaux dépassent le cadre classique de l'étude de la lumière lente et rapide au voisinage des résonances optiques. En se plaçant du point de vue applicatif, de nouvelles problématiques doivent être abordées. Outre l'évaluation de l'amplitude des retards qu'il est possible de contrôler, le dispositif étudié devra répondre aux exigences en terme de fréquence d'utilisation (0,1-20 GHz) et de bande passante instantanée (quelques centaines de MHz). De plus, il

1. Acronyme venant de l'anglais *RA*dio *D*etection *A*nd *R*anging.

nous sera impératif de distinguer les notions de retards, retards vrais, et déphasages accordables. Enfin, rappelons que dans le cadre des applications RADAR, l'information utile est contenue à la fois dans l'amplitude et la phase du signal analogique. Contrairement aux télécommunications optiques, il ne s'agit pas donc pas uniquement de différencier des bits 1 ou 0 d'un état logique. Pour répondre aux exigences des applications RADAR, les liaisons opto-hyperfréquences doivent minimiser les pertes, les bruits additifs et les distorsions afin de conserver une grande fidélité spectrale du signal à transmettre [17]. L'influence de la lumière lente et rapide sur ces facteurs de mérite devra être évaluée.

Les études présentées dans ce mémoire sont à la fois théoriques et expérimentales. Notre objectif est en effet triple :

- évaluer expérimentalement les facteurs de mérite d'une ligne à retards accordables réalisée avec des composants commerciaux ;
- évaluer les limites théoriques du composant en mettant en évidence les mécanismes physiques mis en jeu, puis essayer de les contourner ;
- mettre en place un outil de simulation précis permettant de modéliser les facteurs de mérite de la ligne à retards accordables étudiée.

Ce mémoire de thèse s'articule autour de quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous présentons en détail le contexte de notre travail. Tout d'abord, nous précisons les besoins et les critères de performance requis par l'application, et nous décrivons les différentes techniques déjà explorées. Ensuite, nous introduisons la nouvelle approche étudiée dans le cadre de cette thèse, à savoir la lumière lente et rapide au voisinage des résonances optiques. Nous présenterons les différents mécanismes de lumière lente et rapide déjà publiés dans la littérature et nous montrerons le fort potentiel des oscillations cohérentes de population dans les semi-conducteurs pour les applications RADAR, qui font l'objet de cette thèse.

Le deuxième chapitre présente théoriquement les oscillations cohérentes de population dans les semi-conducteurs, et pose les bases de notre modèle théorique, permettant les simulations numériques précises présentées au cours du manuscrit.

Enfin, dans les troisième et quatrième chapitres, nous étudions expérimentalement et théoriquement les différentes architectures permettant de contrôler la phase et le retard des signaux hyperfréquences par voie optique, réalisées avec un amplificateur optique à semi-conducteur. Cela nous permettra de conclure sur l'intérêt du contrôle de la dispersion au voisinage des résonances optiques pour les applications RADAR.

Chapitre I

Intérêt de la lumière lente et rapide pour l'optique micro-onde

Sommaire

I.1	Lignes à retards et déphaseurs accordables par voie optique pour les RADAR	18
I.1.a.	Définitions	18
I.1.b.	Exemples de fonctions RADAR nécessitant la réalisation de retards optiques	20
I.1.c.	Dimensionnement des besoins. Facteurs de mérite.	24
I.1.d.	Etat de l'art des lignes à retards accordables par voie optique	24
I.2	Lumière lente et rapide au voisinage des résonances optiques	28
I.2.a.	Propagation d'un signal dans un milieu dispersif homogène	28
I.2.b.	Contrôle de la dispersion au voisinage d'une résonance optique	34
I.2.c.	Historique du contrôle de la dispersion basé sur les résonances optiques	37
I.3	Conclusion	43

La fonction la plus simple qu'offre l'optique aux applications hyperfréquences analogiques est le transport à très faibles pertes des signaux électriques large bande, permettant le déport du contrôle d'antennes, ainsi que la distribution des signaux analogiques. L'architecture usuelle pour réaliser cette fonction est présentée sur la figure I.1. Le modulateur d'amplitude permet de transposer le signal RF¹ sur un signal optique, nommée porteuse optique. Le signal RF ainsi porté optiquement est transporté avec de très faibles pertes par fibre optique. Enfin le signal RF est restitué dans le domaine électrique via une photodiode rapide. Dans la suite de ce manuscrit, ce type de liaison hybride optique/électrique sera nommée "liaison opto-hyperfréquence". Pour répondre aux exigences des applications RADAR, les liaisons opto-hyperfréquences doivent minimiser les pertes, les bruits additifs et les distorsions afin de conserver une grande fidélité au spectre du signal à transmettre [17].

En second lieu, à ce travail d'amélioration des liaisons, s'ajoute le développement en optique d'un grand nombre de fonctions utiles en RADAR telles que le filtrage de fréquence, la commu-

1. Acronyme de RadioFréquence. Les ondes RF sont les ondes électromagnétiques dont la fréquence est par convention inférieure à 3 000 GHz. Les signaux micro-ondes sont compris entre 0.1 GHz et 1000 GHz. La plupart des signaux considérés dans ce manuscrit seront des signaux hyperfréquences, c'est-à-dire qu'ils seront compris entre 1 et 100 GHz.



FIGURE I.1 – Exemple de liaison opto-hyperfréquence pour le transport des signaux RF. MZM désigne le modulateur d'amplitude (usuellement on utilise un Modulateur de Mach-Zehnder (MZM)). Dans la suite de ce manuscrit, nous utiliserons la convention suivante : les liaisons optiques seront en bleu, les liaisons électriques en noir.

tation rapide, la corrélation de signaux ou encore la génération de formes d'onde complexes... Il ne s'agit pas de remplacer toutes les fonctions réalisées en hyperfréquence par des solutions optiques, mais de cibler celles pour lesquelles l'électronique n'apporte pas de réponse. En particulier, il paraît pertinent de développer par voie optique les fonctions nécessitant la réalisation ou le contrôle de grands retards temporels afin de tirer profit des faibles pertes de propagation des signaux optiquement portés.

Dans ce chapitre, nous donnerons tout d'abord dans une première partie des exemples de fonctions RADAR où la réalisation ou le contrôle de retards est indispensable, et nous montrerons que cela implique le développement de lignes à retard et déphaseurs accordables par voie optique. Puis nous préciserons les besoins et les critères de performance requis pour ces fonctions élémentaires. Enfin, nous décrirons les différentes techniques déjà explorées.

Dans une seconde partie, nous introduirons la nouvelle approche qui fait l'objet de cette étude, à savoir la lumière lente et rapide au voisinage des résonances optiques. Nous expliquerons le principe du contrôle de la dispersion des matériaux au voisinage d'une résonance optique, et nous montrerons que cela permet de contrôler la vitesse de groupe de la lumière et ainsi la propagation des signaux RF portés optiquement. Nous établirons les conditions nécessaires sur la dispersion pour concevoir des lignes à retard et déphaseurs accordables pour les signaux RF. Enfin, nous présenterons les différents mécanismes de lumière lente et rapide déjà étudiés dans la littérature et nous montrerons le fort potentiel des oscillations cohérentes de population dans les semi-conducteurs pour les applications RADAR.

I.1 Lignes à retards et déphaseurs accordables par voie optique pour les RADAR

Nous allons tout d'abord définir les notions de déphasages et retards vrais. Puis nous décrivons quelques exemples d'applications RADAR où l'utilisation des lignes à retards et déphaseurs accordables par voie optique serait avantageuse, ce qui nous permettra de mieux cerner les besoins et les facteurs de mérite requis. Enfin, nous présenterons un état de l'art des lignes à retards accordables par voie optique.

I.1.a. Définitions

Un système micro-onde fonctionne autour d'une fréquence centrale f_0 sur une bande passante instantanée B_{inst} . Le système peut être agile sur une plage de fréquence Δf , c'est-à-dire que sa

fréquence centrale f_0 peut dans ce cas varier sur Δf . Dès que la bande passante instantanée est large, la phase introduite par le système sur le signal doit être large bande. Introduisons ainsi la notion de déphasage large bande et de retard vrai.

Déphasage large bande

Un système introduit un déphasage sur une bande passante instantanée B_{inst} autour de la fréquence centrale f_0 , lorsqu'il déphase de ψ tout signal RF incident S_{in} de cette gamme de fréquences sans distorsion et sans ajout de retard. Spectralement, le signal de sortie s'écrit donc :

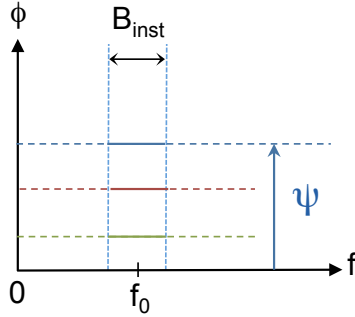
$$S_{out} = e^{-i\psi} \sum_f S_{in}(f), \quad (I.1)$$

la somme s'appliquant sur toutes les composantes spectrales du signal. La phase spectrale $\phi(f)$ que doit introduire le système sur une bande passante instantanée B_{inst} autour de la fréquence centrale f_0 est donc :

$$\phi(f) = \psi. \quad (I.2)$$

On remarque que la phase ϕ doit donc être constante par rapport à la fréquence RF f . Nous avons illustré cette définition sur la figure I.2(a).

(a) Déphasage large bande



(b) Retard vrai

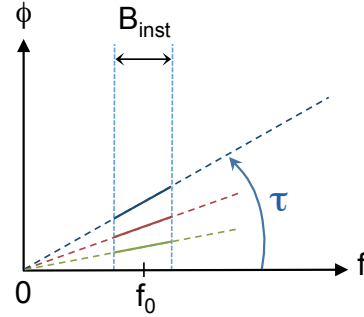


FIGURE I.2 – Définitions. (a) Déphasage large bande accordable. (b) Retard vrai accordable.

Retard vrai

Un système introduit un retard vrai sur une bande passante instantanée B_{inst} autour de la fréquence centrale f_0 , lorsqu'il retarde de τ tout signal RF incident S_{in} de cette gamme de fréquences sans distorsion et sans ajout de phase. Spectralement, le signal de sortie s'écrit donc :

$$S_{out} = \sum_f S_{in}(f) e^{-i2\pi f\tau}, \quad (I.3)$$

la somme s'appliquant sur toutes les composantes spectrales du signal. La phase ϕ que doit introduire le système sur une bande passante instantanée B_{inst} autour de la fréquence centrale f_0 est donc :

$$\phi(f) = 2\pi\tau f. \quad (I.4)$$

On remarque que la phase ϕ doit donc être proportionnelle à la fréquence RF f . Nous avons illustré cette définition sur la figure I.2(b).

Nous avons déjà évoqué le fait que la génération de retards vrais en technologie électrique est délicate voire impossible dans certains cas car les pertes de propagation dans les câbles coaxiaux sont élevées et dépendent de la fréquence du signal RF. Il est donc pertinent de développer par voie optique les fonctions nécessitant la réalisation ou le contrôle de retards vrais afin de tirer profit des faibles pertes de propagation dans les fibres optiques, qui sont de surcroît indépendantes de la fréquence des signaux optiquement portés. Nous présentons dans le paragraphe suivant quelques exemples de fonctions RADAR nécessitant la réalisation de retards optiques. Nous allons voir que les architectures envisagées nécessitent des lignes à retards vrais et des déphaseurs accordables.

I.1.b. Exemples de fonctions RADAR nécessitant la réalisation de retards optiques

Nous présentons tout d'abord les commandes d'antenne active et les filtres micro-onde reconfigurables, puis les oscillateurs locaux de grande pureté spectrale.

Commande d'antenne active et filtre réjecteur micro-onde reconfigurable

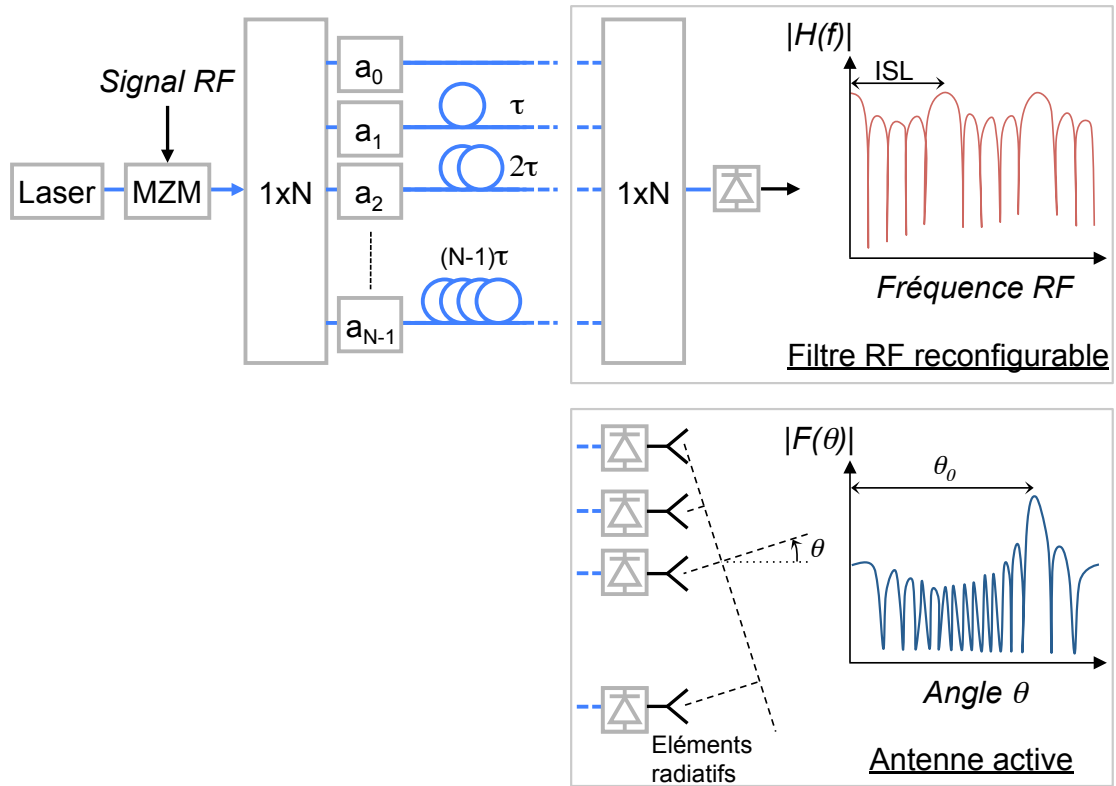


FIGURE I.3 – Architectures génériques et fonctions de transfert associées d'un filtre RF reconfigurable et d'une commande d'antenne active par voie optique.

Les commandes d'antenne active et les filtres réjecteurs micro-onde reconfigurables par voie

optique sont conceptuellement très proches, comme nous l'avons illustré sur la figure I.3. En effet, dans les deux systèmes, un signal RF incident module une porteuse optique. Le signal RF sur porteuse optique est ensuite échantillonné dans le domaine temporel, en utilisant un coupleur optique $1 \times N$ et un réseau de lignes à retards vrais dans lequel le retard de la $k^{\text{ième}}$ ligne est $k\tau$, où τ est le retard vrai incrémental. La ligne à retards vrais peut être un simple tronçon de fibre optique. Les signaux échantillonnés sont ensuite pondérés en phase et en amplitude afin de contrôler la réponse impulsionnelle du filtre ou le diagramme de rayonnement de l'antenne en champ lointain.

Dans le cas des filtres réjecteurs micro-onde par voie optique, les signaux échantillonnés sont recombinaés puis restitués dans le domaine électrique via une photodiode rapide (voir la figure I.3). La réponse électrique du processeur optique est donnée par [18] :

$$H(f) = \sum_{k=0}^N a_k e^{-i(2\pi k\tau)}, \quad (\text{I.5})$$

avec f la fréquence du signal RF, a_k le coefficient complexe de pondération de la $k^{\text{ième}}$ ligne. Ces coefficients déterminent le rapport d'extinction du filtre réjecteur. L'expression (I.5) correspond à une fonction de transfert de période spectrale nommée intervalle spectral libre (ISL). L'ISL est inversement proportionnel à l'incrément de retard entre deux canaux d'échantillonnage ($\text{ISL} = 1/\tau$).

Cette approche optique du filtre réjecteur apporte plusieurs avantages par rapport à l'approche électronique. En particulier, les très faibles pertes des lignes à retards optiques, indépendantes de la fréquence du signal RF, et la bande passante instantanée RF, B_{inst} , des composants opto-électroniques, permettent des produits temps $\times$ bande passante ($N\tau \times B_{\text{inst}}$) très grands, qui mesurent le nombre maximal d'échantillons qui peuvent être traités par le système. De plus, la capacité de l'optique à générer des très petits retards incrémentaux τ , et donc une génération de très grandes fréquences d'échantillonnage pouvant aller jusqu'à 100 GHz, est un avantage par rapport aux quelques GHz accessibles en technologie électronique.

Afin de rendre le filtre réjecteur accordable, il faut pouvoir modifier de façon dynamique la position des résonances du filtre. Il est donc nécessaire de contrôler dynamiquement le retard vrai incrémental τ . Afin de rendre le filtre réjecteur totalement reconfigurable, il est aussi nécessaire de contrôler dynamiquement les coefficients complexes a_k . Il faut donc sur chaque canal contrôler dynamiquement le retard et le déphasage sur la bande passante instantanée B_{inst} du filtre.

Dans le cas des commandes d'antenne active par voie optique, les N échantillons retardés sont restitués dans le domaine électrique par N photodiodes qui alimentent N éléments radiatifs (voir la figure I.3). Le diagramme de rayonnement angulaire normalisé de l'antenne en champ lointain $F(\theta)$ est donné par la transformée de Fourier du champ électrique rayonné [19] :

$$F(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} a_k e^{-2i\pi f k (\tau - \frac{d}{c} \sin \theta)}, \quad (\text{I.6})$$

où θ est l'angle de balayage, d la distance entre les éléments rayonnants. Les coefficients complexes a_k sont utilisés ici pour réduire les lobes secondaires.

D'après l'expression (I.6), la direction de pointé θ_0 , qui correspond au maximum de l'énergie

rayonnée, peut être ajustée en contrôlant le retard vrai incrémental τ selon la relation :

$$\tau = \frac{d}{c} \sin \theta_0. \quad (\text{I.7})$$

Cette relation ne dépend pas de la fréquence RF, et est donc valable sur toute la bande passante instantanée de l'antenne. Cela constitue le principal avantage des commandes optiques des antennes actives. En effet, comme nous l'avons déjà évoqué à plusieurs reprises, il est difficile d'introduire des retards vrais sur des signaux RF en technologie purement électronique. Lorsque la direction de pointé de l'antenne est contrôlée par l'introduction d'un déphasage large bande accordable ψ , selon la relation :

$$\psi = 2\pi f \tau = 2\pi f \frac{d}{c} \sin \theta_0, \quad (\text{I.8})$$

ψ dépend alors de la fréquence. Ainsi, deux signaux décalés en fréquence ne vont pas avoir la même direction de pointé, ce qui limite la bande instantanée finale de l'antenne active et sa précision de pointé. Un tel contrôle à l'aide de déphaseurs est donc limité aux antennes à bandes passantes instantanées très étroites (quelques pourcents de la fréquence centrale) ou aux antennes de petites dimensions.

Les commandes optiques d'antenne active permettent donc d'augmenter la bande passante instantanée, qui doit atteindre 10% à 30% de la fréquence centrale pour améliorer la résolution et accroître la résistance aux systèmes de brouillage. L'excursion maximale en retard vrai qu'il est nécessaire de générer, $N\tau$, dépend de la dimension de l'antenne Nd . Ainsi, pour les antennes de très grandes dimensions, pour lesquelles on a besoin des retards de l'ordre de 10 nanosecondes, le contrôle en retards vrais purs peut être difficile, même en optique. Néanmoins il est possible d'augmenter la bande passante de l'antenne en ayant recours à une architecture mixte alliant déphasages et retards vrais.

Oscillateurs locaux de grande pureté spectrale

La réduction du bruit des oscillateurs électroniques est généralement obtenue en associant une source d'énergie à un résonateur avec un grand facteur de qualité. Le facteur de qualité d'un résonateur est donné par [20] :

$$Q = 2\pi f \tau_D, \quad (\text{I.9})$$

où f est la fréquence de l'oscillateur et τ_D est le temps de décroissance de l'énergie stockée dans le résonateur. Le résonateur, utilisé en technologie hyperfréquence, ayant le plus grand facteur de qualité à température ambiante est le quartz, mais il ne fonctionne qu'à basse fréquence, est peu accordable et ne peut générer directement des hautes fréquences [21, 22].

Les oscillateurs opto-électroniques, dont la première et la plus simple architecture est présentée sur la figure I.4(a), profitent des faibles pertes de propagation dans les fibres optiques afin de réaliser une longue cavité micro-onde très surtendue, et donc un très long temps de décroissance en énergie [20]. De façon très schématique ces oscillateurs sont constitués à partir d'une liaison optoélectronique, allant de quelques m à quelques km, et qui est bouclée sur elle-même. Comme illustré sur la figure I.4(a), la sortie de la photodiode est connectée, après amplification et filtrage, à l'entrée du modulateur. La finesse d'un tel oscillateur opto-électronique peut atteindre $10^5 - 10^6$.

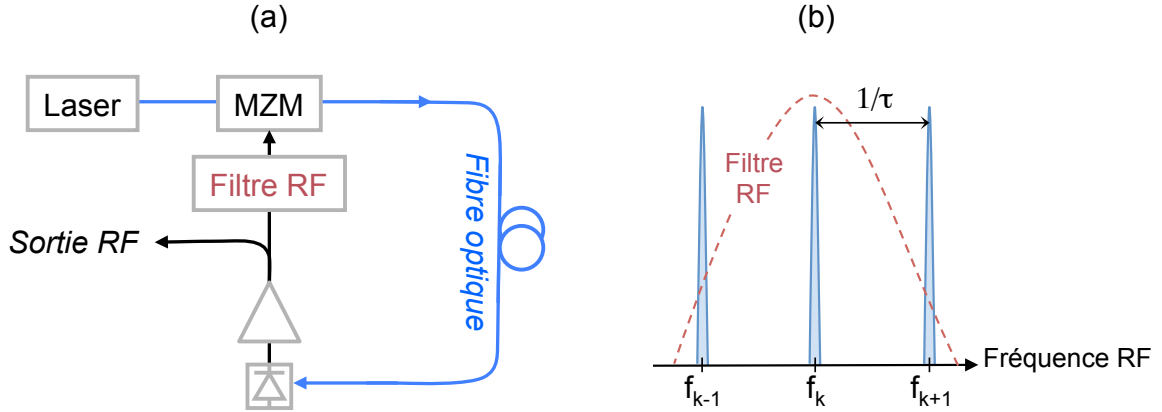


FIGURE I.4 – (a) Architecture générique d'un oscillateur opto-électronique [20]. (b) Spectre RF de sortie de l'oscillateur, montrant les différents modes spectraux pouvant osciller aux fréquences f_k , et la réponse du filtre RF (en rouge) qui permet de sélectionner un des modes.

Le résonateur opto-électronique permet de générer des modes spectraux de grande pureté spectrale, espacés de $1/\tau$, où τ peut être assimilé en première approximation au retard introduit par la fibre optique. Le filtre RF permet de sélectionner un des modes. Ce principe est illustré sur la figure I.4(b). Ainsi une variation de τ permet de rendre l'oscillateur accordable. Néanmoins, si on se restreint à la configuration où un seul mode spectral oscille, un contrôle du déphasage suffit pour obtenir une accordabilité continue en fréquence dans la bande passante du filtre RF utilisé [20, 23]. La combinaison d'une architecture plus complexe, à plusieurs boucles, et d'un déphaseur RF sur la plus petite boucle, permet d'accroître la plage d'accordabilité sans pénalité de pureté spectrale. Par contre l'accordabilité est réalisée dans ce cas par pas discrets [24, 25]. Les oscillateurs opto-électroniques accordables sont en particulier développés pour les applications de lidar-radar où l'on recherche à réaliser très rapidement de grandes rampes de fréquence [26, 27]. Les déphaseurs utilisés doivent donc être rapidement reconfigurables sur une grande plage de fréquences. Les déphaseurs RF peuvent aussi être utilisés dans les oscillateurs opto-électroniques pour compenser les dérives en fréquence dues par exemple aux variations de température.

Nous avons présenté trois applications différentes en photonique micro-onde qui requièrent la génération de retards optiques pour les signaux RF. Nous avons mis en évidence que cela implique conjointement un contrôle dynamique des retards et/ou déphasages de signaux RF afin d'obtenir des systèmes reconfigurables. Il est donc nécessaire de développer des lignes à retards et des déphaseurs RF accordables. Nous avons déjà montré que les lignes à retards doivent être réalisées avec des technologies optiques, étant donné qu'elles sont très difficilement réalisables dans la gamme des signaux hyperfréquences en électronique. Par contre, les déphaseurs RF sont des composants existants en électronique. Néanmoins, il est aussi intéressant de les développer par voie optique car nous avons montré que le contrôle dynamique du déphasage allait souvent de pair avec l'utilisation de retards optiques. Ainsi, un déphaseur RF par voie optique pourrait éviter des conversions optique / électrique et électrique / optique inutiles. De plus, les déphaseurs RF ainsi réalisés pourraient avoir des avantages sur leurs homologues électroniques, en particulier en termes de plage de fréquences utilisable et de reconfiguration (contrôle continu

des déphasages, temps de reconfiguration).

Bien évidemment, les lignes à retards et déphaseurs RF accordables par voie optique devront répondre aux critères de performances des applications RADAR, que nous détaillons dans le paragraphe suivant.

I.1.c. Dimensionnement des besoins. Facteurs de mérite.

Nous listons dans ce paragraphe les besoins en termes de lignes à retards et déphaseurs RF accordables pour les applications en photonique micro-onde et les facteurs de mérite classiques des composants utilisés dans ce domaine.

La fréquence centrale f_0 doit être comprise entre 0,1 GHz et 40 GHz suivant la bande RADAR utilisée. Nous notons Δf la plage d'accordabilité de la fréquence centrale.

La bande passante instantanée, que nous notons B_{inst} , doit idéalement atteindre 10% à 30% de la fréquence centrale pour améliorer la résolution et accroître la résistance aux systèmes de brouillage. Pour un signal de fréquence centrale de 10 GHz, la bande passante instantanée devra donc dépasser 1 GHz.

L'excursion totale et le pas des retards accordables nécessaires dépendent de l'application (taille et nombre d'éléments radiatifs pour les commandes d'antennes actives), et de l'architecture utilisée (avec des sous-réseaux alimentés en phase etc...). L'ordre de grandeur à retenir pour l'excursion totale est entre quelques centaines de picosecondes et dix nanosecondes. Plus le pas du retard est petit, plus la fréquence d'échantillonnage des filtres RF et la précision des antennes actives seront élevées.

L'excursion totale idéale des déphasages est évidemment 2π . Le contrôle continu des déphasages est bien sûr préférable, sachant qu'une dizaine de bits est le minimum pour les applications de commande d'antennes actives.

Le temps de reconfiguration entre deux retards ou déphasages est une donnée très importante. Le temps de reconfiguration est limité par la valeur du plus grand retard considéré. Il faut ainsi que les autres contributions au temps de reconfiguration (temps de propagation intrinsèque dans la structure etc...) se rapprochent de la valeur du plus petit retard introduit.

Comme pour tout composant RF, le rapport signal-à-bruit, la dynamique et le bruit de phase sont des caractéristiques clés. En particulier, une grande dynamique est requise à la réception des RADAR (100 à 110 dB/Hz^{2/3}). Nous définirons les facteurs de mérite associés à ces notions dans le chapitre 3 lorsque nous les étudierons.

Enfin, le poids, l'encombrement et la consommation énergétique sont des critères importants, en particulier pour les systèmes embarqués dans l'aéronautique et le spatial.

Dans la suite de ce manuscrit, nous veillerons donc à évaluer ces différents facteurs de mérite pour les lignes à retards et déphaseurs RF accordables que nous étudierons. Nous nous efforcerons de comprendre l'origine physique des limitations que nous montrerons. Enfin, nous essayerons d'améliorer les performances en proposant de nouvelles architectures.

I.1.d. Etat de l'art des lignes à retards accordables par voie optique

Nous venons de souligner l'importance des lignes à retards accordables par voie optique et les critères de performance requis pour des applications RADAR. Cela fait à présent une vingtaine d'années que des équipes de recherche travaillent sur ce problème. Dans un premier

temps, les approches étudiées pour réaliser des lignes à retards accordables étaient basées sur une modification du chemin géométrique le long duquel se propage la lumière, dans des architectures à fibres optiques ou en espace libre. La commutation entre les différents chemins géométriques est alors réalisée en utilisant des commutateurs fibrés ou des modulateurs spatiaux de lumière en espace libre. Dans un second temps, les architectures utilisant la dispersion optique des matériaux et structures ont été étudiées. Elles offrent l'avantage d'un contrôle continu des retards. Nous présentons ici rapidement ces différentes méthodes, puis nous introduisons la nouvelle approche que nous avons choisi d'étudier, basée sur la lumière lente ou rapide au voisinage d'une résonance optique.

Architectures à lignes à retards commutées

La plupart des architectures à lignes à retards commutées sont basées sur des lignes à retards programmables qui utilisent des segments de fibre optique disposés en série plutôt que de façon parallèle [28]. Le principe est décrit sur la figure I.5. La commutation permet un contrôle numérique des longueurs vues par le signal hyperfréquence. L'excursion en retard est donc de $(2^N - 1)\tau$ avec τ le retard du segment le plus court et N le nombre de commutateurs.

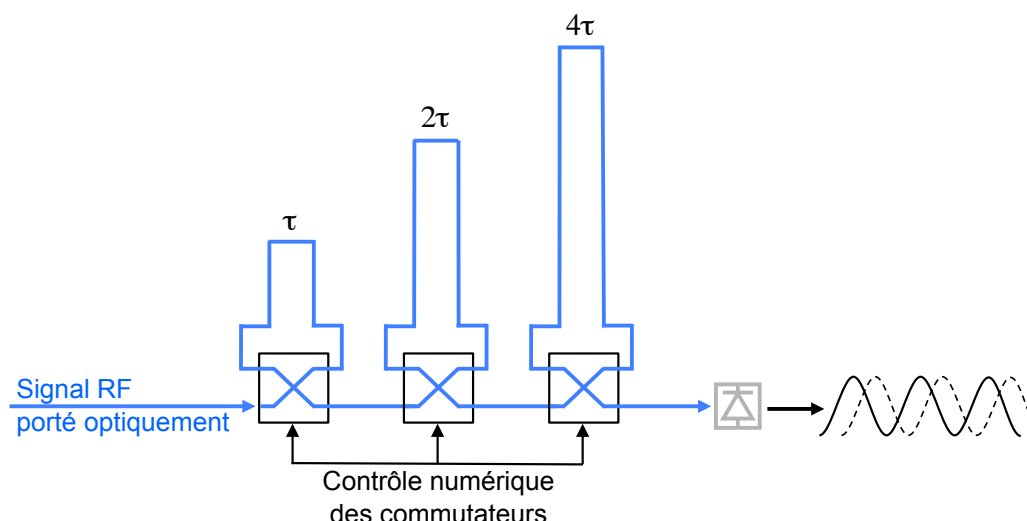


FIGURE I.5 – Principe des architectures à lignes à retards commutées à base de fibres optiques et de commutateurs fibrés.

Les points critiques de cette approche sont en particulier :

- pas d'accordabilité continue ;
- l'influence de la stabilité thermique à cause des grandes longueurs de fibre, engendrant des erreurs sur les retards et des problèmes de stabilité de calibration ;
- l'influence de la commutation sur le rapport signal-à-bruit ;
- la sensibilité à l'environnement à cause de l'utilisation de lignes séparées ;
- le temps de reconfiguration qui est limité par le temps de commutation.

Architectures bi-dimensionnelles en espace libre

Des retards optiques bi-dimensionnels en espace libre ont été démontrés en utilisant la commutation de la polarisation de la lumière incidente par des modulateurs spatiaux de lumière

[29, 30]. La figure I.6 en illustre le principe. Selon l'état du pixel, ON ou OFF, la polarisation de la lumière incidente va tourner de 0° ou 90° en sortie du modulateur spatial de lumière. Lorsque la polarisation est inchangée le cube séparateur de polarisation ne dévie pas la lumière et le faisceau n'est pas retardé. Lorsque la polarisation a tourné de 90° , le cube agit comme un miroir et envoie le signal traverser une ligne à retards composée de prismes. En cascadeant N dispositifs, le signal peut être ainsi retardé de 0 à $(2N - 1)\tau$, avec τ le retard élémentaire de chaque dispositif.

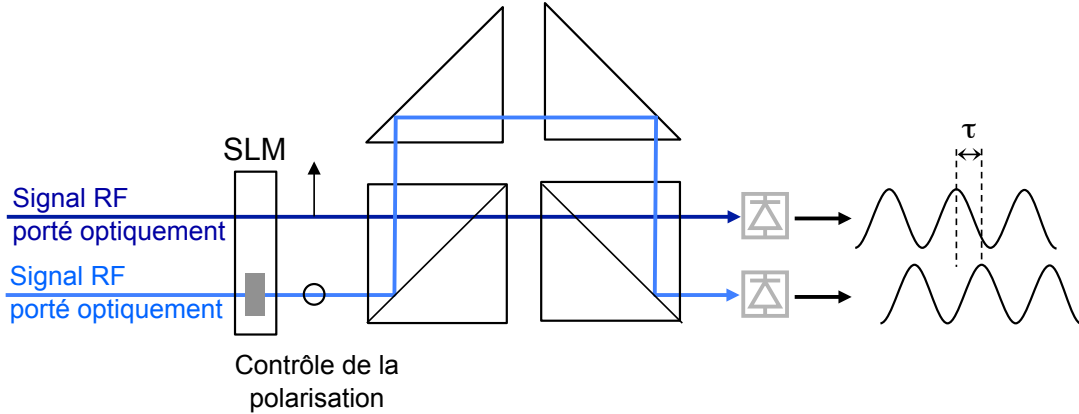


FIGURE I.6 – Principe des architectures bi-dimensionnelles en espace libre, à base de modulateurs spatiaux de lumière (SLM). On présente ici le dispositif élémentaire permettant de réaliser un retard élémentaire τ .

Les points critiques de cette approche sont en particulier :

- pas d'accordabilité continue ;
- la fluctuation de la polarisation de la lumière en présence d'amplification optique ;
- la diffraction due à la taille des pixels ;
- le temps de reconfiguration qui est limité par le temps de reconfiguration des modulateurs spatiaux de lumière (de l'ordre 10 – 100 ms pour les modulateurs spatiaux de lumière à cristaux liquides).

Architectures codées en longueur d'onde

Contrairement à l'utilisation de la commutation entre différents chemins géométriques, les architectures codées en longueur d'onde, utilisant la dispersion élevée de certains matériaux ou structures, permettent un contrôle continu des retards. En effet, lorsqu'un matériau est dispersif, la vitesse de groupe $v_g(\lambda)$ dépend de la longueur d'onde λ . On peut définir de manière équivalente l'indice de groupe par $n_g = c/v_g$, avec c la célérité de la lumière dans le vide. Ainsi, deux signaux portés par deux longueurs d'onde différentes seront retardés l'un par rapport à l'autre par : $\tau = \Delta n_g L / c$ avec L la longueur (fixe) du matériau dispersif et Δn_g la différence d'indice de groupe entre les deux longueurs d'onde. Nous reviendrons sur la validité de cette expression au début de la section suivante.

Plusieurs matériaux et structures ont été étudiés pour cette application : les fibres dispersives [31], les réseaux de Bragg inscrit dans les fibres [32–34]. Récemment, les micro- et nano-structures dispersives ont été étudiées, telles que les cristaux photoniques [35] ou les guides d'onde optiques combinés à des résonateurs en anneaux [36, 37].

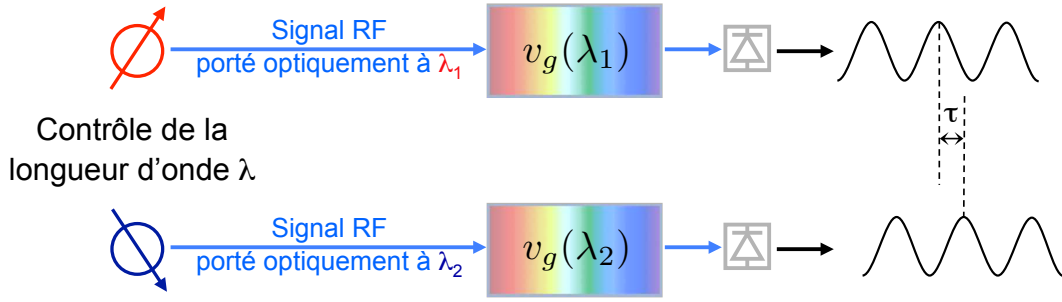


FIGURE I.7 – Principe des architectures codées en longueur d'onde.

Les points critiques communs de ces approches sont en particulier :

- la sensibilité à l'environnement, puisque la précision sur les retards est directement liée à la stabilité en longueur d'onde de la source laser ;
- la nécessité de disposer d'une source laser accordable par canal pour obtenir un diagramme de rayonnement programmable ou un filtre RF reconfigurable ;
- le temps de reconfiguration qui est limité par le temps de changement de longueur d'onde.

Architecture utilisant le contrôle de la dispersion des matériaux à une longueur d'onde donnée

Pour profiter du contrôle continu des retards grâce à la dispersion des matériaux, mais en s'affranchissant de l'utilisation d'une source accordable en longueur d'onde, il faudrait pouvoir contrôler dynamiquement la dispersion des matériaux à une longueur d'onde donnée, comme nous l'avons schématisé sur la figure I.8.

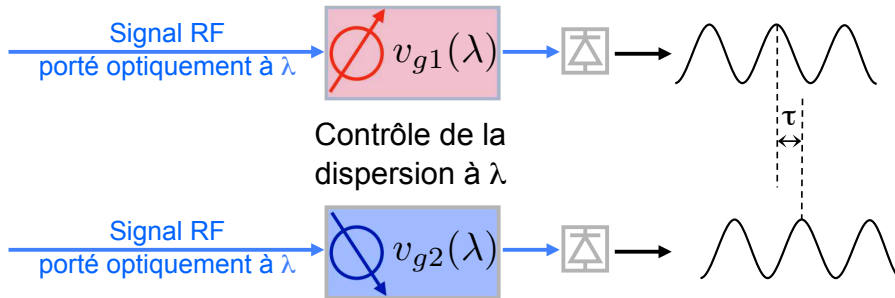


FIGURE I.8 – Principe des architectures utilisant le contrôle de la dispersion des matériaux à une longueur d'onde donnée.

La dispersion de certaines structures que nous avons citées dans le cadre des architectures codées en longueur d'onde est, ou peut potentiellement être, contrôlable par étirement mécanique des fibres optiques ou par un contrôle thermique des structures. Le temps de reconfiguration serait donc limité par le contrôle mécanique ou thermique.

Une nouvelle approche, basée sur la lumière lente et rapide au voisinage des résonances optiques, a été récemment étudiée. La dispersion associée aux résonances optiques et ses conséquences sur la vitesse de groupe de la lumière ont été théoriquement étudiés depuis le début du siècle dernier [6]. La première démonstration expérimentale de ces notions a été réalisée au début des années 1980 [10]. Néanmoins, c'est à partir du début des années 2000 qu'il a été

expérimentalement mis en évidence que dans certains cas, la vitesse de groupe d'une sonde pouvait être contrôlée continûment, à une longueur d'onde donnée, en faisant varier l'intensité de la pompe créant la résonance [11–13].

L'utilisation de la lumière lente et rapide au voisinage d'une résonance optique permettrait ainsi de générer des retards contrôlés de manière continue en faisant varier l'intensité de la pompe, et ainsi sans utilisation de source accordable. Le temps de reconfiguration ne serait ainsi limité ni par l'utilisation de commutateurs ou de sources accordables, ni par un ajustement mécanique ou thermique.

Nous avons ainsi choisi dans le cadre de cette thèse d'étudier la lumière lente et rapide au voisinage d'une résonance optique, afin de contrôler la dispersion des matériaux à une longueur d'onde donnée, et d'évaluer la possibilité de réaliser des lignes à retards accordables pour répondre aux besoins des applications RADAR. Nous prendrons soin au cours de cette étude d'analyser la compatibilité de cette approche avec la réalisation de déphaseurs RF accordables par voie optique, puisque nous avons mis en évidence qu'il est aussi intéressant de les développer pour les futures applications en photonique micro-onde.

I.2 Lumière lente et rapide au voisinage des résonances optiques

L'objectif de cette partie est tout d'abord d'introduire le concept de lumière lente et rapide au voisinage des résonances optiques. Nous rappellerons dans un premier temps les propriétés de propagation d'un signal optique dans un milieu dispersif et les différentes vitesses qui lui sont associées.

Dans un second temps, nous expliquerons le principe de la lumière lente et rapide au voisinage d'une résonance optique, et nous mettrons en évidence la possibilité d'utiliser ce phénomène pour concevoir des lignes à retards vrais accordables pour les signaux RF portés optiquement.

Enfin nous décrirons les différentes résonances optiques déjà étudiées dans la littérature afin de mettre en évidence le potentiel des oscillations cohérentes de population dans les semi-conducteurs pour les applications en photonique micro-onde.

I.2.a. Propagation d'un signal dans un milieu dispersif homogène

Afin de comprendre comment il est possible de contrôler la vitesse de la lumière, il nous faut tout d'abord définir la vitesse d'une onde optique. La vitesse de la lumière a été décrite de différentes manières au fur et à mesure de la compréhension de la propagation des ondes [1, 7, 38–40]. Lorsqu'on considère un milieu dispersif, c'est-à-dire lorsque la vitesse de propagation dépend fortement de la fréquence de l'onde qui se propage, on peut distinguer au moins trois vitesses de propagation différentes : la vitesse de phase, la vitesse de groupe et la vitesse du signal. Dans ce paragraphe, nous allons expliciter la signification de ces différentes terminologies. Enfin, nous nous intéressons au cas particulier de la propagation d'un signal RF sur porteuse optique, qui fait l'objet de cette thèse.

Considérons la propagation selon la direction (Oz) de la lumière dans un matériau dispersif, linéaire, homogène et isotrope, qu'on suppose non conducteur et sans charge libre. Il est possible de montrer à partir des équations de Maxwell que le champ électrique $\tilde{\mathcal{E}}$ se propageant selon la

direction (Oz) vérifie l'équation d'onde scalaire suivante :

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \tilde{\mathcal{E}}(z, t) = \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tilde{\mathcal{E}}(z, t), \quad (\text{I.10})$$

avec c la célérité de la lumière dans le vide et ϵ la permittivité linéaire du matériau. Une solution bien connue de cette équation différentielle est l'onde plane monochromatique. On définit l'enveloppe lentement variable $E(\omega)$ à la fréquence ω ¹ :

$$\tilde{\mathcal{E}}(z, t) = \Re \{ \mathcal{E}(z, t) \} = \Re \left\{ \int E(\omega) e^{i(\tilde{k}(\omega)z - \omega t)} d\omega \right\}, \quad (\text{I.11})$$

où $\tilde{k}(\omega)$ représente la constante de propagation complexe associée. La somme est réalisée sur l'ensemble des composantes du spectre du champ $\tilde{\mathcal{E}}$. Dans la suite du manuscrit, nous nous permettrons de désigner le champ électrique par sa représentation complexe $\mathcal{E}$.

L'indice de réfraction complexe est défini par :

$$\tilde{n}(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)} = n(\omega) + i\kappa(\omega), \quad (\text{I.12})$$

où n est l'indice de réfraction réel et κ le coefficient d'extinction. L'indice de réfraction complexe est relié à la constante de propagation complexe par la relation suivante :

$$\tilde{k}(\omega) = \frac{\omega}{c} \tilde{n}(\omega). \quad (\text{I.13})$$

Ainsi le champ $\mathcal{E}$ peut s'écrire de manière équivalente par :

$$\mathcal{E}(z, t) = \int E(\omega) e^{g(\omega)z} e^{i(k(\omega)z - \omega t)} d\omega, \quad (\text{I.14})$$

où $g(\omega) = -\frac{\omega}{c}\kappa(\omega)$ est le gain du matériau (gain net si $g > 0$, absorption si $g < 0$), et où $k(\omega) = \frac{\omega}{c}n(\omega)$ est la constante de propagation réelle. Considérons à présent les différentes vitesses de propagation associées au champ $\mathcal{E}(z, t)$.

Propagation d'une onde plane monochromatique : vitesse de phase

La vitesse de phase v_p a été la première à être introduite. Elle correspond à la vitesse d'une onde plane monochromatique dans un milieu homogène. Le spectre associé à une onde plane monochromatique par transformation de Fourier est une distribution de Dirac à ω_0 (Fig. I.9(a)). La phase de l'onde s'écrit donc : $\phi = k_0 z - \omega_0 t$, avec $k_0 = k(\omega_0)$. Deux points de l'onde, repérés par les coordonnées (z, t) , ont la même phase si et seulement si : $\phi(z_1, t_1) = \phi(z_2, t_2)$. On en déduit alors la vitesse d'une onde plane monochromatique dans un milieu homogène, ou vitesse de phase :

$$v_p(\omega_0) = \frac{z_2 - z_1}{t_2 - t_1} = \frac{\omega_0}{k_0} = \frac{c}{n(\omega_0)}. \quad (\text{I.15})$$

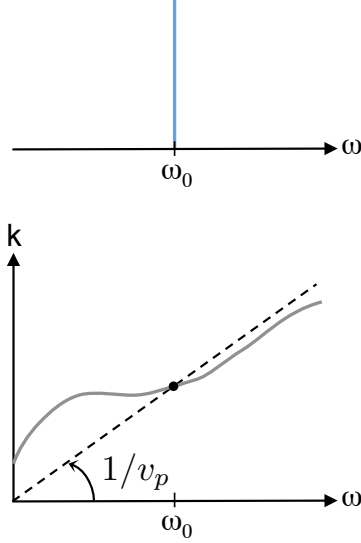
Nous avons illustré cette définition sur la figure I.9(a).

Rayleigh montre dès 1839 que la vitesse de phase ainsi définie ne correspond pas à la vitesse

1. Dans ce manuscrit, nous adoptons la convention suivante : nous notons ω ou Ω les pulsations, et f les fréquences. Néanmoins, dans le texte, nous nous permettrons un abus de langage en appelant ces deux notions "fréquence".

de propagation mesurée dans les milieux dispersifs, lorsque le champ $\mathcal{E}(z, t)$ doit être considéré comme une somme d'ondes planes monochromatiques [1, 38, 39]. En effet, la vitesse de propagation correspond à la vitesse de propagation de l'enveloppe. Il est ainsi nécessaire d'introduire la notion de vitesse de groupe.

(a) Vitesse de phase



(b) Vitesse de groupe

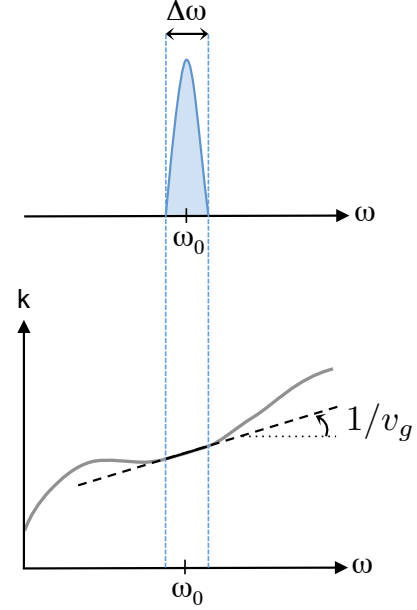


FIGURE I.9 – Illustration de la vitesse de phase et de groupe. (a) En haut, spectre d'une onde monochromatique. En bas, illustration de la vitesse de phase dans l'espace (k, ω) . La vitesse de phase correspond à la vitesse de propagation d'une onde monochromatique. (b) En haut, spectre d'un champ polychromatique $\mathcal{E}$ de largeur $\Delta\omega$ au voisinage de ω_0 . En bas, illustration de la vitesse de groupe dans l'espace (k, ω) . La vitesse de groupe correspond à la vitesse de propagation du champ $\mathcal{E}$ si la loi de dispersion $k(\omega)$ est linéaire au voisinage de ω_0 , comme illustré sur cette figure.

Propagation dans un milieu sans distorsion : vitesse de groupe

Considérons à présent un champ polychromatique $\mathcal{E}$ dont le spectre est de largeur $\Delta\omega$ au voisinage de ω_0 (Fig I.9(b)). Le milieu dispersif, décrit par la relation de dispersion $k = f(\omega)$, est supposé linéaire au voisinage de ω_0 : $k(\omega) = k(\omega_0) + \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)$. On suppose ainsi qu'il n'y a pas de distorsion due à la dispersion. Etant donné que $\phi = k(\omega)z - \omega t$, on a donc :

$$\phi(z, t, \omega) = \left(k_0 - \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_0} \omega_0 \right) z + \left(\left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_0} z - t \right) \omega. \quad (\text{I.16})$$

La vitesse de propagation de $\mathcal{E}$ correspond à la vitesse de propagation de l'ensemble des points conservant la même relation de phase entre toutes les composantes spectrales du champ. Deux points de l'onde conservent la même relation de phase pour toutes les composantes spectrales du champ $\mathcal{E}(z, t)$ si et seulement si : $\phi(z_1, t_1, \omega) = \phi(z_2, t_2, \omega)$ pour tout ω . D'après l'équation (I.16),

cela implique que :

$$\left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_0} z_1 - t_1 = \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_0} z_2 - t_2. \quad (\text{I.17})$$

On en déduit alors la vitesse de propagation du champ $\mathcal{E}$ dans un milieu homogène sans distorsion, ou vitesse de groupe :

$$v_g(\omega_0) = \frac{z_2 - z_1}{t_2 - t_1} = \left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{k_0} = \frac{c}{n(\omega_0) + \omega_0 \left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_0}}. \quad (\text{I.18})$$

En réalité, les milieux optiques ne peuvent être considérés que localement sans distorsion. Ainsi, comme nous l'avons illustré sur la figure I.9(b), la vitesse de groupe ainsi définie est la vitesse de propagation du champ $\mathcal{E}$ seulement si la relation de dispersion $k = f(\omega)$ est linéaire sur la largeur $\Delta\omega$ du spectre du champ. Chu et Wong ont montré expérimentalement que sous certaines conditions, en particulier lorsque la largeur spectrale du champ considéré est inférieure à la largeur de la résonance (et donc lorsqu'on peut négliger les termes supérieurs de la relation de dispersion), la vitesse de propagation mesurée du champ correspond à la vitesse de groupe [10]. Lorsque les termes d'ordres supérieurs ne sont pas négligeables, il est nécessaire de modifier l'écriture de la vitesse de propagation [41]. A l'inverse, on montre facilement que dans un milieu non dispersif, où k ne dépend pas de ω , les vitesses de phase et de groupe sont égales.

La vitesse de groupe ainsi définie a soulevé des questions sur sa cohérence avec la théorie de la relativité selon laquelle la vitesse d'un signal ne peut excéder c , la célérité de la lumière dans le vide. Or d'après l'expression (I.18), la vitesse de groupe peut devenir supérieure à c , voire négative si l'indice de réfraction varie fortement avec la fréquence ω . Nous montrerons dans la section suivante que cela peut être le cas au voisinage d'une résonance optique. Ces contradictions ont été levées en 1910, lorsque Sommerfeld définit proprement la notion de signal, grâce à laquelle il montre que la vitesse d'un signal ne peut excéder c [40]. Brillouin reprit et discuta en détails cette notion dans [7], où il la compara à ce qu'il appelle la vitesse du transfert d'énergie. Ces discussions sont reprises par Milonni dans [42]. Ces considérations dépassant le cadre de cette thèse, nous ne rentrerons pas plus dans les détails. Par contre, intéressons-nous plus précisément au cas particulier de la propagation d'un signal RF sur porteuse optique.

Propagation d'un signal RF sur porteuse optique

Nous considérons un signal RF de fréquence centrale Ω , et de bande passante instantanée $\Delta\omega/2\pi$. Nous avons représenté son spectre RF sur la figure I.10 (a). Rappelons que dans ce manuscrit, la fréquence de modulation sera typiquement comprise entre 100 kHz et 30 GHz et la bande passante instantanée du signal modulant $\Delta\omega/2\pi$ sera inférieure au GHz. Nous avons mentionné précédemment que le signal RF pouvait être converti optiquement grâce à un modulateur d'intensité, supposé ici linéaire (voir le schéma d'une liaison opto-hyperfréquence sur la figure I.1). Comme nous l'avons représenté sur les figures I.10 (b) et (c), le spectre optique du champ électrique total $\mathcal{E}$ de ce signal RF sur porteuse optique est alors composé de :

- une porteuse optique, dont nous négligeons la largeur de raie, à la fréquence ω_0 :

$$\mathcal{E}_0(z, t) = E_0 e^{i(k_0 z - \omega_0 t)}. \quad (\text{I.19})$$

- une ou deux bandes latérales de modulation suivant le format de modulation (resp. Fig. I.9

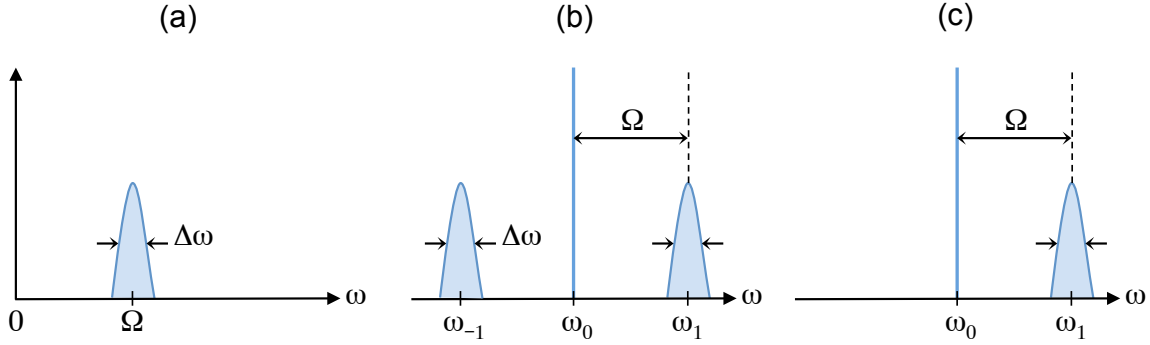


FIGURE I.10 – (a) Spectre RF du signal considéré, de fréquence centrale Ω , et de bande passante instantanée $\Delta\omega/2\pi$. (b) Spectre optique du signal RF sur porteuse optique dans le cadre d'une modulation à deux bandes latérales. (c) Spectre optique du signal RF sur porteuse optique dans le cadre d'une modulation à une bande latérale unique. Nous avons choisi sur ce spectre de conserver la bande latérale "bleue", c'est-à-dire située à haute fréquence.

(b) et (c)). Chaque bande latérale se situe à $\omega_{\pm 1} = \omega_0 \pm \Omega$, et a pour largeur $\Delta\omega$:

$$\mathcal{E}_1(z, t) = \int_{\omega \in \mathcal{V}(\omega_1)} E(\omega) e^{i(k(\omega)z - \omega t)} d\omega, \quad (\text{I.20})$$

$$\mathcal{E}_{-1}(z, t) = \int_{\omega \in \mathcal{V}(\omega_{-1})} E(\omega) e^{i(k(\omega)z - \omega t)} d\omega, \quad (\text{I.21})$$

où $\mathcal{V}(\omega)$ désigne le voisinage de ω . Nous avons omis les facteurs de gain pour alléger l'écriture.

Après propagation dans le milieu dispersif homogène de longueur L , une conversion optique/électrique via une photodiode rapide permet de restituer le signal RF dans le domaine électrique (voir le schéma d'une liaison opto-hyperfréquence sur la figure I.1). Nous supposons ici que cette conversion est linéaire et d'efficacité maximale. Nous pouvons ainsi déduire l'expression du signal RF restitué suivant son format de modulation avant la photodiode.

- Si le champ $\mathcal{E}$ avant la photodiode est constitué d'une bande latérale unique, le signal RF s'écrit :

$$\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_0^* = \int_{\omega \in \mathcal{V}(\omega_1)} E_0^* E(\omega) e^{i(k(\omega) - k_0)L} e^{-i(\omega - \omega_0)t} d\omega. \quad (\text{I.22})$$

- Si le champ $\mathcal{E}$ avant la photodiode est constituée de deux bandes latérales, le signal RF s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_0^* + \mathcal{E}_0 \mathcal{E}_{-1}^* &= \int_{\omega \in \mathcal{V}(\omega_1)} E_0^* E(\omega) e^{i(k(\omega) - k_0)L} e^{-i(\omega - \omega_0)t} d\omega \\ &\quad + \int_{\omega \in \mathcal{V}(\omega_{-1})} E_0 E^*(\omega) e^{-i(k(\omega) - k_0)L} e^{i(\omega - \omega_0)t} d\omega. \end{aligned} \quad (\text{I.23})$$

Ces expressions mettent en évidence le fait qu'un contrôle de la dispersion $k(\omega)$ en ω_0 et au voisinage de $\omega_{\pm 1} = \omega_0 \pm \Omega$ permet le contrôle du retard ou du déphasage du signal RF.

En effet, si $k(\omega) - k_0$ peut être supposé linéaire au voisinage de $\omega_{\pm 1} = \omega_0 \pm \Omega$ et vérifier :

$$k(\omega) - k_0 = \frac{\tau}{L}(\omega - \omega_0), \quad (\text{I.24})$$

avec τ une constante réelle, le signal RF est alors retardé de τ sans distorsion. Il est possible de faire le lien entre ce retard vrai τ et la vitesse de groupe v_g précédemment introduite si et seulement si $k(\omega)$ est linéaire sur l'ensemble du spectre optique du champ $\mathcal{E}$, soit sur Ω ou 2Ω suivant le format de modulation. On montre facilement que la relation suivante est alors vérifiée :

$$v_g = \frac{L}{\tau}. \quad (\text{I.25})$$

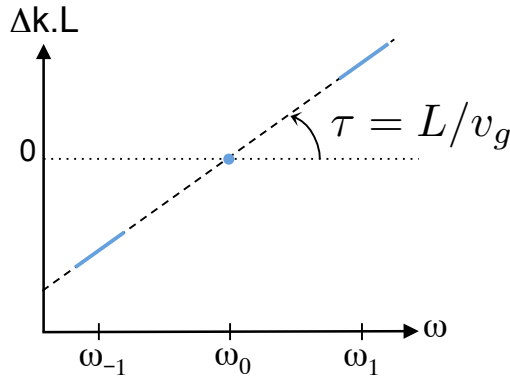
τ est ainsi interprété comme le retard de groupe optique.

Par contre, si $k(\omega) - k_0$ peut être supposé constant au voisinage de $\omega_{\pm 1} = \omega_0 \pm \Omega$ et vérifier :

$$\begin{aligned} k(\omega) - k_0 &= \frac{\psi}{L}, & \text{si } \omega \in \mathcal{V}(\omega_1), \\ k(\omega) - k_0 &= -\frac{\psi}{L}, & \text{si } \omega \in \mathcal{V}(\omega_{-1}). \end{aligned} \quad (\text{I.26})$$

avec ψ une constante réelle, le signal RF est alors déphasé de ψ sans distorsion.

(a) Retard vrai sans distorsion



(b) Déphasage large bande

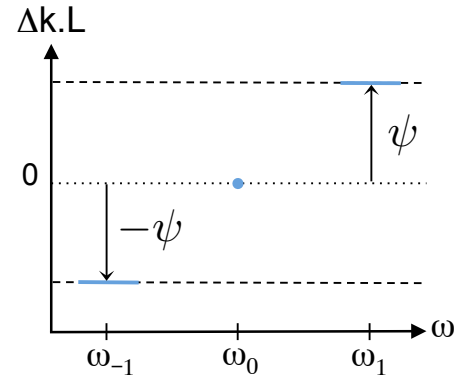


FIGURE I.11 – (a) Illustration de la condition d'un retard vrai sans distorsion dans l'espace $(\Delta k.L, \omega)$ (équation (I.24)). (b) Illustration de la condition d'un déphasage large bande dans l'espace $(\Delta k.L, \omega)$ (équation (I.26)). On définit $\Delta k = k(\omega) - k_0$.

Nous avons illustré ces deux conditions sur la figure I.11. Lorsque le spectre optique ne comporte qu'une bande latérale unique, ces conditions sont moins contraignantes. Mentionnons en particulier la réalisation d'un déphaseur large bande dans le cas d'une modulation en bande latérale unique : selon l'équation I.26, il suffit dans ces conditions de contrôler le déphasage de la porteuse optique. Dans le cas d'une modulation classique, cela impose que la relation de dispersion soit impaire au niveau de la fréquence de la porteuse. Enfin, n'oublions pas que le but est d'obtenir des retards et déphasages accordables : τ et ψ devront de surcroît pouvoir être contrôlés.

Nous venons de mettre en évidence que le contrôle de la dispersion $k(\omega)$ permet d'ajuster la vitesse de propagation de la lumière, et que sous certaines conditions, il peut permettre de réaliser soit des déphaseurs, soit des lignes à retards accordables pour les signaux RF portés optiquement. Voyons à présent comment il est possible de contrôler la dispersion au voisinage d'une résonance optique et comment il serait possible d'utiliser ce phénomène en photonique micro-onde.

I.2.b. Contrôle de la dispersion au voisinage d'une résonance optique

Principe

Les relations de Kramers-Kronig lient la partie réelle et la partie imaginaire des fonctions complexes qui sont analytiques sur le demi-plan supérieur de la variable complexe. On peut montrer que la susceptibilité d'un matériau, qui peut être interprétée comme la transformée de Fourier d'un processus physique linéaire et causal, est une telle fonction. La susceptibilité χ d'un milieu est définie par :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 (\chi(\omega) + 1), \quad (\text{I.27})$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide. Les parties réelle $\chi_{\Re}$ et imaginaire $\chi_{\Im}$ de χ vérifient ainsi :

$$\chi_{\Re}(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega' \chi_{\Im}(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'. \quad (\text{I.28})$$

On en déduit la relation suivante entre l'indice réel n et le gain matériau g :

$$n(\omega) = \bar{n} \left(1 - \frac{c}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{g(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \right), \quad (\text{I.29})$$

avec $\bar{n}$ la contribution non résonnante de l'indice du matériau.

Ainsi, la résonance optique $g(\omega)$ est associée à une dispersion particulière $k(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega)$ au voisinage de cette résonance. Analysons les conséquences de ce phénomène sur le contrôle de la vitesse de la lumière et le contrôle de la propagation d'un signal RF sur porteuse optique.

Contrôle de la vitesse de la lumière.

Au voisinage d'une résonance optique où le gain $g(\omega)$ dépend fortement de la fréquence, il en sera de même pour l'indice $n(\omega)$. Notons ω_r la fréquence centrale de la résonance. Au voisinage de ω_r , on considère que l'indice de réfraction peut s'écrire :

$$n(\omega) = n(\omega_r) + \left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_r} (\omega - \omega_r). \quad (\text{I.30})$$

D'après l'équation (I.18), le contrôle de la pente $\left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_r}$ va ainsi permettre le contrôle de la vitesse de groupe de la lumière.

On définit ainsi la notion de "lumière lente" lorsque $v_g \ll v_p$. La pente $\left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_r}$ est alors positive. Lorsqu'on considère une résonance lorentzienne, on peut montrer grâce aux relations de Kramers-Kronig que cela est associé à une augmentation relative du gain dans la fenêtre spectrale considérée.

On a défini de même la notion de "lumière rapide" lorsque $v_g \gg v_p$. La pente $\left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_r}$ est alors négative. Lorsqu'on considère une résonance lorentzienne, on peut montrer grâce aux relations de Kramers-Kronig que cela est associé à une diminution relative du gain dans la fenêtre spectrale considérée.

A noter que ces phénomènes se produisent dans des milieux où il n'y a pas nécessairement de "gain" net. Le terme de gain tel qu'il a été défini dans ce chapitre n'est autre que la transmission.

Nous avons illustré ce principe avec une résonance lorentzienne sur la figure I.12. La figure I.12(a) représente une augmentation relative du gain selon un profil lorentzien. La fi-

gure I.12(b) représente la variation de l'indice associée. Le contrôle de l'amplitude de la résonance permet de contrôler la pente $\left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_r}$ dans la bande passante de la résonance, et ainsi la vitesse de groupe sur cette fenêtre spectrale. L'onde lumineuse qui sondera cette résonance est ainsi plus ou moins ralentie selon l'amplitude de la résonance.

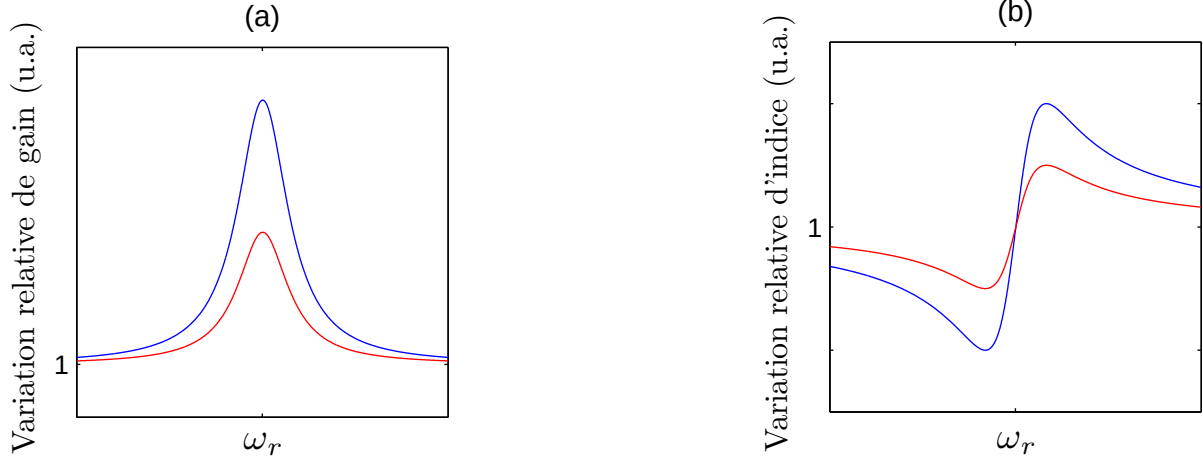


FIGURE I.12 – (a) Augmentation relative du gain selon un profil lorentzien. (b) Variation d'indice associée. Au voisinage de ω_r , la pente $\left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_r}$, qui est positive, correspond à de la lumière lente. Le champ de faible intensité qui sonde cette résonance est plus ou moins ralenti selon l'amplitude de la résonance.

Contrôle de la propagation d'un signal RF sur porteuse optique.

La relation donnée par l'équation (I.24) que doit vérifier la dispersion $k(\omega)$ pour générer un retard vrai sans distorsion τ sur un signal RF sur porteuse optique peut s'écrire de manière équivalente sur l'indice n . L'indice n doit vérifier au voisinage de $\omega_{\pm 1} = \omega_0 \pm \Omega$

$$n(\omega) - n(\omega_0) = \left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0). \quad (\text{I.31})$$

Dans le cadre d'une résonance lorentzienne, telle que nous l'avons représentée sur la figure I.12, cette relation est vérifiée lorsque la porteuse optique et ses bandes latérales de modulation sont comprises dans la bande passante de la résonance, puisque si $\omega_r = \omega_0$, la relation (I.30) et donc la relation (I.31) sont vérifiées. Cela est illustré sur la figure I.13(a). On constate que dans ce cas là, la fréquence de modulation $\Omega/2\pi$ est limitée par la largeur de la résonance.

Une autre solution existe pour réaliser un retard vrai sans distorsion τ sur un signal RF sur porteuse optique. Si le spectre optique ne comporte qu'une bande latérale de modulation et que la résonance est centrée sur ω_1 , on a donc : $\omega_r = \omega_1$ et la relation (I.30). Afin que l'équation (I.31) soit vérifiée, il faut que $n(\omega_1) - n(\omega_0)$ vérifie aussi :

$$n(\omega_1) - n(\omega_0) = \left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_1} (\omega_1 - \omega_0). \quad (\text{I.32})$$

La situation est illustrée sur la figure I.13(b). On constate qu'il est alors possible de contrôler le retard τ d'un signal RF sur porteuse optique dont la fréquence de modulation dépasse la

largeur de la résonance. Seule la bande passante instantanée $\Delta\omega/2\pi$ est limitée par la largeur de la résonance. Par contre, nous avons montré que cette solution nécessite non seulement une résonance optique contrôlable centrée sur la bande latérale de modulation, et non sur la porteuse optique, mais aussi un ajustement de $n(\omega_1) - n(\omega_0)$. Cet ajustement peut être facilement obtenu en ajoutant un déphasage sur la porteuse optique, comme le décrivent Morton et Khurghin dans [43].

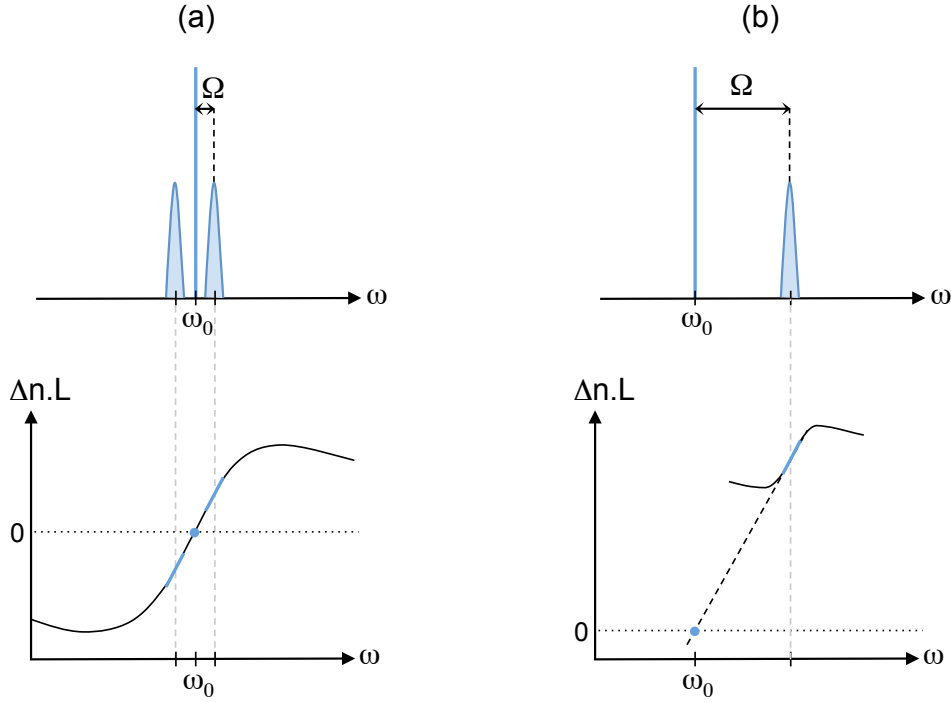


FIGURE I.13 – Illustration de la position relative du spectre optique d'un signal RF sur porteuse optique (en haut) et de la résonance optique (en bas) afin que le signal RF soit retardé sans distorsion de τ , (a) lorsque $\omega_r = \omega_0$ et (b) lorsque $\omega_r = \omega_1$. Sur les graphiques du bas, on s'est placé dans l'espace $(\Delta n L, \omega)$, avec $\Delta n = n(\omega) - n(\omega_0)$.

Pour conclure, nous avons montré qu'au voisinage d'une résonance optique, il était possible de contrôler la dispersion, et que ce contrôle de la dispersion peut permettre de contrôler la propagation d'un signal RF sur porteuse optique, et de concevoir ainsi des lignes à retards ou déphaseurs RF accordables sur voie optique. Nous avons mis en évidence qu'il était nécessaire que la largeur de la résonance soit au moins égale à la bande passante instantanée des signaux RF considérés. Or nous avons expliqué dans la partie I.1 que la bande passante instantanée des signaux RF doit idéalement atteindre le GHz. Il nous faut ainsi utiliser une résonance optique dont la largeur atteint le GHz, et qui réponde au mieux aux contraintes du traitement des signaux RADAR que nous avons énoncées dans la partie I.1. Pour mettre en perspective les avantages de la résonance optique que nous avons choisie d'étudier dans le cadre de cette thèse, les oscillations cohérentes de population dans les semi-conducteurs, nous allons tout d'abord passer en revue les principaux mécanismes qui ont été étudiés dans la littérature.

I.2.c. Historique du contrôle de la dispersion basé sur les résonances optiques

Durant cette dernière décennie, l'étude de la lumière lente et rapide au voisinage des résonances optiques a été un sujet de recherche très prolifique. Nous allons présenter brièvement les articles pionniers des trois mécanismes de lumière lente qui ont significativement jalonné la progression de ce domaine vers des applications de plus en plus plausibles en traitement optique des signaux RADAR, à savoir : la première expérience significative de lumière lente (par transparence induite électromagnétiquement), la première expérience de lumière lente à température ambiante (par oscillations cohérentes de population dans les cristaux dopés), et la première expérience de lumière lente utilisant des composants télécoms à $1,5\ \mu\text{m}$ (par diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques). Cela nous permettra de mettre en perspective le potentiel des oscillations cohérentes de population dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs pour le contrôle de la propagation des signaux RF portés optiquement.

La transparence induite électromagnétiquement : la première expérience de lumière lente

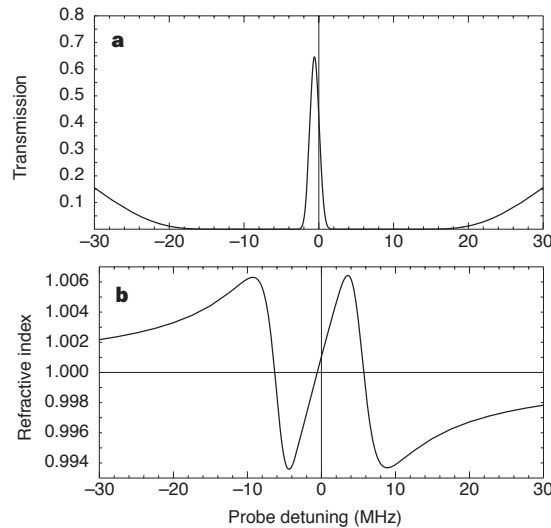


FIGURE I.14 – Principe de la lumière lente par EIT. (a) Spectre de la transmission de la sonde en fonction de son écart en fréquence par rapport au champ de contrôle. (b) Spectre de l'indice vu par la sonde en fonction de son écart en fréquence par rapport au champ de contrôle. La bande passante du pic de transmission est proportionnelle à l'intensité du champ de contrôle. L'intensité du champ contrôle ainsi la pente de l'indice de réfraction, et donc la vitesse de groupe. Figure tirée de [11].

Le premier article le plus significatif dans le domaine de la lumière lente a été publié par Hau et al. en 1999 [11]. Ils ont en effet ralenti la lumière jusqu'à 17 m.s^{-1} , soit la vitesse d'un cycliste... ce qui a fortement marqué les esprits, même au delà de la communauté scientifique. Pour parvenir à cet exploit, les auteurs utilisent le phénomène de transparence induite électromagnétiquement (EIT¹) dans un condensat d'atomes de sodium refroidi à 50 nK. L'EIT est un effet dû aux cohérences quantiques, dans des systèmes atomiques présentant des niveaux

1. Acronyme venant de l'anglais *Electromagnetically Induced Transparency*

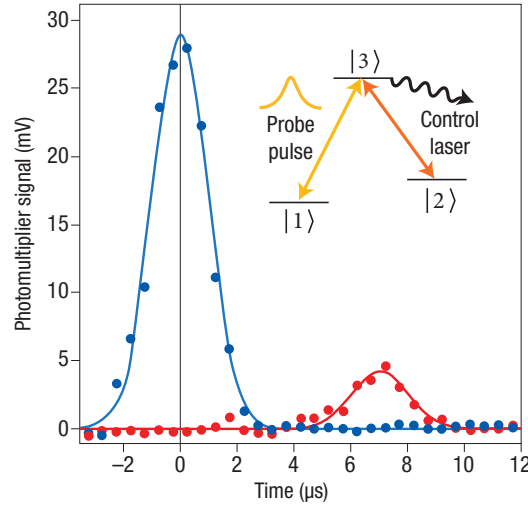


FIGURE I.15 – Premiers résultats expérimentaux de lumière lente par EIT. L’impulsion rouge est ralentie dans un nuage d’atomes de $200\text{ }\mu\text{m}$ de long, refroidi à 50 nK . L’impulsion bleue est enregistrée en l’absence d’atomes. Dans cette expérience, l’impulsion rouge a été retardé de $7\text{ }\mu\text{s}$, ce qui correspond à une réduction de la vitesse de la lumière d’un facteur de 10^7 . L’insert montre les trois niveaux atomiques couplés par l’impulsion sonde et le laser de contrôle. Figure tirée de [11].

tels qu’ils sont représentés en insert de la figure I.15. Lorsqu’un laser de contrôle couple les états $|2\rangle$ et $|3\rangle$, une étroite fenêtre de transparence apparaît dans le spectre d’absorption de l’impulsion qui sonde la transition entre les niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$. Cette fenêtre de transparence est représentée sur la figure I.14(a). Elle est associée à une variation rapide de l’indice de réfraction, représenté sur la figure I.14(b). Cela correspond à une réduction de la vitesse de groupe, comme nous l’avons déjà évoqué dans le précédent paragraphe. La bande passante du pic de transmission est proportionnelle à l’intensité du champ de contrôle. L’intensité du champ contrôle ainsi de même la pente de l’indice de réfraction, et donc la vitesse de groupe.

L’EIT est indispensable pour la réalisation d’une telle expérience, car même si la vitesse de groupe peut être réduite en se rapprochant d’une résonance atomique, l’atténuation due à l’absorption rend cette situation inexploitable. Des retards de $7\text{ }\mu\text{s}$ sont atteints pour une bande passante de l’ordre du MHz, comme on peut le voir sur la figure I.15. Depuis cette première observation expérimentale, la recherche sur ce sujet de la lumière lente s’est très diversifiée, comme nous allons le montrer.

Les oscillations cohérentes de population dans les cristaux dopés : la première expérience de lumière lente à température ambiante

Bigelow et al. ont montré expérimentalement en 2003 la possibilité de ralentir la lumière dans un solide à température ambiante jusqu’à $57,5\text{ m.s}^{-1}$ [12]. Le mécanisme utilisé se base sur les oscillations cohérentes de population (CPO¹) dans le rubis. Le rubis peut être assimilé à un milieu à deux niveaux à élargissement homogène, caractérisé par la durée de vie des populations T_1 et la durée de vie des cohérences T_2 (insert de la figure I.17(a)). En présence d’une pompe

1. Acronyme venant de l’anglais *Coherent Population Oscillations*.

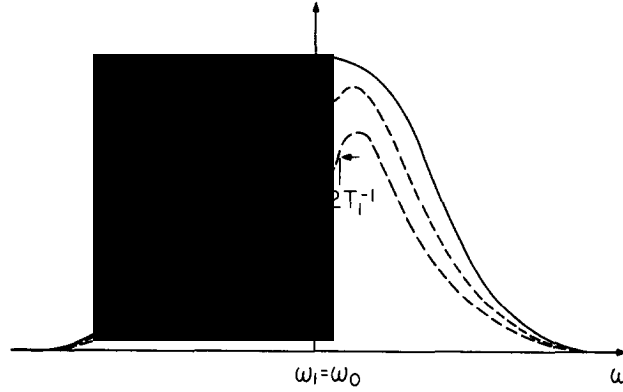


FIGURE I.16 – Principe de la lumière lente par CPO. Spectre de l'absorption de la sonde en fonction de son écart en fréquence par rapport à la pompe située en ω_0 . La courbe A représente l'absorption non saturée. Les courbes B et C représentent l'absorption de la sonde en présence d'une pompe dont l'intensité est de plus en plus élevée. T_1 désigne la durée de vie des populations (voir insert dans la figure I.17(a)). L'intensité de la pompe contrôle le creux observé dans le spectre d'absorption, donc la pente de l'indice de réfraction associé, et ainsi la vitesse de groupe (non représentés ici). Figure tirée de [44].

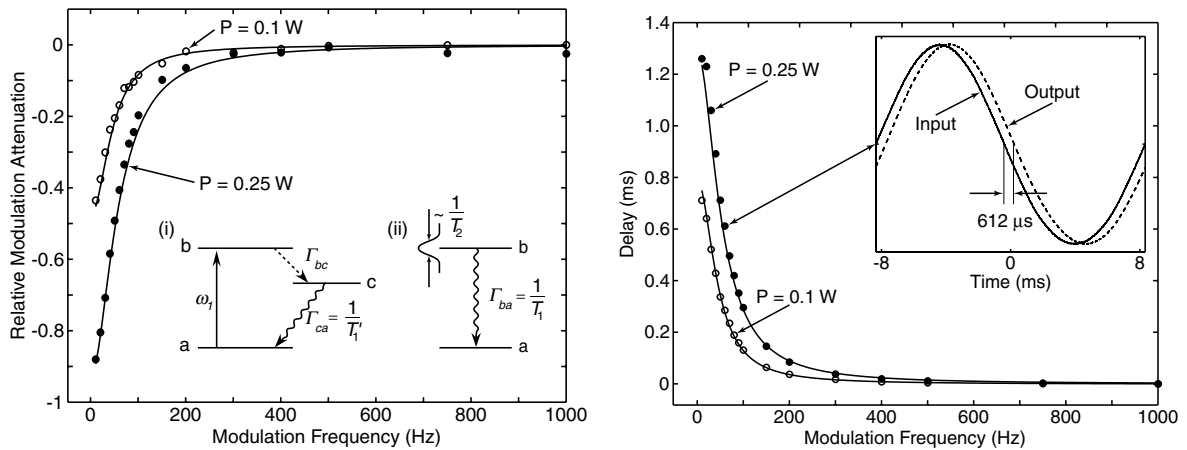


FIGURE I.17 – Premiers résultats expérimentaux de lumière lente par CPO dans les milieux à deux niveaux. (a) Atténuation de la modulation en fonction de la fréquence de modulation, pour deux puissances de pompe différentes. (b) Retard subi par le signal modulé en fonction de sa fréquence, pour deux puissances de pompe différentes. En insert, un oscillogramme d'un signal retardé. Figure tirée de [12]

de forte intensité à la fréquence optique ν_0 , les CPO induisent un creux spectral dans le spectre d'absorption d'une sonde d'intensité faible. Ce creux est centré en ν_0 , et de demi-largeur à mi-hauteur T_1^{-1} , comme nous l'illustrons sur la figure I.16 [44]. Ce creux correspond à de la lumière lente, comme nous l'avons expliqué précédemment. L'intensité de la pompe contrôle le creux observé dans le spectre d'absorption, donc la pente de l'indice de réfraction associé, et ainsi la vitesse de groupe. Bigelow et al. montrent ainsi que lorsqu'un laser modulé en intensité traverse le rubis, le signal modulé est amplifié si sa fréquence est inférieure à T_1^{-1} , et subit alors un retard pouvant atteindre 1,2 ms (voir la figure I.17). Dans le rubis, la largeur du creux cohérent induit par CPO est de 36 Hz (l'inverse de T_1). Cette expérience, se déroulant à température ambiante, a constitué un pas important vers une possible intégration d'un dispositif de lumière lente dans un système réel.

Les CPO ont été depuis observées dans d'autres milieux tels que les cristaux d'alexandrite [45], les fibres dopés erbium [46] et les semi-conducteurs [15]. Les ordres de grandeur des bandes passantes intrinsèques atteintes par ces matériaux respectifs sont le kHz, le MHz et le GHz. Les semi-conducteurs semblent donc être de bons candidats pour les applications en photonique micro-onde, en termes de bande passante. Nous présenterons plus en détail un état de l'art et les avantages des oscillations cohérentes de population dans les semi-conducteurs pour la photonique micro-onde à la fin de cette partie.

La diffusion Brillouin stimulée : la première expérience utilisant des composants télécoms à 1,5 μm

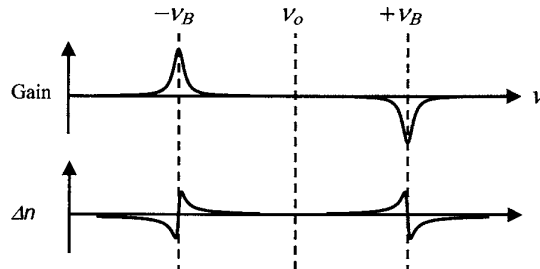


FIGURE I.18 – Principe de la lumière lente par diffusion Brillouin stimulée. Spectres du gain et de l'indice vus par la sonde en fonction de son écart en fréquence par rapport à la pompe située en ν_0 . ν_B désigne la fréquence Brillouin de la fibre optique considérée. L'intensité de la pompe contrôle le gain Brillouin observé à $-\nu_B$, donc la pente de l'indice de réfraction associée, et ainsi la vitesse de groupe. Figure tirée de [14].

L'équipe de L. Thévenaz et al. a fait la première démonstration expérimentale de lumière lente générée par diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique, en utilisant les résonances en gain et en pertes se produisant à la fréquence Brillouin de part et d'autre de la pompe (voir la figure I.18). En effet, la diffusion Brillouin stimulée repose sur l'interaction de deux ondes contrapropagatives, une onde pompe de fréquence ν_0 et une onde dite de Stokes. Lorsque la différence de fréquence entre ces deux ondes est égale à la fréquence Brillouin du matériau ν_B , la condition d'accord de phase est automatiquement vérifiée, et une onde acoustique est générée. La pompe se diffracte sur ce réseau, amplifiant ainsi l'onde Stokes qui stimule le mécanisme. Le gain optique de faible bande passante centré à la fréquence $\nu_0 - \nu_B$ est associé à une variation rapide de l'indice en fonction de la fréquence, et induit donc à un ralentissement de la lumière,

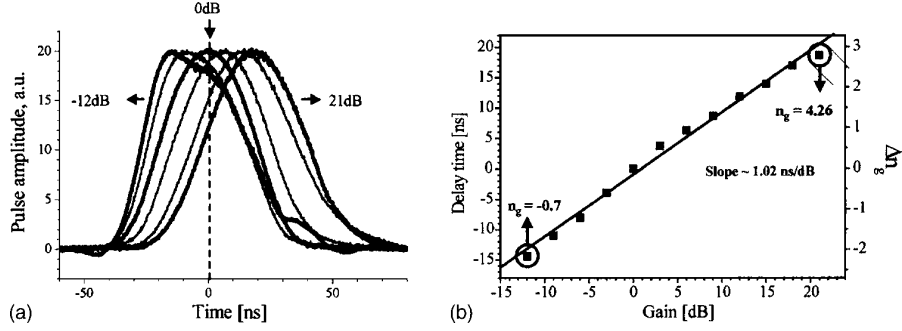


FIGURE I.19 – Premiers résultats expérimentaux de lumière lente par diffusion Brillouin stimulée. (a) Chronogramme de l'impulsion sonde en sortie de la fibre, pour différents gains Brillouin. (b) Retard obtenu et variation d'indice en fonction du gain Brillouin. Figure tirée de [14].

comme nous l'avons déjà évoqué (figure I.18). L'intensité de la pompe contrôle le gain Brillouin observé à $-\nu_B$, donc la pente de l'indice de réfraction associée, et ainsi la vitesse de groupe.

Dans le premier article de Song et al. [13], des retards de 100 ns sont obtenus avec une fibre optique standard de 11,8 km de long pour une impulsion de largeur (FWHM) 100 ns. Les retards sont contrôlés par le gain Brillouin, lui même maîtrisé par la puissance de la pompe. Le gain Brillouin a une largeur de 30 MHz, correspondant à la bande passante Brillouin. Le montage expérimental est entièrement fibré et utilise des composants télécom à $1,5\mu\text{m}$, ce qui laisse présager un développement à moindre coût si les critères de performances sont atteints pour une application donnée.

Pour les applications envisagées en photonique micro-onde, la bande passante intrinsèque de ce mécanisme, de l'ordre de 30 MHz, est faible. Mais de nombreuses améliorations ont été apportées à cette première démonstration expérimentale depuis 2005. Plusieurs solutions ont été étudiées pour élargir la bande passante, en particulier en appliquant une ou des pompes ayant un spectre maîtrisé afin de mettre à contribution les différentes résonances de gain et pertes ainsi générées. Une bande passante instantanée atteignant 10 GHz a été ainsi montrée, mais pour des retards générés fortement réduits (30 ps) [47]. Plus récemment, en 2010, nous avons montré en collaboration avec l'EPFL et l'Universidad Politécnica de Valencia qu'il était possible de réaliser des lignes à retards accordables de 0 à 10 ns, avec une bande passante instantanée de 100 MHz, à une fréquence de 6 GHz par diffusion Brillouin stimulée dans une fibre DSF¹ de 21 km [48]. Ces résultats sont détaillés dans l'annexe A. Néanmoins deux inconvénients majeurs sont à évoquer pour la conception de lignes à retards ou déphaseurs RF accordables basés sur la diffusion Brillouin stimulée. D'une part, le temps de reconfiguration est limité par le temps de propagation dans la fibre optique. Dans l'expérience décrite dans [48], le temps de reconfiguration est ainsi limité à 100 μs , pour des retards accordables jusqu'à 10 ns. D'autre part, ce système ne présente aucune réduction de taille ou de poids par rapport aux architectures à lignes à retards commutés par exemple. En effet, une ligne à retards commutés utilisant une fibre optique de 21 km peut réaliser des retards accordables de 100 μs . Ainsi, malgré les avantages qu'elle procure, la diffusion Brillouin stimulée ne semble pas être adaptée aux applications où le temps de reconfiguration, la taille et le poids sont des caractéristiques prioritaires. Par

1. DSF est un acronyme venant de l'anglais *Dispersion Shifted Fiber*.

contre, nous allons voir que les oscillations cohérentes de population dans les semi-conducteurs pourraient répondre à ces besoins spécifiques du traitement optique des signaux RADAR.

Les oscillations cohérentes de population dans les semi-conducteurs : état de l'art et avantages pour la photonique micro-onde

Les premières démonstrations expérimentales de lumière lente par CPO dans des guides semi-conducteurs datent de 2004-2005 [15, 49, 50]. Le but recherché était alors d'obtenir le plus fort ralentissement de la lumière. Ainsi les expériences se faisaient en absorption dans des structures semi-conductrices sans gain. Une vitesse de groupe atteignant 9600 m.s^{-1} a été ainsi mesurée [49]. La durée de vie des porteurs dans les semi-conducteurs étant de l'ordre de la nanoseconde, la bande passante intrinsèque de ces composants atteint donc le domaine des GHz. Les retards peuvent être contrôlés électriquement (ou/et optiquement), ce qui ouvre aussi des perspectives prometteuses pour de futures applications.

Dans un second temps, l'attention s'est portée sur les structures semi-conductrices présentant du gain, telles que les SOAs. Elles sont utilisées soit en combinaison avec les modulateurs à électro-absorption pour augmenter les déphasages jusqu'à 52 degrés à 10 GHz [51–53], soit seules afin de générer de la lumière rapide, où des retards relatifs d'une centaine de picosecondes sont obtenus à des fréquences inférieures au GHz, ce qui correspond à des déphasages d'une cinquantaine de degrés à 1 GHz [54–56].

Plus récemment, Xue et al. ont démontré une augmentation du déphasage généré par le SOA en filtrant optiquement après le SOA une des bandes de modulation [57], ce qui modifie ainsi le format de modulation à la détection. Cela permet de briser la symétrie des bandes de modulation qui, jusque là, annulait la contribution du couplage gain-indice dans le SOA [58]. Ils obtiennent ainsi un déphasage de 150 degrés à 19 GHz. Si ces résultats sont prometteurs pour la génération de filtres hyperfréquences par voie optique [59], ils le sont un peu moins pour les antennes actives, car le déphasage en fonction de la fréquence RADAR atteint un palier constant de 5 à 19 GHz : le retard est ainsi loin d'être constant sur une large bande passante. Néanmoins, comme nous l'avons décrit dans la partie I.1, il est aussi intéressant de développer les déphaseurs rapidement accordables, par voie optique, pour les futures applications en photonique micro-onde.

Il est assez difficile de comparer les performances atteintes dans ces différents papiers pour les applications que nous visons en photonique micro-onde, car certains évoquent des déphasages à une fréquence donnée (sur quelle bande passante instantanée ? cela correspond-t-il à des retards ou des déphasages large bande ?), d'autres des retards (mais s'agit-il de retards vrais sans distorsion, sur quelle bande passante instantanée ?), d'autres des vitesses de groupe ou encore des facteurs de ralentissement. Nous nous intéresserons donc en particulier dans cette thèse à évaluer les facteurs de mérite de ces architectures pour la conception de lignes à retards et déphaseurs accordables.

Les oscillations cohérentes de population dans les semi-conducteurs présentent donc de nombreux avantages pour le traitement optique des signaux RADAR. En effet, la bande passante intrinsèque atteignant le GHz, le contrôle continu des retards/du déphasage de manière électrique et la compacité de ce composant y serait très appréciés. De plus les SOAs ont l'avantage d'être potentiellement intégrables et de présenter un faible poids, une faible consommation électrique, de faibles pertes d'insertion (et même du gain !) et de fonctionner à température

ambiante ainsi qu'à plusieurs longueurs d'onde. Le contrôle des retards et déphasages par le courant de biais dans un composant compact laisse présager un temps de reconfiguration limité par le temps d'injection des porteurs, soit de l'ordre de la nanoseconde. Enfin, la maturité technologique des SOAs, issue de la recherche sur les diodes lasers et les amplificateurs optiques pour les applications télécoms, est un gage de développement rapide à moindre coût et adapté aux besoins de parallélisme, si les critères de performances sont atteints pour une application donnée.

Néanmoins, aucune étude spécifiquement dédiée à l'application micro-onde n'est présentée dans la littérature. Or nous avons montré dans la partie I.1 que les critères de performance d'une ligne à retards ou déphaseur accordable pour les signaux RADAR sont nombreux. Jusqu'à récemment, les seules caractéristiques étudiées sont au mieux l'amplitude des retards ou déphasages accordables et la plage de fréquence centrale de modulation. Les notions de retard vrai sans distorsion et de bande passante instantanée ne sont pas évoquées.

De plus, le rapport signal-à-bruit et les non-linéarités sont des critères de performances tout aussi importants en traitement des signaux RADAR. D'ailleurs, le creux dans le spectre du gain associé aux CPO laisse présager une dégradation du rapport signal-à-bruit. D'autre part, dans l'architecture proposée par Xue et al. [57], l'introduction d'un filtre optique avant la photodiode risque d'avoir une incidence néfaste sur le bruit d'intensité et de phase. Un outil de simulation incluant l'effet des CPO sur les facteurs de mérite d'une liaison opto-hyperfréquence serait apprécié au delà du cadre de la conception de lignes à retards accordables.

Enfin, outre les deux architectures présentes dans la littérature, il semble intéressant d'explorer d'autres architectures qui permettraient d'améliorer les performances pour un composant donné. En particulier, nous avons montré dans la partie I.2.b., qu'il était possible de réaliser des retards vrais sans distorsion à des fréquences centrales de modulation au delà de la largeur de la résonance optique utilisée, en décalant la fréquence de la résonance optique et celle de la porteuse optique (voir la figure I.13(b) page 36). Néanmoins, lorsqu'on utilise les CPO, la fréquence de la résonance et la fréquence de la porteuse optique sont par principe identiques. Il ne semble donc pas évident de réaliser une telle architecture. De même, il serait intéressant d'optimiser le matériau et le design du SOA pour ces applications spécifiques.

Ces questions ouvertes sont autant de pistes que seront abordées et étudiées dans cette thèse.

I.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons précisé le contexte dans lequel s'inscrit cette thèse, à savoir la réalisation de lignes à retards et déphaseurs accordables pour les signaux RF optiquement portés. Nous avons énoncé les différents critères de performances que doivent atteindre ces fonctions élémentaires, et nous avons montré que les architectures utilisant la lumière lente et rapide au voisinage d'une résonance optique permettraient ainsi de générer des retards contrôlés de manière continue, sans utilisation de source accordable en longueur d'onde. Le temps de reconfiguration serait ainsi non limité par l'utilisation de commutateurs ou de sources accordables, ou par un ajustement mécanique ou thermique.

Parallèlement à ces développements en photonique micro-onde, les travaux sur la lumière lente et rapide ont suscité beaucoup d'intérêt durant cette dernière décennie, tant pour l'étude de la fascinante physique sous-jacente, que pour les excitantes applications potentielles de ce

phénomène. Nous avons décrit comment contrôler la dispersion au voisinage d'une résonance optique à une longueur d'onde donnée, et mis en évidence que cela permettait de contrôler la vitesse de groupe de la lumière. Nous avons montré qu'il était possible d'utiliser ce contrôle de la dispersion pour maîtriser la propagation d'un signal RF sur porteuse optique afin de réaliser des déphaseurs ou des lignes à retards accordables.

En prenant en ligne de mire les applications potentielles de la lumière lente en photonique micro-onde, nous avons retracé les découvertes importantes de ce domaine. Parmi toutes ces différentes approches, deux candidats semblent plus prometteurs pour des applications potentielles : la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques et les oscillations cohérentes de population dans les amplificateurs à semi-conducteurs. Nous avons retenu ce dernier mécanisme dans les SOAs car il permet un contrôle continu des retards et déphasages de manière électrique, avec un temps de reconfiguration rapide, à des fréquences atteignant le GHz, le tout dans un composant de faible taille et poids et à une longueur d'onde non précisément contrôlée.

Nous avons décrit les deux architectures de lumière lente et rapide déjà proposées dans la littérature utilisant les oscillations cohérentes de population dans les semi-conducteurs, qui se différencient uniquement sur le format de modulation à la détection, mais qui présentent des propriétés très distinctes. Nous avons précisé les points qu'il restait à étudier pour essayer de concevoir des lignes à retards et déphaseurs accordables pour les signaux RADAR. Au delà de l'intérêt applicatif, ces problématiques soulèvent d'intéressants sujets de recherche sur la physique des CPO dans les semi-conducteurs. En effet seule une compréhension fine des CPO d'une part, et de la physique des semi-conducteurs d'autre part, nous permettra d'expliquer les caractéristiques et les limitations des différentes architectures, et nous donnera les moyens de développer un outil de simulation pertinent pour la modélisation de liaisons opto-hyperfréquences contenant un SOA. De plus, l'influence des CPO sur le bruit d'intensité et les non-linéarités reste à explorer.

Pour répondre à ces questions, nous allons tout d'abord étudier théoriquement les SOAs et les CPO dans le chapitre 2. Nous mettrons l'accent sur les différences qu'il existe sur le gain et la dispersion entre les semi-conducteurs et les systèmes à deux niveaux lorsqu'on s'intéresse aux CPO, et des conséquences sur le contrôle de la propagation d'un signal RADAR porté optiquement. Ensuite, nous décrirons le modèle prédictif que nous avons développé. Nous montrerons comment il nous a permis d'affiner nos expériences, et de prédire des comportements inattendus dans les liaisons opto-hyperfréquences contenant un SOA.

Dans le chapitre 3, nous étudierons expérimentalement et théoriquement les deux architectures déjà proposées dans la littérature. Nous proposerons une interprétation physique simple qui nous permettra de dégager l'origine physique des limitations en terme de fréquence de modulation, bande passante instantanée, et plage d'accordabilité des retards et des déphasages. Nous étudierons dans un deuxième et troisième temps l'influence des CPO sur le bruit d'intensité et les non-linéarités, ce qui nous permettra d'évaluer les performances de ces architectures en terme de rapport signal-à-bruit et de dynamique, et de compléter l'outil de simulation que nous avons développé pour modéliser les liaisons opto-hyperfréquences incluant un SOA.

Enfin, dans le chapitre 4, nous proposerons deux architectures nouvelles pour contourner les limitations des performances de celles déjà proposées dans la littérature et étudiées en détail dans le chapitre 3. Nous montrerons en particulier qu'il est possible de réaliser des retards vrais sans distorsion à des fréquences centrales de modulation au delà de l'inverse de la durée de vie

de porteur, et ce bien que les CPOs imposent que la fréquence de la résonance et la fréquence de la porteuse optique soient par principe identiques.

Chapitre II

Oscillations cohérentes de population dans les amplificateurs à semi-conducteurs : principe et éléments théoriques

Sommaire

II.1	Structure et principe de fonctionnement d'un SOA	48
II.1.a.	Structure de base d'un SOA	49
II.1.b.	Principe de fonctionnement d'un SOA	50
II.2	Gain et couplage gain-indice dans un SOA	52
II.2.a.	Susceptibilité optique associée à une transition interbande	53
II.2.b.	Spectre de gain et d'absorption dans un semi-conducteur	55
II.2.c.	Couplage gain-indice induit par les porteurs	58
II.2.d.	Conclusion : susceptibilité optique d'un SOA à une longueur d'onde donnée	59
II.3	Emission spontanée et recombinaisons non-radiatives	61
II.3.a.	Emission spontanée	61
II.3.b.	Recombinaisons non radiatives	61
II.3.c.	Conclusion : durée de vie spontanée des porteurs	62
II.4	Equations de propagation en présence de CPO dans un SOA	63
II.4.a.	Saturation optique et oscillations cohérentes de population	63
II.4.b.	Modèle phénoménologique des CPO dans les SOAs	66
II.4.c.	Modèle développé pour les simulations	70
II.5	Gain et dispersion induits par CPO dans un SOA	71
II.5.a.	Effet des CPO sur le gain et la dispersion d'un champ sonde	72
II.5.b.	Effet des CPO dans un SOA sur la propagation d'un signal RF sur porteuse optique	74
II.6	Conclusion	75

Le but de ce chapitre est d'introduire les principes physiques et le modèle qui sont à la base de toutes les discussions théoriques et les simulations numériques réalisées au cours de cette thèse.

Pour cela, nous commencerons par brièvement rappeler la structure de base et le fonctionnement d'un amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA¹). Nous décrirons ensuite les différents mécanismes de recombinaison des porteurs afin d'expliquer la dépendance de la durée de vie des porteurs et du gain, en fonction de la densité de porteurs. Nous prêterons une attention particulière aux conséquences de l'asymétrie du gain des semi-conducteurs sur la valeur du couplage gain-indice induit par les porteurs. Cette partie nous permettra ainsi de mettre en évidence les spécificités des semi-conducteurs qui joueront un rôle central dans les interprétations physiques présentées dans ce manuscrit.

Ces différents rappels théoriques nous permettront dans un second temps d'introduire le concept d'oscillations cohérentes de population (CPO²), et de mettre en place le modèle de propagation en présence de CPO dans un SOA. L'originalité de la démarche réside dans la volonté de développer un modèle valable quelles que soient les conditions d'utilisation (courant injecté, puissance optique incidente), tout en ayant un minimum de paramètres non issus d'une mesure expérimentale. Le modèle ainsi développé sera à la base de toutes les simulations numériques présentées au cours de cette thèse.

Enfin, nous analyserons les courbes de gain et de dispersion induits par CPO, en mettant l'accent sur les différences entre celles résultantes de CPO dans un semi-conducteur, et celles résultantes de CPO dans un système à deux niveaux. Nous distinguerons les cas d'un champ sonde et d'un signal RF sur porteuse optique, avec une ou deux bandes latérales de modulation.

II.1 Structure et principe de fonctionnement d'un SOA

Les SOAs sont des amplificateurs optiques dont le milieu à gain est un semi-conducteur. Lorsque le SOA est pompé, des porteurs (électrons de la bande de conduction et trous de la bande de valence) sont injectés dans la zone active, où ils peuvent se recombiner de manière radiative ou non-radiative. Durant une recombinaison radiative, l'énergie E_g libérée par la paire électron-trou apparaît sous la forme d'un photon dont la fréquence ω ³ satisfait la relation suivante : $E_g = \hbar\omega$, avec $\hbar$ la constante de Planck. Ce phénomène se produit au travers soit d'une émission spontanée, soit d'une émission stimulée. Ces deux mécanismes sont illustrés sur la Fig. II.1. Dans le cas de l'émission spontanée, le photon créé est émis dans n'importe quelle direction, avec une phase aléatoire. Dans le cas de l'émission stimulée, la recombinaison radiative est induite par un photon incident. Le photon créé est alors émis dans la même direction, avec la même phase et la même énergie que le photon incident. Ce dernier mécanisme permet l'amplification optique si la densité de porteurs (électrons et trous) est suffisamment élevée. Ainsi, il est nécessaire de confiner à la fois les porteurs et les photons dans la zone active afin

1. Acronyme venant de l'anglais *Semiconductor Optical Amplifier*.

2. Acronyme venant de l'anglais *Coherent Population Oscillations*.

3. Nous rappelons que nous adoptons la convention suivante : nous notons ω ou Ω les pulsations, et f les fréquences. Néanmoins, dans le texte, nous nous permettrons un abus de langage en appelant ces deux notions "fréquence".

de réaliser un amplificateur efficace. Nous allons décrire brièvement dans un premier temps la structure typique des SOAs que nous avons utilisés, et nous expliquerons dans un second temps en quoi cette structure permet le confinement des porteurs et des photons dans la zone active, et donc l'amplification optique. Ces descriptions simplifiées sont inspirées de celles présentées dans les références [60] et [61].

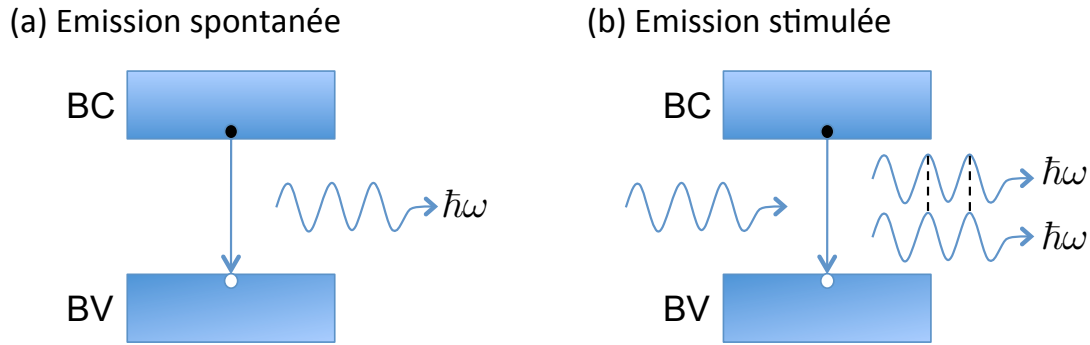


FIGURE II.1 – (a) Emission spontanée. (b) Emission stimulée. BV signifie bande de valence, et BC bande de conduction.

II.1.a. Structure de base d'un SOA

Les SOAs à ondes progressives ont une structure similaire aux diodes lasers, mais avec des conceptions spécifiques à leurs extrémités visant à réduire les réflexions, afin d'éviter l'émission laser. Les SOAs actuels ont ainsi des facettes ayant un revêtement anti-réflexion, un guide d'onde incliné par rapport aux facettes, et effilé aux extrémités (cf. Fig. II.2(a)). Cela permet de réduire les réflexions à moins de 0,001%.

Au cours de cette thèse, nous avons utilisé des SOAs constitués d'une double hétérojonction InP/InGaAsP/InP. Cela signifie que la région active (InGaAsP) est prise en sandwich entre deux matériaux semi-conducteurs plus épais, à bande interdite plus large (InP), l'un étant dopé n , et l'autre p (cf. Fig. II.2(b)). Ces deux couches dopées entourant la zone active seront appelées par la suite *cladding*. Cette double hétérojonction permet à la fois le confinement longitudinal des photons et des porteurs, comme nous l'expliquerons dans la prochaine section. Le confinement transversal est le plus souvent obtenu par une structure à ruban enterré, représentée sur la Fig. II.2(c). On utilise pour la zone active de l'InGaAsP car sa bande interdite correspond aux longueurs d'onde des télécommunications. De plus, sa bande interdite étant directe, la probabilité de transition radiative entre les bandes de conduction et de valence est ainsi élevée. InP est associé à InGaAsP car ces deux matériaux ont des paramètres de maille adaptés.

La zone active a une largeur typique de $1\ \mu\text{m}$, et une longueur entre $0,5\ \text{mm}$ et $2\ \text{mm}$. Dans les semi-conducteurs massifs, l'épaisseur de la zone active est de l'ordre de $100\ \text{nm}$. Lorsque l'épaisseur de la zone active est proche de la longueur de De Broglie des électrons ($< 200\ \text{\AA}$), la mobilité des porteurs, normale au plan de la zone active, est très réduite, ce qui induit une quantification de l'énergie similaire à un puits de potentiel à une dimension. Ainsi, un SOA ayant une zone active fine présente un puits quantique. Au cours de cette thèse, nous avons utilisé un SOA commercial de marque COVEGA qui présente un seul puits quantique (chapitre 3), et un SOA massif modulable à haute fréquence fabriqué par nos collègues du laboratoire

commun Alcatel-Thales III-V Lab (chapitre IV).

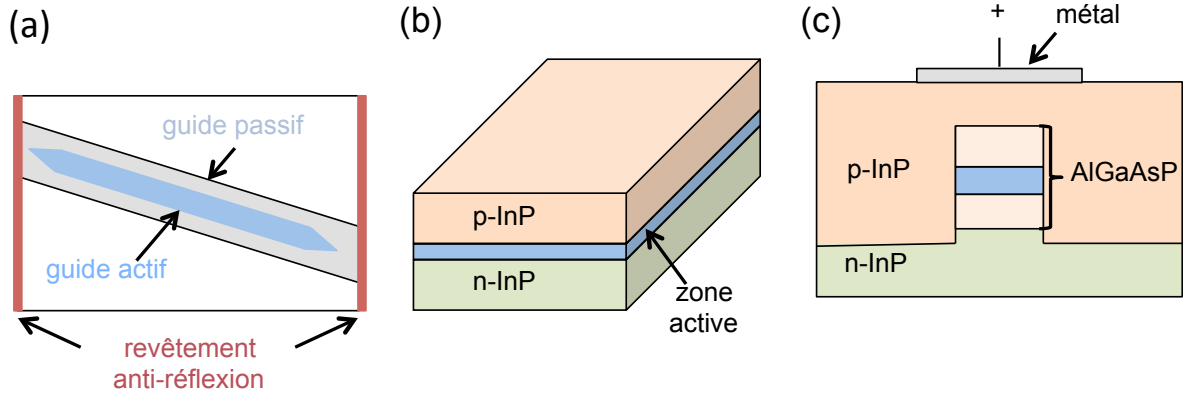


FIGURE II.2 – (a) Structures anti-réflexion dans un SOA (vue de dessus). (b) Structure de base d'un SOA (vue 3D). (c) Structure à ruban enterré (vue transversale).

II.1.b. Principe de fonctionnement d'un SOA

Nous allons décrire les propriétés principales de la structure décrite au paragraphe précédent afin de mettre en évidence les principes de base du fonctionnement d'un SOA.

Confinement des trous et des électrons : hétérojonction p-n

Une double hétérojonction p-n permet à la fois d'injecter et de confiner les porteurs dans la région active. La Fig. II.3(a) représente le diagramme des bandes d'énergie lorsque la jonction n'est pas polarisée. Comme nous l'avons déjà évoqué, la zone active a une bande interdite plus petite que celle des deux matériaux qui l'entourent, dont l'un est dopé n et l'autre p. La zone active est souvent faiblement dopée p. Comme l'illustre la Fig. II.3(b), lorsque que l'hétérojonction est polarisée, les électrons peuvent alors diffuser dans la zone active, dont la largeur est inférieure à la longueur de diffusion des électrons afin d'obtenir une densité de porteurs élevée. Les matériaux et le dopage sont choisis afin que les trous soient naturellement injectés et confinés dans la zone active (Fig. II.3). La double hétérojonction p-n permet donc d'obtenir une densité de porteurs élevée dans une zone active de largeur importante (typiquement $1\ \mu\text{m}$).

Confinement et guidage des ondes optiques

Le guidage et le confinement des ondes optiques sont obtenus par une propriété fortuite des semi-conducteurs. En effet plus la bande interdite du matériau est petite, plus son indice optique est élevé. Ainsi une double hétérostructure est naturellement un guide d'onde, comme l'illustre la Fig. II.3(c). La structure de ruban enterré, représentée sur la Fig. II.2(c), permet de la même manière le confinement latéral des porteurs et de la lumière.

Le facteur de confinement du mode optique dans la zone active est une donnée importante pour les propriétés optiques du SOA. Il est défini comme la fraction de l'aire du mode optique dans la zone active. Le facteur de confinement Γ peut s'exprimer ainsi :

$$\Gamma = 2\pi^2(n_a^2 - n_c^2)S^2/\lambda_0^2, \quad (\text{II.1})$$

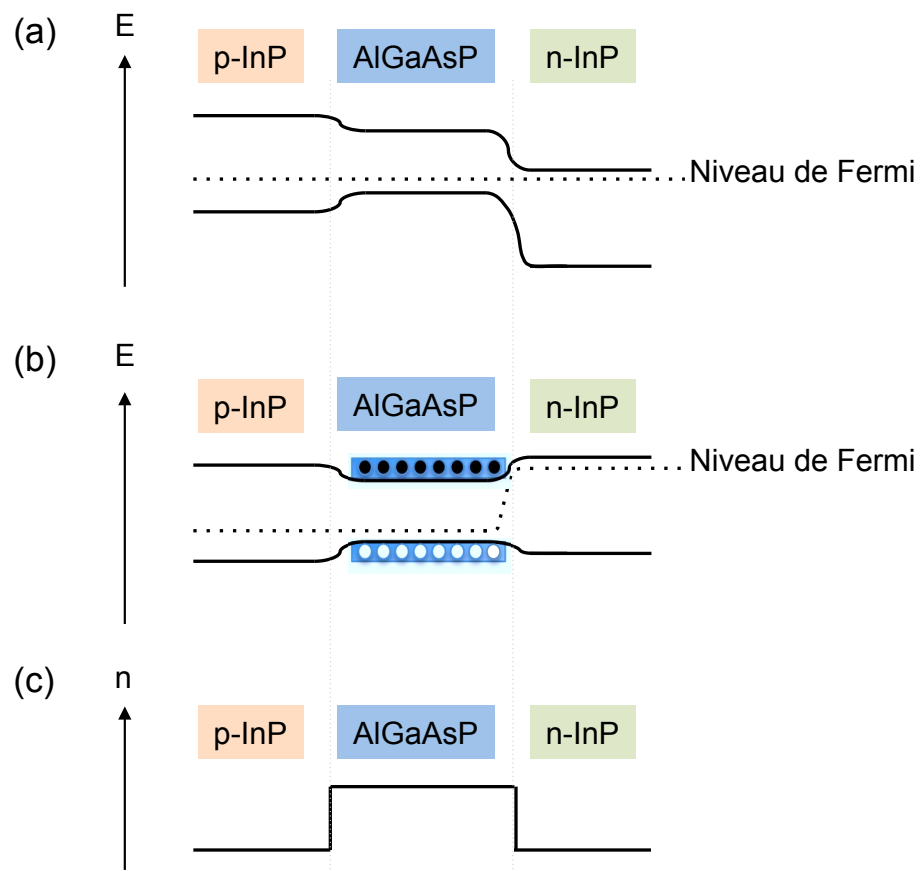


FIGURE II.3 – (a) Hétérojonction p-n non polarisée. (b) Hétérojonction p-n polarisée.
(c) Variation transverse de l'indice de réfraction autour de la zone active.

avec n_a et n_c les indices de réfraction de la zone active et des couches *cladding*, S la section de la zone active et λ_0 la longueur d'onde dans le vide.

Nous venons de rappeler comment les porteurs et les ondes optiques sont confinés dans la région active du SOA. Les électrons et les trous peuvent alors se recombiner par émission stimulée ou spontanée. Si le taux d'émission stimulée est suffisamment important, le SOA présente un gain net. Dans la partie suivante, nous allons rappeler l'expression du gain d'un semi-conducteur et l'origine du couplage gain-indice. Nous mettrons ainsi en évidence les spécificités des semi-conducteurs, de par la répartition des états des porteurs en bandes d'énergie, qui joueront un rôle important dans les interprétations physiques présentées dans ce manuscrit.

II.2 Gain et couplage gain-indice dans un SOA

Commençons par décrire les répartitions des états d'énergie dans un système à deux niveaux, puis dans un semi-conducteur massif, qui sont illustrées dans la Fig. II.4 .

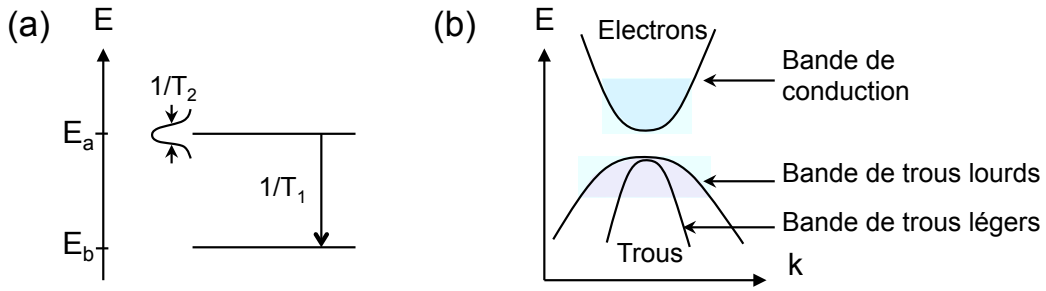


FIGURE II.4 – (a) Niveaux d'énergie dans un système à deux niveaux. (b) Diagramme des bandes d'énergie dans un semi-conducteur massif.

Un système à deux niveaux est composé de deux états d'énergie discrets, a et b , d'énergies respectives E_a et E_b . Le système est caractérisé par deux durées caractéristiques T_1 et T_2 . T_1 est appelée la durée de vie des populations. Dans les semi-conducteurs, elle est équivalente à la durée de vie spontanée interbande, et varie entre 200 ps et 1 ns. T_2 est la durée de vie des cohérences. Elle est limitée par le temps de relaxation intrabande des électrons dans les semi-conducteurs, et sa valeur typique est 0,1 ps.

Les semi-conducteurs ne sont pas des systèmes à états discrets, comme l'est un système à deux niveaux. Les états des électrons et des trous dans un semi-conducteur sont répartis en bandes d'énergie qu'on représente habituellement en fonction du vecteur d'onde $\mathbf{k}$. La Fig. II.4 représente la répartition des états d'énergie dans un système à deux niveaux et dans un semi-conducteur massif. Le diagramme de répartition des états d'énergie en fonction du vecteur d'onde $\mathbf{k}$ est représenté sur la Fig. II.4(b) pour un semi-conducteur III-V massif, à bande interdite directe. Trois bandes principales sont retenues dans cette description : la bande de conduction est constituée d'une sous-bande (E_c), et la bande de valence de deux sous-bandes, celle des trous légers (E_{lh}) et celle des trous lourds (E_{hh}). Dans l'approximation parabolique, ces trois bandes peuvent être décrites par :

$$E_i = E_i^0 \pm \frac{\hbar^2}{2m_i} k^2, \quad (\text{II.2})$$

avec m_i la masse effective des porteurs de la bande considérée, et E_i^0 l'énergie du sommet de la parabole. Comme leur nom l'indique, les trous légers ont une masse effective plus faible que les trous lourds ($m_{lh} < m_{hh}$).

Nous étudions dans cette partie les transitions interbandes sous l'effet d'une onde électromagnétique dans un semi-conducteur. Ces transitions correspondent donc à l'absorption et à l'émission stimulée. Tout d'abord, nous rappellerons comment déduire la susceptibilité optique associée à une transition interbande dans un semi-conducteur massif, à partir de la susceptibilité optique d'un système à deux niveaux. Dans un second temps, nous pourrons ainsi mettre en évidence l'influence de la répartition des états en bandes d'énergie sur le spectre du gain et sur le couplage gain-indice induit par les porteurs. Cette démarche nous permettra de comprendre l'origine des différences entre la dispersion induite par CPO, dans des cristaux dopés d'une part, qui a été la première démonstration de lumière lente par CPO [12], et dans les semi-conducteurs d'autre part, qui constitue l'objet de cette thèse. De plus, nous mettrons en évidence la nécessité d'apporter certains ajustements aux modèles d'amplificateurs à semi-conducteurs habituellement utilisés par la communauté.

II.2.a. Susceptibilité optique associée à une transition interbande

Nous rappelons dans cette section comment déduire la susceptibilité optique associée à une transition optique interbande d'un semi-conducteur massif à partir de celles d'un système à deux niveaux. Cette démarche est classique et a été en particulier décrite dans les références [62] et [63].

Nous considérons la susceptibilité optique associée à une transition optique interbande, c'est-à-dire associée à une transition entre une bande de valence E_v et la bande de conduction E_c . Compte tenu de l'extrêmement faible valeur de k pour un photon, les transitions optiques sont verticales, c'est-à-dire que l'état initial et l'état final sont de même $\mathbf{k}$: $E_c(\mathbf{k}) \rightarrow E_v(\mathbf{k})$. Nous considérons un cristal semi-conducteur de volume V , et utilisons des conditions aux limites périodiques. L'énergie associée à cette transition est :

$$E_c(\mathbf{k}) - E_v(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \frac{1}{m_r} + E_g, \quad (\text{II.3})$$

avec m_r la masse réduite : $\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_h}$, et E_g l'énergie du gap.

Or la susceptibilité optique $\hat{\chi}$ associée à la transition entre les deux niveaux quasi-discrets $E_c(\mathbf{k})$ et $E_v(\mathbf{k})$ est :

$$\hat{\chi}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{d_{vc}(\mathbf{k})^2 q^2 T_2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{(\omega - \omega_{vc}(\mathbf{k})) T_2 - i}{(\omega - \omega_{vc}(\mathbf{k}))^2 T_2^2 + 1} (N_c(\mathbf{k}) - N_v(\mathbf{k})), \quad (\text{II.4})$$

où $d_{vc}(\mathbf{k})$ est l'élément de matrice de l'opérateur dipolaire dans la direction considérée. $d_{vc}(\mathbf{k})$ est indépendant de la direction et supposé indépendant de $\mathbf{k}$ dans un semi-conducteur massif : $d_{vc}(\mathbf{k}) = d_{vc}$. $N_c(\mathbf{k})$ et $N_v(\mathbf{k})$ sont les densités de porteurs sur les niveaux $E_c(\mathbf{k})$ et $E_v(\mathbf{k})$. $\omega_{vc}(\mathbf{k})$ est la fréquence associée à la transition et vaut : $\frac{E_c(\mathbf{k}) - E_v(\mathbf{k})}{\hbar}$.

La susceptibilité totale est obtenue en sommant sur tous les vecteurs $\mathbf{k}$ de la structure de

bande. En prenant en compte les deux états de spin par vecteur $\mathbf{k}$, on obtient :

$$\chi(\omega) = \frac{2}{V} \sum_{\mathbf{k}} \hat{\chi}(\mathbf{k}, \omega). \quad (\text{II.5})$$

On suppose que le volume de la boîte fictive est si grand que la sommation sur $\mathbf{k}$ peut être remplacée par une intégrale :

$$\frac{2}{V} \sum_{\mathbf{k}} \leftrightarrow \frac{2}{V} \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi^3)/V} \leftrightarrow \frac{1}{\pi^2} \int k^2 dk \leftrightarrow \int \rho_{3D}(\omega_{vc}) d\omega_{vc}. \quad (\text{II.6})$$

On définit ainsi $\rho_{3D}(\omega_{vc})$, qui est la densité d'états joints par un photon de fréquence ω_{vc} , dans un semi-conducteur massif. Les équations (II.3) et (II.6) impliquent que :

$$\hbar\omega_{vc} = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \frac{1}{m_r} + E_g, \quad (\text{II.7})$$

$$\text{et} \quad \rho_{3D}(\omega_{vc}) d\omega_{vc} = \frac{1}{\pi^2} k^2 dk, \quad (\text{II.8})$$

ce qui permet de déduire que :

$$\rho_{3D}(\omega_{vc}) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_r}{\hbar} \right)^{3/2} \left(\omega_{vc} - \frac{E_g}{\hbar} \right)^{1/2}. \quad (\text{II.9})$$

L'équation (II.7) permet d'effectuer le changement de variable entre k et ω_{vc} .

Le nombre d'états joints par un photon de fréquence $\omega_{vc} = \frac{E_c(\mathbf{k}) - E_v(\mathbf{k})}{\hbar}$ est donc : $\rho_{3D} d\omega_{vc}$. Les densités de porteurs $N_c(\mathbf{k})$ et $N_v(\mathbf{k})$ correspondent au nombre d'états joints pondéré par la probabilité que l'état joint de la sous-bande initiale soit plein, et par la probabilité que l'état joint de la sous-bande finale soit vide. En introduisant les fonctions de Fermi-Dirac f_c et f_v , qui décrivent la probabilité d'occupation des électrons sur les niveaux $E_c(\mathbf{k})$ et $E_v(\mathbf{k})$, on obtient donc :

$$N_c(\mathbf{k}) - N_v(\mathbf{k}) = \rho_{3D}(\omega_{vc}) d\omega_{vc} [f_c (1 - f_v) - f_v (1 - f_c)], \quad (\text{II.10})$$

$$= \rho_{3D}(\omega_{vc}) d\omega_{vc} [f_c - f_v]. \quad (\text{II.11})$$

Les fonctions de Fermi-Dirac f_c et f_v s'écrivent :

$$f_c = \frac{1}{1 + \exp \{ (E_c(\mathbf{k}) - F_c) / k_b T \}}, \quad (\text{II.12})$$

$$f_v = \frac{1}{1 + \exp \{ (E_v(\mathbf{k}) - F_v) / k_b T \}}, \quad (\text{II.13})$$

avec k_b la constante de Boltzmann et T la température. F_c et F_v sont les quasi-niveaux de Fermi pour les porteurs de la bande de conduction et de valence. Si la quantité de porteurs hors équilibre est importante, les quasi-niveaux de Fermi sont donnés par :

$$F_c = E_c^0 + k_b T \tilde{F}_{1/2} \left(\frac{N}{N_c} \right), \quad (\text{II.14})$$

$$F_v = E_v^0 - k_b T \tilde{F}_{1/2} \left(\frac{P}{N_v} \right). \quad (\text{II.15})$$

E_c^0 et E_v^0 sont les énergies des sommets des bandes d'énergie paraboliques. N et P sont les densités hors équilibre d'électrons et de trous ($P = N$ pour satisfaire la neutralité dans un semi-conducteur intrinsèque), et N_c et N_v sont les densités effectives d'états dans la bande de conduction et de valence. $\tilde{F}_{1/2}$ est la fonction inverse de l'intégrale de Fermi-Dirac d'ordre $1/2$, $F_{1/2}$, définie par :

$$F_{1/2}(u) = \frac{1}{\Gamma(3/2)} \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{1 + e^{x-u}} dx. \quad (\text{II.16})$$

Or, les états $E_c(\mathbf{k})$ et $E_v(\mathbf{k})$, joints par un photon de fréquence ω_{vc} , s'écrivent d'après les équations (II.2) et (II.7), en effectuant le changement de variable entre k et ω_{vc} :

$$E_c(\hbar\omega_{vc}) = E_c^0 + \frac{m_r}{4m_c}(\hbar\omega_{vc} - E_g), \quad (\text{II.17})$$

$$E_v(\hbar\omega_{vc}) = E_v^0 - \frac{m_r}{4m_v}(\hbar\omega_{vc} - E_g). \quad (\text{II.18})$$

Ainsi les fonctions de Fermi f_c et f_v peuvent être considérées comme des fonctions des variables $\hbar\omega_{vc}$ et N .

En utilisant les équations (II.4), (II.5) et (II.11), on obtient **la susceptibilité optique associée à une transition interbande dans un semi-conducteur massif** :

$$\chi(\omega, N) = \frac{d_{vc}^2 q^2 T_2}{\epsilon_0 \hbar} \int_{\frac{E_g}{\hbar}}^\infty \rho_{3D}(\omega_{vc}) [f_c(\hbar\omega_{vc}, N) - f_v(\hbar\omega_{vc}, N)] \frac{(\omega - \omega_{vc}) T_2 - i}{(\omega - \omega_{vc})^2 T_2^2 + 1} d\omega_{vc}. \quad (\text{II.19})$$

II.2.b. Spectre de gain et d'absorption dans un semi-conducteur

Le gain matériau¹ g est relié à la partie imaginaire de la susceptibilité optique $\chi_\Im$:

$$g = -\frac{\omega_0}{c} \frac{1}{n_{op}} \chi_\Im, \quad (\text{II.20})$$

avec c la célérité de la lumière dans le vide, n_{op} l'indice optique intrinsèque du semi-conducteur et ω_0 la pulsation de la lumière dans le vide. D'après l'équation (II.19), le gain matériau s'exprime donc :

$$g(\omega, N) = \frac{\pi}{\epsilon_0} \frac{d_{vc}^2 q^2 \omega_0}{\hbar c n_{op}} \int_{\frac{E_g}{\hbar}}^\infty \rho_{3D}(\omega_{vc}) [f_c(\hbar\omega_{vc}, N) - f_v(\hbar\omega_{vc}, N)] \frac{1/(\pi T_2)}{(\omega - \omega_{vc})^2 + (1/T_2)^2} d\omega_{vc}. \quad (\text{II.21})$$

Dans la majorité des calculs de gain, on considère que les variations des fonctions contenues dans l'intégrale sont lentes vis-à-vis de la distribution lorentzienne. On peut ainsi les sortir de l'intégrale, et l'intégrale restante étant alors égale à 1, **le gain matériau d'un semi-conducteur massif** s'écrit alors :

$$g(\omega, N) = K \sqrt{\hbar\omega - E_g} [f_c(\hbar\omega, N) - f_v(\hbar\omega, N)], \quad (\text{II.22})$$

1. Dans ce manuscrit, nous appellerons gain matériau le gain optique du matériau semi-conducteur, et gain modal le gain optique vu par une onde guidée dans le matériau. Le gain matériau sera noté g . Le gain modal s'exprimera donc : Γg , avec Γ le facteur de confinement.

avec K une constante (en $\text{m}^{-1}\text{J}^{-1/2}$).

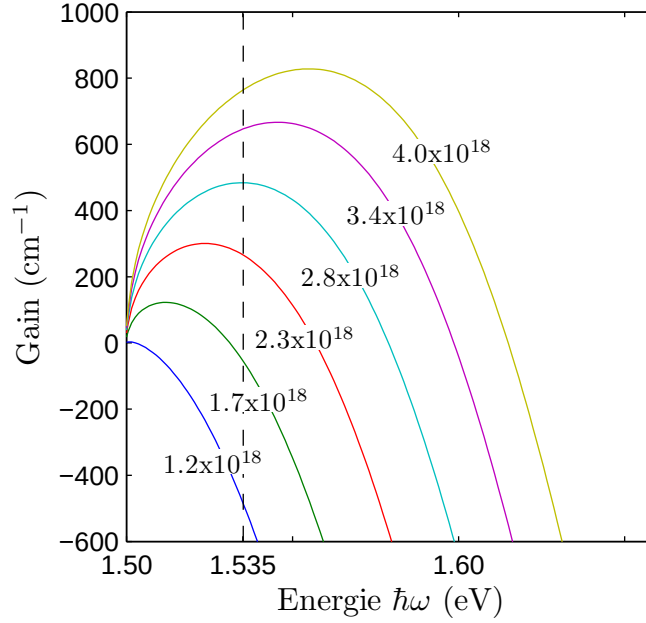


FIGURE II.5 – Spectre du gain matériel de GaAs pour différentes densités de porteurs. Les densités de porteurs sont affichées en cm^{-3} . Les données utilisées pour cette simulation sont regroupées dans le tableau II.1.

TABLE II.1 – Données pour GaAs

E_g	1.5 eV
m_c	$0.067 m_0$
m_v	$0.46 m_0$
m_0	$9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$
K	$12000 \text{ cm}^{-1} \text{ eV}^{-1/2}$
N_c	$4.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
N_v	$7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
T_2	0.2 ps

Le spectre de gain du semi-conducteur binaire de type GaAs est représenté sur la figure II.5 pour différentes densités de porteurs. Les données utilisées pour simuler ce spectre sont regroupées dans le tableau II.1.

Nous mettons ainsi en évidence deux caractéristiques importantes du gain matériel des semi-conducteurs massifs :

- le spectre du gain n'est pas symétrique par rapport à son gain maximum pour une densité de porteurs donnée.
- le spectre du gain n'est pas homothétique : le gain maximum n'intervient pas à la même fréquence selon la valeur de la densité de porteurs.

Nous verrons dans le paragraphe suivant que ces deux caractéristiques sont à l'origine d'un couplage gain-indice induit par les porteurs. Intéressons-nous dans l'immédiat aux conséquences

de la seconde propriété sur le modèle phénoménologique couramment utilisé pour modéliser le gain matériau des semi-conducteurs. Ce modèle a été introduit car la théorie que nous venons de présenter est relativement complexe et requiert la connaissance de beaucoup de paramètres pour pouvoir l'appliquer dans une analyse réaliste. Cela nécessite en particulier de connaître les détails des bandes d'énergie et de la répartition de la densité d'états. T_2 est difficile à connaître car les processus de diffusion intrabandes sont nombreux et difficiles à appréhender. Enfin, lorsque la région active est très dopée, le gain matériau présente alors un effet de queue d'Urbach aux basses énergies, non décrit par cette théorie. En revanche, le modèle phénoménologique, simple et basé sur des observations expérimentales, se révèle pertinent pour reproduire et expliquer les résultats de bon nombre d'expériences au voisinage d'une longueur d'onde. Nous avons donc choisi d'utiliser ce modèle phénoménologique comme base pour les simulations que nous avons développées au cours de cette thèse, et que nous détaillerons dans la partie suivante. Il est donc important de cerner les conditions de validité de ce modèle, où le gain matériau est décrit par une simple loi affine par rapport à la densité de porteurs.

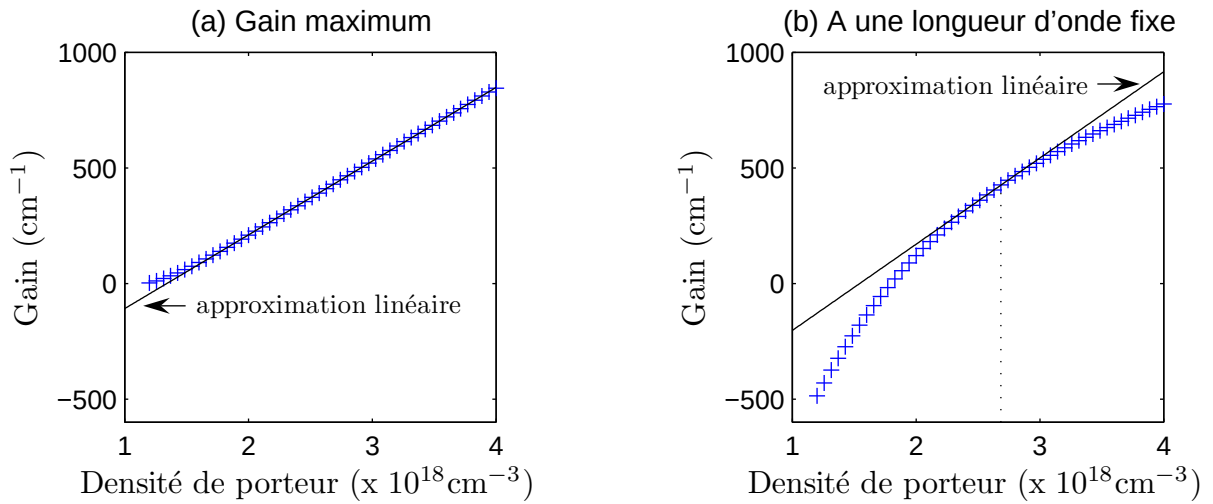


FIGURE II.6 – (a) Gain maximum en fonction de la densité de porteur pour un semi-conducteur de type GaAs. (b) Gain matériau en fonction de la densité de porteurs à une longueur d'onde donnée (à 1.535 eV) pour un semi-conducteur de type GaAs. Les données utilisées pour cette simulation sont les mêmes que celles du graphe de la Fig. II.5.

Cela est justifié dans les lasers à semi-conducteurs. En effet, la longueur d'onde d'émission du laser suit la longueur d'onde correspondant au gain maximum. Or, au dessus du seuil, le gain maximum g_{max} suit une loi affine par rapport à la densité de porteurs N , comme nous l'avons illustré sur la Fig. II.6(a) [60]. On peut ainsi écrire :

$$g_{max}(N) = a(N - N_0), \quad (\text{II.23})$$

avec a une constante nommée "gain différentiel" et N_0 la densité de porteurs à la transparence.

En revanche, dans le cas des amplificateurs à semi-conducteurs, on reste au voisinage d'une longueur d'onde fixe. La Fig. II.6(b) illustre l'allure du gain en fonction de la densité de porteurs à une longueur d'onde fixe. On constate que l'approximation affine du gain n'est alors valable que localement. **Le gain matériau des SOAs à une longueur d'onde donnée λ_0 et au**

voisinage de la densité de porteurs $\bar{N}$ s'écrit donc :

$$g(N) = g(\bar{N}) + a_{\bar{N}}(N - \bar{N}), \quad (\text{II.24})$$

avec $a_{\bar{N}} = \frac{\partial g}{\partial N}|_{\bar{N}}$. Cette relation sera utilisée dans le modèle présenté dans la partie suivante.

II.2.c. Couplage gain-indice induit par les porteurs

La densité de porteurs, via la susceptibilité optique χ , induit un fort couplage gain-indice dans les semi-conducteurs. La susceptibilité optique χ induit une variation $\Delta\epsilon$ de la permittivité diélectrique, et donc une variation d'indice Δn et de gain g :

$$\chi = \Delta\epsilon = 2n_{op} \left(\Delta n - i \frac{c}{2\omega_0} g \right). \quad (\text{II.25})$$

Afin d'étudier le couplage gain-indice induit par les porteurs, le facteur α a été introduit¹ :

$$\alpha = \frac{\partial \chi_{\Re} / \partial N}{\partial \chi_{\Im} / \partial N}, \quad (\text{II.26})$$

$$= -\frac{2\omega_0}{c} \frac{\partial \Delta n / \partial N}{\partial g / \partial N}, \quad (\text{II.27})$$

avec $\chi_{\Re}$ et $\chi_{\Im}$ les parties réelle et imaginaire de χ . L'importance de ce facteur pour les semi-conducteurs a été progressivement mise en évidence dans les années 1970 pour expliquer le glissement en longueur d'onde des lasers à semi-conducteurs induit par les porteurs (voir par exemple [64–66]), le guidage des ondes optiques dans le plan des jonction p-n (voir par exemple [67–69]), ou encore l'interaction entre les modes spectraux d'un laser à semi-conducteurs [70]. Néanmoins ce n'est qu'en 1982 que sa définition devient uniforme dans la littérature, lorsque Henry explique l'élargissement de la raie des lasers à semi-conducteurs par rapport à la formule usuelle de Schawlow-Townes par un facteur $(1 + \alpha^2)$ [71]. Il est, à partir de ce moment là, référencé sous le nom de facteur d'élargissement de raie, ou facteur α , ou encore facteur de Henry. Nous l'appellerons dans la suite de ce manuscrit *le facteur α* . Une revue détaillée sur le facteur α a été réalisée par Osinski et Buus [72]. Afin de mettre en évidence l'origine du fort couplage gain-indice induit par les porteurs dans les semi-conducteurs, nous allons comparer le couplage gain-indice dans les systèmes à deux niveaux et dans les semi-conducteurs.

La susceptibilité optique d'un système à deux niveaux est décrite par l'équation (II.4). Le gain g est donc une lorentzienne en fonction de la fréquence. Comme nous l'avons illustré sur la Fig. II.7(a), la courbe de gain est symétrique par rapport à son maximum et homothétique par rapport à la densité de porteurs. Nous avons déjà évoqué dans le chapitre 1 que les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité sont liées par les relations de Kramers-Kronig. Les propriétés de symétrie de ces relations impliquent qu'une courbe de gain symétrique par rapport à son maximum va induire une courbe de dispersion impaire qui s'annule à la fréquence ω_M correspondant au gain maximum [73]. De plus, comme le gain est aussi homothétique par rapport à la densité de porteurs, les courbes de dispersion le sont aussi. Ainsi, quelle que soit la valeur

1. La définition II.26 donne au facteur α un signe positif dans la bande passante des semi-conducteurs, avec la convention $e^{-i\omega t}$ de la dépendance temporelle des champs complexes. Nous adoptons cette convention dans ce manuscrit.

de la densité de porteurs, toutes les courbes de dispersion s'annulent à la même fréquence ω_M . Ces propriétés sont bien vérifiées sur les courbes de dispersion représentées sur la figure II.7(b). Elles impliquent que le facteur α_{2niv} d'un système à deux niveaux s'annule à la fréquence ω_M . L'expression du facteur α_{2niv} peut être déduite à partir la susceptibilité optique d'un système à deux niveaux (Eq. (II.4)) :

$$\alpha_{2niv}(\omega) = T_2(\omega_M - \omega). \quad (II.28)$$

Le facteur α_{2niv} est tracé sur la figure II.7(c). On retrouve bien que $\alpha_{2niv} = 0$ à la fréquence correspondant au gain maximum. De plus, on constate que α_{2niv} est inférieur à 1 dans la bande passante (à -3 dB) du gain d'un système à deux niveaux ($< 1/T_2$).

En revanche, nous avons rappelé que la répartition des états en bande d'énergie dans les semi-conducteurs implique que le spectre du gain est asymétrique par rapport à son maximum, et n'est pas homothétique par rapport à la densité de porteurs. Ainsi, on peut montrer que le zéro de la courbe de dispersion de l'indice ne correspond pas au gain maximum. De plus, les courbes de dispersion ne sont pas homothétiques par rapport à la densité de porteurs. Le facteur α_{sc} dans les semi-conducteurs prend ainsi des valeurs très différentes par rapport aux systèmes à deux niveaux. L'expression du facteur α_{2niv} peut être déduite à partir la susceptibilité optique d'un semi-conducteur (Eq. (II.19)) :

$$\alpha_{sc}(\omega) = \frac{\int \rho_{3D}(\omega_{vc}) [f'_c(\hbar\omega_{vc}, N) - f'_v(\hbar\omega_{vc}, N)] \frac{(\omega_{vc} - \omega)}{(\omega - \omega_{vc})^2 + 1/T_2^2} d\omega_{vc}}{\int \rho_{3D}(\omega_{vc}) [f'_c(\hbar\omega_{vc}, N) - f'_v(\hbar\omega_{vc}, N)] \frac{1/T_2}{(\omega - \omega_{vc})^2 + 1/T_2^2} d\omega_{vc}}, \quad (II.29)$$

où le prime (') indique la dérivée par rapport à la densité de porteurs N . Sur le spectre du facteur α_{sc} tracé sur la Fig. II.7(f), on constate ainsi que le facteur α_{sc} est toujours supérieur à 1 dans la bande passante du gain. Le facteur α_{sc} est de l'ordre de 3 à la fréquence où le gain est maximum. A noter que seule la contribution interbande du facteur α a été prise en compte dans ce paragraphe. Cette contribution est dominante par rapport à celle due aux porteurs libres, qui est de l'ordre de 0.8 pour GaAs [64].

Ainsi, la répartition des états en bande d'énergie dans les semi-conducteurs entraîne un fort couplage gain-indice induit par les porteurs. Nous verrons dans la partie suivante que cela a une grande incidence sur les propriétés optiques des semi-conducteurs, en particulier sur les courbes de gain et de dispersion induites par oscillations cohérentes de population.

II.2.d. Conclusion : susceptibilité optique d'un SOA à une longueur d'onde donnée

Dans cette partie, nous avons rappelé la théorie décrivant la susceptibilité optique interbande d'un semi-conducteur. Même si on reste au voisinage d'une longueur d'onde, la formule obtenue requiert la connaissance de la densité de porteurs et des bandes d'énergie à toutes les longueurs d'onde. Par conséquent, pour une analyse réaliste au voisinage d'une longueur d'onde donnée, il est fort utile de mettre en place un modèle phénoménologique pour le gain matériau des semi-conducteurs. Nous avons conclu que pour un SOA l'approximation linéaire du gain matériau à une longueur d'onde donnée par rapport à la densité de porteurs n'est valable que localement. On rappelle que **le gain matériau d'un semi-conducteur à une longueur d'onde donnée**

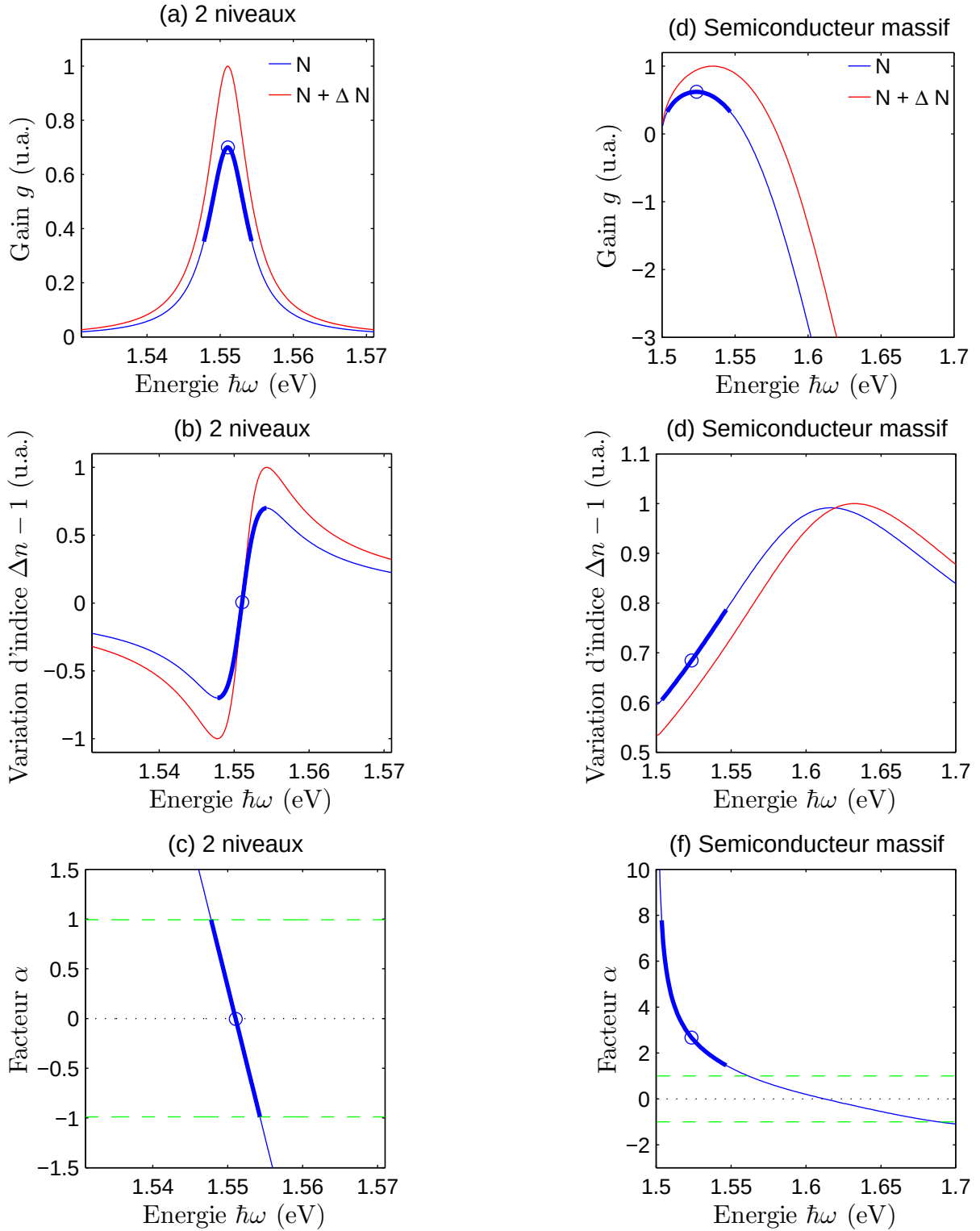


FIGURE II.7 – Spectres respectifs du gain g , de la variation d'indice associée $\Delta n - 1$, et du facteur α pour un système à deux niveaux (a-c) et pour un semi-conducteur massif (d-f). Nous avons surligné en gras la portion des courbes se trouvant dans la bande passante du gain. Nous avons tracé les courbes en bleu (—) à $N = 2.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et les courbes en rouge (—) à $N + \Delta N = 2.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Les courbes de gain et d'indice sont normalisées par la valeur maximale. Nous avons indiqué la plage de valeurs prises par le facteur α dans la bande passante (à -3 dB) d'un système à deux niveaux sur le spectre du facteur α dans les semiconducteurs massifs (—). Les données utilisées sont regroupées dans le tableau II.1.

et au voisinage de $\bar{N}$ s'exprime alors :

$$\boxed{g(N) = g(\bar{N}) + a_{\bar{N}}(N - \bar{N}),} \quad (\text{II.30})$$

avec $a_{\bar{N}} = \frac{\partial g}{\partial N}|_{\bar{N}}$. De plus nous avons mis en évidence l'existence d'un fort couplage gain-indice induit par les porteurs dans les semi-conducteurs, et nous avons rappelé que l'origine de ce fort couplage réside dans l'asymétrie du spectre de gain dans les semi-conducteurs. Nous avons à présent tous les éléments théoriques pour déduire la susceptibilité optique d'un SOA à une longueur d'onde donnée dans le cadre du modèle phénoménologique. Le facteur α est supposé constant par rapport à la densité de porteurs, à une longueur d'onde donnée [60, 71, 74]. On admet alors que :

$$\chi_{\mathcal{R}} = \alpha \chi_{\mathcal{S}}. \quad (\text{II.31})$$

En utilisant l'Eq.II.20, on obtient ainsi **la susceptibilité optique d'un SOA à une longueur d'onde λ donnée dans le cadre du modèle phénoménologique** :

$$\boxed{\chi(N) = -\frac{n_{op}\lambda}{2\pi}(\alpha + i)g(N).} \quad (\text{II.32})$$

Ces deux équations sont la base du modèle que nous développons dans la partie suivante. Elles ont été déduites pour les semi-conducteurs massifs mais elles restent valables pour les semi-conducteurs à puits quantique.

II.3 Emission spontanée et recombinaisons non-radiatives

Nous nous intéressons à présent aux autres types de recombinaisons, à savoir spontanées et non-radiatives.

II.3.a. Emission spontanée

On désigne par R_{sp} le taux de recombinaisons spontanées des paires électron-trou. Le taux peut s'écrire [62] :

$$R_{sp} = BPN, \quad (\text{II.33})$$

où B est la probabilité de recombinaisons spontanées bimoléculaires dans le semi-conducteur, N la densité d'électrons et P la densité de trous. Pour un matériau peu dopé, on a $N = P$ et donc [62] :

$$R_{sp} = BN^2. \quad (\text{II.34})$$

Pour la famille de matériaux InGaAsP, B est de l'ordre de $10^{-10} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ [61].

II.3.b. Recombinaisons non radiatives

On peut distinguer deux types principaux de recombinaisons non radiatives pour les semi-conducteurs à grandes longueurs d'onde ($> 1 \mu\text{m}$) [60] :

- les recombinaisons de type Auger, qui sont généralement prédominantes. Durant une recombinaison Auger, l'énergie libérée par la recombinaison électron-trou est transférée à une autre particule (électron ou trou), qui est alors dans un état excité haut en énergie

dans sa bande. Cette particule se désexcite ensuite pour atteindre l'équilibre thermique en donnant son énergie aux phonons. Le taux de recombinaison associé peut ainsi s'exprimer dans un matériau peu dopé [62] :

$$R_{Au} = CN^3, \quad (\text{II.35})$$

où C est une constante de l'ordre de $3.10^{-29} \text{ cm}^{-6}\text{s}^{-1}$ [61].

- les recombinaisons de type Shockley-Read-Hall font intervenir des défauts situés dans la bande interdite. Le taux de recombinaisons associé est proportionnel à la densité de porteurs et peut s'exprimer ainsi [62] :

$$R_{SRH} = AN, \quad (\text{II.36})$$

où A est une constante de l'ordre de 2.10^8 s^{-1} [61].

II.3.c. Conclusion : durée de vie spontanée des porteurs

Nous avons passé en revue les principaux types de recombinaisons spontanées et non radiatives. On appelle τ_s la durée de vie spontanée des porteurs. On a donc par définition :

$$\frac{N}{\tau_s} = R_{sp} + R_{SRH} + R_{Au}. \quad (\text{II.37})$$

La durée de vie spontanée des porteurs s'exprime donc ainsi :

$$\boxed{\frac{1}{\tau_s} = A + BN + CN^2.} \quad (\text{II.38})$$

Cette équation sera utilisée dans le modèle que nous développons dans la partie suivante.

II.4 Equations de propagation en présence de CPO dans un SOA

Les différents rappels théoriques de la partie précédente vont nous permettre d'introduire le concept d'oscillations cohérentes de population (CPO¹), et de mettre en place le modèle de propagation en présence de CPO dans un SOA. L'originalité de la démarche réside dans notre volonté de développer un modèle valable quelles que soient les conditions d'utilisation (courant injecté, puissance optique incidente), tout en ayant un minimum de paramètres non issus d'une mesure expérimentale. Le modèle ainsi développé sera à la base de toutes les simulations numériques présentées au cours de cette thèse. Nous concluons en analysant les courbes de gain et de dispersion induites par les CPO dans un SOA.

II.4.a. Saturation optique et oscillations cohérentes de population

Dans les systèmes à 2 niveaux

Les oscillations cohérentes de population² ont été initialement étudiées dans le cadre de la théorie du fonctionnement multimode des lasers à gaz [75, 76], où il a été mis en évidence que des "pulsations de population" sont générées aux multiples de l'intervalle spectral libre du laser, induisant une contribution à la saturation croisée entre modes. La première étude théorique dédiée spécifiquement aux CPO dans les systèmes à 2 niveaux remonte à 1967 [44]. Schwarz et Tan ont montré qu'en présence d'une pompe de forte intensité à la fréquence ω_0 , le spectre d'absorption d'un milieu absorbant à élargissement homogène, pour une sonde d'intensité faible, présente un creux spectral centré à ω_0 , et de demi-largeur à mi-hauteur T_1^{-1} . Cette étude a été reprise dans un cadre plus général par Sargent dans [77], qui en donne une interprétation simple sous le nom de "creux cohérent" (*coherent dip* en anglais).

Ce phénomène peut effectivement s'expliquer assez simplement : considérons un milieu à gain, assimilé à un système à deux niveaux, en présence d'une pompe à la fréquence ω_0 , et d'une sonde à $\omega_0 + \Omega$. L'intensité optique totale est alors modulée en amplitude à Ω . Dans un premier temps, considérons que Ω est très inférieur à T_1^{-1} . Comme nous l'avons illustré sur la Fig. II.8(a), l'intensité de la pompe étant élevée, l'intensité optique totale va plus ou moins saturer le milieu : l'inversion de population est donc modulée en opposition de phase par rapport à l'intensité optique incidente. Cela implique que le gain est lui aussi modulée en opposition de phase. On observe alors en sortie une réduction de la profondeur de modulation de l'intensité optique. En revanche, lorsque Ω est très supérieur à T_1^{-1} , la population du niveau excité a une dynamique trop lente pour percevoir la modulation rapide de l'intensité optique. Ainsi, l'inversion de population et le gain ne sont pas modulés, et la profondeur de modulation de l'intensité optique n'est pas réduite à la sortie du milieu (Fig. II.8(b)). Ainsi, le spectre du gain optique de la sonde présente un creux spectral centré à ω_0 et de demi-largeur à mi-hauteur T_1^{-1} (Fig. II.9(a)). Un raisonnement similaire peut être conduit pour le spectre d'absorption d'un milieu absorbant.

Les premières observations expérimentales du creux spectral induit par CPO ont été rapportées au début des années 1980 dans le cas de $\text{Sm}^{+2} : \text{CaF}_2$ [78] et dans le rubis [79]. La courbe de

1. Acronyme venant de l'anglais *Coherent Population Oscillations*.

2. L'origine historique et la signification du terme "oscillations cohérentes de population" sont proposées dans la note 2 située en bas de la page 67.

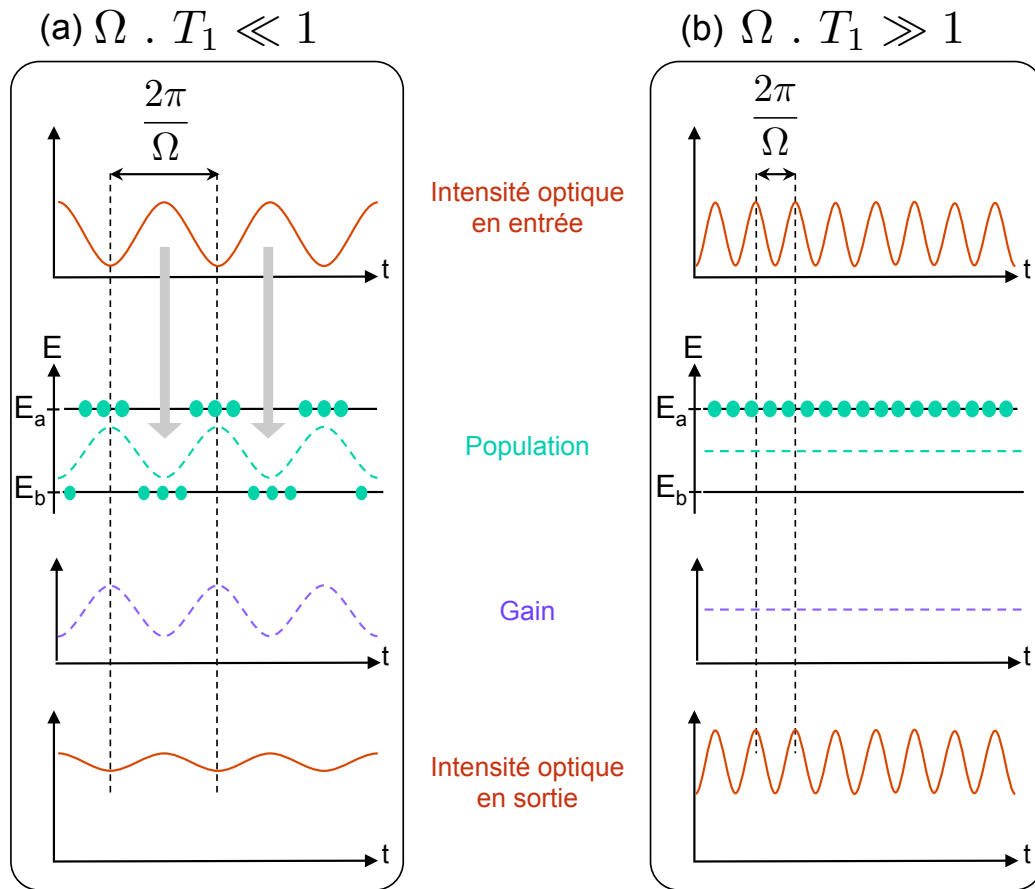


FIGURE II.8 – Principe des oscillations cohérentes de population (CPO), illustré dans un milieu à gain à deux niveaux. Nous avons représenté l'évolution temporelle de l'intensité optique entrante, de la différence de populations, du gain associé et de l'intensité optique sortante, (a) à basse fréquence, lorsque Ω est inférieur à T_1^{-1} et (b) à haute fréquence, lorsque Ω est supérieur à T_1^{-1} .

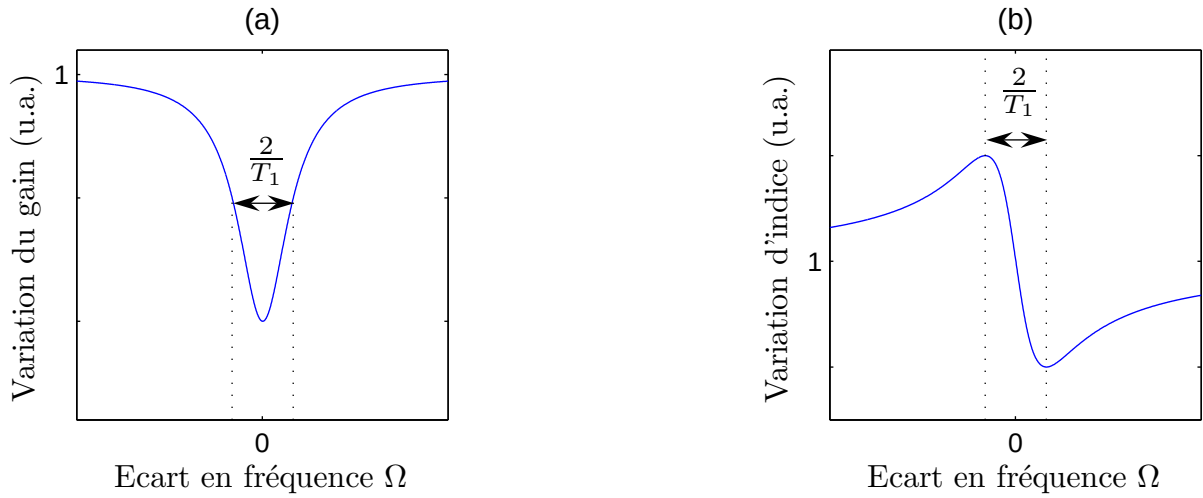


FIGURE II.9 – (a) Variation du gain vu par la sonde dans un milieu à gain assimilé à un système à deux niveaux, en présence de CPO, en fonction de son écart en fréquence Ω avec la pompe. (b) Variation d'indice vue par la sonde dans un milieu à gain assimilé à un système à deux niveaux, en présence de CPO, en fonction de son écart en fréquence Ω avec la pompe.

dispersion associée par les relations de Kramers-Konig à ce creux spectral a été théoriquement étudiée dans [80]. Nous l'avons représentée sur la Fig. II.9(b) : sur une fenêtre centrée à ω_0 et de largeur $2T_1^{-1}$, la dispersion présente une variation rapide en fonction de la fréquence. Nous avons montré, dans le chapitre I, que cela est associé à de la lumière dite “lente” ou “rapide”, selon le signe de la pente de la courbe de dispersion. Dans le cas décrit sur la Fig. II.9, le creux spectral dans le gain est associé à de la lumière rapide. Rappelons qu'en 2003, Bigelow et al. ont expérimentalement montré qu'il était possible d'utiliser cette dispersion due aux CPO dans le rubis pour ralentir la lumière jusqu'à $57,5 \text{ ms}^{-1}$ à température ambiante [12]. Néanmoins, la bande passante était limitée à T_1^{-1} soit 36 Hz.

Dans les semi-conducteurs

La durée équivalente de T_1 dans les semi-conducteurs est la durée de vie spontanée des porteurs τ_s , qui est proche de la nanoseconde. Ainsi, comme nous l'avons évoqué au chapitre I, l'un des avantages d'utiliser les CPO dans les semi-conducteurs est de contrôler la vitesse de groupe de la lumière sur une bande passante proche du GHz.

Les CPO dans les semi-conducteurs ont aussi été initialement étudiées dans le cadre du fonctionnement multimode des lasers à semi-conducteurs. Bogatov et al. ont été les premiers à observer en 1975 que les CPO conduisent à une interaction asymétrique entre les modes spectraux d'un laser à semi-conducteurs, ce qui favorise le mode qui est à la plus grande longueur d'onde lorsque le courant d'injection est suffisamment élevé. Ils ont qualifié cette asymétrie “d'anormale”, car elle est spécifique aux lasers à semi-conducteurs, et donc non observée dans les autres types de lasers. Ils ont montré théoriquement que l'existence de cette interaction asymétrique est liée à la valeur non nulle du facteur α dans les lasers à semi-conducteurs. Agrawal a étudié théoriquement en 1988 les CPO dans un amplificateur à semi-conducteurs [74]. Son étude confirme que la courbe de gain de la sonde est asymétrique à cause du facteur

α , et diffère ainsi de la réponse classique des systèmes à deux niveaux.

Ainsi, afin d'étudier les CPO dans les amplificateurs à semi-conducteurs et de mettre en évidence les différences entre les CPO dans les semi-conducteurs et les systèmes à deux niveaux, nous allons établir dans les paragraphes suivants les équations de propagation dans un SOA en présence de CPO, dans le cadre du modèle phénoménologique que nous avons introduit dans la partie II.2. Le but étant d'utiliser ce modèle pour les simulations des expériences que nous présenterons dans les chapitres III et IV, nous veillerons à développer un modèle valable quelles que soient les conditions d'utilisation (courant injecté, puissance optique incidente), tout en ayant un minimum de paramètres non issus d'une mesure expérimentale. Une fois ce modèle établi, nous analyserons dans la partie II.5 les courbes de gain et de dispersion induites par les CPO dans un SOA.

II.4.b. Modèle phénoménologique des CPO dans les SOAs

Le but de ce paragraphe est d'établir les équations de propagation du champ électromagnétique dans un SOA en présence de CPO. Nous considérons que tous les champs ont des polarisations colinéaires. Nous supposons que le SOA ne guide que le mode TE, dont le profil transversal est noté $U(x, y)$. Les champs se propagent selon la direction longitudinale du SOA orientée selon l'axe z . Dans le cas où tous les champs gardent la même polarisation linéaire, il est possible de montrer à partir des équations de Maxwell que le champ électromagnétique total $\mathcal{E}$ vérifie l'équation d'onde scalaire suivante :

$$\nabla^2 \mathcal{E} - \frac{n_{op}^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{P}}{\partial t^2}, \quad (\text{II.39})$$

où $\mathcal{P}$ est la polarisation non linéaire. Nous rappelons que n_{op} est l'indice de réfraction du SOA, ϵ_0 la permittivité du vide et c la célérité de la lumière dans le vide. Le champ électromagnétique total $\mathcal{E}$ peut s'écrire :

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = U(x, y) \sum_{p=-1,0,1} E_p(z) e^{i(k_p z - \omega_p t)}, \quad (\text{II.40})$$

avec k_p la norme du vecteur d'onde. Dans ce chapitre, nous considérons seulement trois champs copropagatifs : une porteuse optique de fréquence ω_0 , dont l'amplitude lentement variable est notée E_0 ; et les deux bandes latérales de modulation, de fréquences $\omega_{\pm 1} = \omega_0 \pm \Omega$, dont les amplitudes lentement variables sont notées $E_{\pm 1}$. On décompose de même la polarisation liée au milieu à gain $\mathcal{P}$:

$$\mathcal{P}(x, y, z, t) = U(x, y) \sum_{p=-1,0,1} P_p(z) e^{i(k_p z - \omega_p t)}. \quad (\text{II.41})$$

Ces trois équations nous permettent de déduire l'équation d'onde scalaire à une dimension dans le cadre de l'approximation de l'enveloppe lentement variable, en multipliant l'équation (II.39) par le conjugué de $U(x, y)$, et en intégrant sur les dimensions transverses x et y :

$$\frac{dE_j}{dz} = \frac{i \omega_j \Gamma}{\epsilon_0 c n_{op}} P_j, \quad (\text{II.42})$$

où n_{op} est l'indice effectif du mode considéré. Le facteur de confinement Γ prend en compte le fait que $P_j = 0$ en dehors de la zone active. Comme nous l'avons expliqué dans la partie II.1.b., il est défini comme la fraction de l'aire du mode optique dans la zone active.

Nous nous plaçons au voisinage de la fréquence de la porteuse E_0 , c'est-à-dire que nous considérons que l'écart en fréquence entre les champs est inférieur ou comparable à la durée de vie spontanée des porteurs τ_s : $\Omega\tau_s \lesssim 1$. La polarisation totale P liée au SOA peut s'écrire :

$$P = \epsilon_0 \chi(N) E, \quad (\text{II.43})$$

avec $\chi(N)$ la susceptibilité optique du SOA au voisinage de ω_0 . Nous avons montré dans la partie II.2 qu'il était alors possible de se placer dans le cadre du modèle phénoménologique, et que la susceptibilité $\chi(N)$ était donnée dans ce cas par l'équation (II.32) :

$$\chi(N) = -\frac{n_{op} c}{\omega_0} (\alpha + i) g(N), \quad (\text{II.44})$$

où le gain matériau $g(N)$ est supposé linéaire au voisinage de la densité de porteurs moyenne $\bar{N}$ (Eq.(II.31)).

Pour décrire le milieu à gain, nous nous plaçons dans le cadre de l'équation de bilan¹, c'est-à-dire que nous ne considérons que les effets de population, et que nous négligeons la dynamique propre des cohérences. Cela est justifié car $T_2 \ll \tau_s$ et $T_2^{-1} \gg \Omega$, étant donné que le temps de relaxation des cohérences T_2 est de l'ordre de 0,1 ps (soit $T_2^{-1}/(2\pi) = 1500$ GHz).² L'équation de bilan décrit les mécanismes par lesquels les porteurs sont générés ou perdus dans la région active [60] :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_s} - \frac{g(N)|E|^2}{\hbar\omega_0} + D\nabla^2 N, \quad (\text{II.45})$$

Le premier terme correspond à l'injection de porteurs par le courant de biais du SOA, noté I . Le second terme correspond aux recombinaisons non radiatives et à l'émission spontanée. Le troisième terme correspond à l'émission stimulée, et enfin le dernier terme décrit la diffusion des porteurs. q est la charge de l'électron, V est le volume de la zone active, et D est le coefficient

1. en anglais *rate equation*.

2. Il est intéressant de remarquer que ces mêmes hypothèses ont été faites pour analyser les CPO dans les milieux atomiques à niveaux discrets, que ce soit lors de la première observation des CPO [78] ou les premières observations de lumière lente dans les cristaux dopés [12]. Le formalisme de la matrice densité qu'introduisent les différents auteurs se réduit de même à une équation de bilan. Ainsi, cela met en évidence que le terme "cohérent" des "oscillations cohérentes de population" peut être trompeur car il ne se réfère pas aux "cohérences" atomiques mais au fait que, comme Sargent l'a décrit dans [77], le battement entre une pompe et une sonde décalés en fréquence par Ω crée des pulsations de population à la fréquence Ω si $\Omega\tau_s \ll 1$, qui interfèrent de manière "cohérente" avec la sonde. Cela est à comprendre au sens premier du terme, à savoir que les pulsations de population donnent naissance à des interférences avec la sonde incidente, du fait de l'existence d'une relation de phase définie. En effet nous avons expliqué que le gain vu par la sonde et induit par pulsations de population, est à basse fréquence en opposition de phase avec le battement engendré par la sonde et la pompe (voir la Fig. II.8). Nous avons montré que cela génère un creux spectral dans le gain vu par la sonde, que Sargent nomme alors "creux cohérent" (voir la Fig. II.9). Quelques années plus tard, les pulsations de population générées par ce mécanisme sont nommées "oscillations cohérentes de population" ou CPO. Le premier papier y faisant référence sous ce vocable semble être Lee et al. en 1980 [78]. Le formalisme de la matrice densité, et donc la prise en compte de la dynamique des cohérences atomiques, n'est nécessaire pour étudier les pulsations de population que lorsque l'écart en fréquence Ω entre les différents champs est supérieur ou comparable à T_2 , ou lorsque l'hypothèse $T_2 \ll T_1$ n'est plus valable. Cependant les mécanismes en jeu sont alors très différents de celui impliqué dans les CPO. Ils impliquent des processus intrabandes tels que le *spectral hole burning*. Ces cas sont traités par exemple dans les semi-conducteurs par Agrawal dans [74], et dans les milieux à niveaux discrets par Boyd dans [80].

de diffusion. Le gain $g(N)$ peut être supposé identique pour tous les champs puisque l'écart en fréquence entre les différents champs, Ω , est bien inférieur à la bande passante du gain : $\Omega T_2 \ll 1$. La longueur de diffusion $\sqrt{D\tau_s}$ est de l'ordre de $2 - 3 \mu\text{m}$, et donc bien supérieure à la demi-longueur d'onde λ/n_{op} . De plus la diffusion des porteurs dans la dimension transverse est limitée car la largeur de zone active est en générale plus petite que la longueur de diffusion. Ainsi, la densité de porteurs peut être considérée comme spatialement homogène (même en présence d'ondes stationnaires). L'équation de bilan peut donc s'écrire :

$$\left[\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_s} - \frac{g(N) \langle |E|^2 \rangle}{\hbar\omega_0} \right], \quad (\text{II.46})$$

où $\langle . \rangle$ correspond à une moyenne sur le volume de la zone active. Afin d'alléger la notation, nous omettrons cette moyenne dans la suite du manuscrit.

Nous considérons à présent que la porteuse optique E_0 a une puissance grande par rapport aux bandes latérales de modulation $E_{\pm 1}$. Ainsi l'intensité optique peut s'écrire :

$$|E|^2 = M_0(z) + M_1(z)e^{-i\Omega t} + c.c. \quad (\text{II.47})$$

M_0 est la composante continue de l'intensité, et $M_1 = E_0 E_{-1}^* + E_1 E_0^*$ est le terme de battement entre les champs à la fréquence Ω . (*) désigne le complexe conjugué. Notons que la fréquence de modulation Ω est typiquement comprise entre 100 kHz à 30 GHz dans ce manuscrit. Comme nous l'avons déjà expliqué, la modulation de l'intensité optique induit des CPO, soit une modulation de la densité de porteurs. Cela est visible directement à partir de l'équation de bilan (II.46). La densité de porteurs s'écrit donc :

$$N(z, t) = \bar{N}(z) + N_1(z)e^{-i\Omega t} + c.c. \quad (\text{II.48})$$

De plus, étant donné que nous supposons le gain matériau $g(N)$ linéaire autour de $\bar{N}$ (Eq. (II.31)), nous pouvons écrire :

$$g(z, t) = \bar{g}(z) + g_1(z)e^{-i\Omega t} + c.c., \quad (\text{II.49})$$

avec :

$$\begin{aligned} \bar{g}(z) &= g(\bar{N}(z)), \\ g_1(z) &= aN_1(z). \end{aligned}$$

Nous avons allégé la notation du gain différentiel par rapport à l'équation (II.31) en remplaçant $a_{\bar{N}}$ par a , mais gardons à l'esprit que nous avons montré que a dépend de la densité de porteurs moyenne $\bar{N}$ dans un SOA. En réinjectant les équations (II.47), (II.48) et (II.49) dans l'équation de bilan (II.46), nous obtenons la variation de la densité de porteurs N_1 et donc la variation du gain g_1 à la fréquence Ω :

$$g_1 = aN_1 = \frac{-\bar{g}M_1/I_s}{1 + M_0/I_s - i\Omega\tau_s}, \quad (\text{II.50})$$

où I_s est l'intensité de saturation définie par :

$$I_s = \frac{\hbar\omega_0}{a\tau_s}. \quad (\text{II.51})$$

Nous avons ainsi l'expression du gain matériau, ce qui va nous permettre de déduire les équations de propagation dans le SOA.

A partir de l'équation (II.42) et de l'expression du gain matériau déduite de l'équation de bilan (II.46), nous obtenons aisément les équations de propagation pour les composantes E_0 , E_1 et E_{-1} du champ :

$$\begin{aligned}\frac{dE_0}{dz} &= -\frac{1}{2}\gamma E_0 + \frac{1-i\alpha}{2} \Gamma \bar{g} E_0, \\ \frac{dE_1}{dz} &= -\frac{1}{2}\gamma E_1 + \frac{1-i\alpha}{2} (\Gamma \bar{g} E_1 + \Gamma g_1 E_0), \\ \frac{dE_{-1}}{dz} &= -\frac{1}{2}\gamma E_{-1} + \frac{1-i\alpha}{2} (\Gamma \bar{g} E_{-1} + \Gamma g_1^* E_0).\end{aligned}\tag{II.52}$$

Nous avons introduit le coefficient γ afin de prendre en compte les pertes linéiques du SOA, que nous supposons être les mêmes pour les trois composantes du champ compte tenu de leur proximité spectrale.

Il est important de se rappeler que les paramètres suivants dépendent de la densité de porteurs moyenne $\bar{N}$:

- le gain différentiel a et le gain matériau moyen $\bar{g}$: nous avons en effet montré que l'approximation linéaire du gain matériau par rapport à la densité de porteurs N n'est valable que localement dans un SOA (Eq. (II.31), voir la partie II.2),
- la durée de vie spontanée des porteurs τ_s : nous avons montré sa dépendance par rapport à la densité de porteurs moyenne $\bar{N}$ dans l'équation (II.38) (voir le paragraphe II.3),
- l'intensité de saturation I_s , puisqu'elle dépend de a et τ_s par définition (Eq.(II.51)).

Ainsi, via la densité de porteurs moyenne $\bar{N}$, ces paramètres dépendent de z , du courant de biais I et de la puissance optique incidente P_{in} . Or le courant de biais I et la puissance optique incidente P_{in} vont varier sur une large gamme dans les expériences que nous décrirons dans la suite de ce manuscrit, puisque ce sont les deux paramètres permettant de contrôler le retard ou le déphasage introduit par CPO. De plus, nous allons utiliser des SOAs fortement saturés, avec de forts gains, ce qui implique de grandes variations longitudinales de la densité de porteurs moyenne. Or, dans la littérature, la plupart des modèles considèrent a , τ_s et I_s comme constants, ce qui limite d'une part la précision du modèle à un courant et une puissance optique incidente donnés, et ce qui limite drastiquement d'autre part les plages de courant de biais et de puissance optique incidente pour lesquelles le modèle est valable. Ainsi, pour développer un modèle valable pour une large plage de courants et de puissances optiques incidentes, il est nécessaire de développer une méthode permettant de connaître a priori les dépendances de la densité de porteurs moyenne $\bar{N}$, et donc de a , τ_s , $\bar{g}$ et I_s , en fonction de z , du courant de biais I et de la puissance optique incidente P_{in} . Le parti pris n'est évidemment pas de revenir à des modèles plus compliqués tels que celui issu du formalisme de la matrice densité, mais d'essayer de déduire un maximum d'informations grâce à des caractérisations expérimentales préalables facilement réalisables. Le paragraphe suivant explique les méthodes que nous avons mises en œuvre.

II.4.c. Modèle développé pour les simulations

Nous allons présenter dans ce paragraphe le modèle que nous avons développé pour nos simulations. Le but recherché est de limiter au maximum les paramètres non géométriques inconnus, c'est-à-dire non issus d'une mesure expérimentale. En particulier, nous souhaitons développer une méthode permettant de connaître a priori les dépendances de la densité de porteurs moyenne $\bar{N}$, et donc de a , τ_s , $\bar{g}$ et I_s , en fonction de z , du courant de biais I , et de la puissance optique incidente P_{in} .

Notre idée principale est que $\bar{N}$, et donc a , τ_s , $\bar{g}$ et I_s , peuvent être déterminés à partir du comportement de la composante continue de l'intensité optique M_0 , ce qui permet de déduire leur dépendance par une simple mesure de gain petit signal, comme nous allons le montrer.

Supposons que la puissance optique incidente P_{in} est très faible. Dans ce cas, l'émission stimulée est négligeable devant l'émission spontanée. Ainsi l'équation de bilan (II.46) s'écrit en régime permanent non saturé :

$$\frac{I}{q L S} = \frac{\bar{N}}{\tau_s}, \quad (\text{II.53})$$

où L est la longueur du SOA, S la surface transversale de la zone active (on a donc $V = S L$). De plus, nous supposons aussi que dans ce cas, la densité de porteurs moyenne $\bar{N}$ est constante le long du SOA, ce qui impose que l'ASE doit être négligeable dans le SOA considéré. Ces hypothèses signifient que l'émission spontanée amplifiée ne sature pas le gain. Dans ces conditions, une mesure du gain petit signal Γg_0 en fonction de I est équivalente, d'après l'équation (II.53) à une détermination de la dépendance du gain modal moyen $\Gamma \bar{g}$ avec $\bar{N}/\tau_s$.

Il nous manque alors une dernière relation entre $\frac{\bar{N}}{\tau_s}$ et M_0 , afin de déterminer la dépendance du gain modal moyen $\Gamma \bar{g}$ avec M_0 . En substituant $\Gamma g(\frac{\bar{N}}{\tau_s})$ dans l'équation de bilan (II.46) en régime permanent saturé, on obtient :

$$\frac{I}{q L S} - \frac{\bar{N}}{\tau_s} - \frac{\Gamma \bar{g}(\frac{\bar{N}}{\tau_s}) M_0}{\hbar \omega \Gamma} = 0, \quad (\text{II.54})$$

où I est à présent le courant de biais fixé dans les conditions de l'expérience.

Nous avons donc deux équations différentes entre $\Gamma \bar{g}$ et $\frac{\bar{N}}{\tau_s}$, celle issue de la mesure du gain petit signal en fonction de I et de l'équation (II.53), et celle correspondant à l'équation (II.54). Ainsi $\Gamma \bar{g}(z)$ et $\frac{\bar{N}}{\tau_s}(z)$ peuvent être extraits en fonction de l'intensité locale $\frac{M_0(z)}{\Gamma}$ et du courant de biais I .

Il nous reste à exprimer $\bar{N}$ en fonction de $\frac{M_0(z)}{\Gamma}$ et I . Cela est équivalent à exprimer $\bar{N}$ en fonction de $\frac{\bar{N}}{\tau_s}$, puisque $\frac{\bar{N}}{\tau_s}$ est connu en fonction de $\frac{M_0(z)}{\Gamma}$ et I . Or nous avons vu dans le paragraphe II.3.c. que :

$$\frac{\bar{N}}{\tau_s} = A \bar{N} + B \bar{N}^2 + C \bar{N}^3. \quad (\text{II.55})$$

Nous rappelons que A , B , et C , sont respectivement les coefficients de recombinaisons non-radiatif dus à des défauts, radiatif spontanée et Auger.

En utilisant l'équation (II.55) et le fait que nous avons montré que $\Gamma \bar{g}$ et $\frac{\bar{N}}{\tau_s}$ peuvent être exprimés en fonction de $\frac{M_0(z)}{\Gamma}$ et I seulement, nous pouvons donc conclure que $\bar{N}$, $\Gamma a = \Gamma \frac{\partial g}{\partial \bar{N}}$, et $\frac{I_s}{\Gamma} = \frac{\hbar \omega_0}{\Gamma a \tau_s}$ peuvent aussi être écrits comme des fonctions de $\frac{M_0(z)}{\Gamma}$ et I seulement.

Ainsi, en faisant une mesure préalable, à la longueur d'onde d'utilisation, du gain petit

signal en fonction du courant de biais, il est possible de réduire considérablement les paramètres inconnus des équation de propagation (II.52) et de l'équation de bilan (II.46). Les conditions initiales, le courant de biais I et la puissance d'entrée P_{in} , sont supposées connues. A noter qu'il est aussi nécessaire de mesurer les pertes du composant afin de connaître l'intensité optique dans la première tranche du composant et en sortie du composant, ainsi que le coefficient γ . Ainsi, il ne nous reste plus que des paramètres géométriques (L , S), qui sont connus par le fabricant, et des paramètres indépendants des conditions initiales, à savoir les coefficients de recombinaison A , B et C et le facteur α . Ces quatre derniers paramètres, une fois ajustés avec une série de mesures (voir chapitre III), sont fixés pour toutes les simulations qui suivent dans le manuscrit.

Pour conclure, l'apport de ce modèle, issu du modèle phénoménologique, est de prendre en compte la saturation au cours de la propagation et de répercuter "automatiquement" l'effet de cette saturation sur des paramètres clés tels que la densité de porteurs moyenne $\bar{N}(z)$, le gain différentiel $\Gamma a(z)$, la durée de vie spontanée des porteurs $\tau_s(z)$, le gain modal moyen $\Gamma \bar{g}(z)$ et l'intensité de saturation $I_s(z)$. De plus, l'adaptation "automatique" de ces paramètres en fonction de la saturation est obtenue par une simple mesure préalable du gain modal petit signal en fonction du courant de biais à la longueur d'onde d'utilisation. Enfin, le troisième avantage de ce modèle est que les paramètres inconnus restant sont peu nombreux, et indépendants du courant de biais I et de la puissance optique incidente P_{in} : les paramètres géométriques (L , S) sont connus par les fabricants ; les coefficients de recombinaison A , B ¹ et C et le facteur α ² sont donc les seuls réels paramètres d'ajustement. Une fois les paramètres d'ajustement déduits d'une série de mesures, ce modèle est donc valable pour une large plage de conditions initiales (courant de biais I et puissance optique incidente P_{in}). Un modèle généralisé prenant en compte la présence d'harmoniques (générées par une forte modulation ou des non-linéarités) est présenté dans la partie III.5. Dans le chapitre III, nous mettrons en évidence la pertinence de notre modèle pour simuler de nos expériences.

Dans la dernière partie de ce chapitre théorique, nous allons utiliser les équations de propagation dans un SOA, que nous venons d'établir, afin d'étudier le gain et la dispersion induits par CPO dans un SOA. En quoi ces spectres de gain et de dispersion sont-ils "anormaux" dans un semi-conducteur, comme les qualifiait Bogatov [70] ?

II.5 Gain et dispersion induits par CPO dans un SOA

Nous allons dans un premier temps mettre en évidence les différences entre le gain et la dispersion induits par CPO dans un SOA et ceux induits par un système à deux niveaux. Cela nous permettra dans un second temps d'interpréter les différences des propriétés de propagation d'un signal RF sur porteuse optique selon son format de modulation.

1. B n'est pas rigoureusement indépendant de $\bar{N}$. Il est connu que le coefficient bimoléculaire B peut être considéré comme linéairement dépendant de $\bar{N}$: $B \simeq B_0 - B_1 \bar{N}$ [60]. Cependant cette dépendance est automatiquement intégrée dans les valeurs effectives du couple (B, C) déduits par ajustement des simulations à une série de mesures.

2. α n'est pas rigoureusement indépendant de $\bar{N}$ (soit du courant de biais I) [72, 81–84]. Néanmoins l'hypothèse centrale du modèle phénoménologique, sur lequel on se base, est qu'il est constant. En effet, il faut partir de cette hypothèse pour obtenir la susceptibilité donnée par l'équation (II.32) : $\chi(N) = -\frac{n_{op}c}{\omega_0}(\alpha + i)g(N)$. On négligera donc cette dépendance.

II.5.a. Effet des CPO sur le gain et la dispersion d'un champ sonde

Dans cette partie, nous allons analyser comment l'indice de réfraction et le gain vus par une sonde E_1 de faible intensité sont modifiés en présence d'une pompe E_0 de forte intensité, en prenant en compte les CPO. Nous allons dans un premier temps obtenir les variations de gain et d'indice dans un matériau semi-conducteur en utilisant les équations de propagation établies dans la partie II.4. Puis nous allons énoncer les variations de gain et d'indice dans un matériau assimilé à un système à deux niveaux. Enfin, nous serons en mesure de comparer la réponse des deux types de matériau.

Dans un semi-conducteur

La polarisation induite à la fréquence de la sonde E_1 peut être obtenue à partir des équations (II.43), (II.44), (II.50) et (II.49), et mise sous la forme suivante [74] :

$$P_1 = \epsilon_0 \chi_s E_1 + \epsilon_0 \chi_{\text{FWM}} E_{-1}^*, \quad (\text{II.56})$$

avec

$$\chi_s = -\frac{n_{op} c}{\omega_0} (\alpha + i) \bar{g} \left(1 - \frac{S_0}{1 + S_0 - i\Omega\tau_s} \right), \quad (\text{II.57})$$

$$\chi_{\text{FWM}} = -\frac{n_{op} c}{\omega_0} (\alpha + i) \bar{g} \left(\frac{-E_0^2/I_s}{1 + S_0 - i\Omega\tau_s} \right), \quad (\text{II.58})$$

où $S_0 = M_0/I_s$ a été introduit pour alléger les notations. Le terme χ_{FWM} est responsable du mélange à quatre ondes (FWM¹). Dans ce paragraphe, nous ne nous intéressons qu'au terme χ_s . χ_s induit une variation $\Delta\epsilon$ de la permittivité diélectrique, ce qui peut être utilisé pour calculer la variation d'indice Δn et le gain g_s de la sonde :

$$\chi_s = \Delta\epsilon = 2n_{op} \left(\Delta n - i \frac{c}{2\omega_0} g_s \right). \quad (\text{II.59})$$

En utilisant les équations (II.58) et (II.59), nous obtenons la variation d'indice et le gain de la sonde en présence d'une pompe de forte intensité dans un matériau semi-conducteur [74] :

$$\Delta n^{\text{SOA}} = \Delta n_0 \left(1 - S_0 \frac{\alpha(1 + S_0) - \Omega\tau_s}{(1 + S_0)^2 + (\Omega\tau_s)^2} \right), \quad (\text{II.60})$$

$$g_s^{\text{SOA}} = \bar{g} \left(1 - S_0 \frac{(1 + S_0) - \alpha\Omega\tau_s}{(1 + S_0)^2 + (\Omega\tau_s)^2} \right), \quad (\text{II.61})$$

où $\Delta n_0 = \frac{-\bar{g}c}{2\omega_0}$ est le changement d'indice associé au gain $\bar{g}^2$. Le second terme de chacune de ces équations est induit par la présence de CPO. Δn^{SOA} et g_s^{SOA} sont tracés en rouge sur la figure II.10. Il est intéressant de remarquer que l'amplitude du terme lié aux CPO est contrôlée par $\bar{g}$ et S_0 , soit par le courant de biais et l'intensité optique de la pompe.

1. Acronyme venant de l'anglais *Four-Wave Mixing*.

2. Les spectres du gain moyen $\bar{g}$ et de la variation d'indice moyenne Δn_0 sont étudiés dans la partie II.2.c et tracés sur les figures II.7(d)(e) page 60

Comparaison entre les semi-conducteurs et les systèmes à deux niveaux

On peut de même obtenir la variation d'indice et le gain de la sonde en présence d'une pompe de forte intensité dans un matériau assimilé à un système à deux niveaux. On considère que la fréquence de la pompe est égale à la fréquence de la transition. On obtient à partir des équations présentées dans [12] :

$$\Delta n^{2\text{niv}} = \Delta n_0 \left(1 + S_0 \frac{\Omega T_1}{(1 + S_0)^2 + (\Omega T_1)^2} \right), \quad (\text{II.62})$$

$$g_s^{2\text{niv}} = \bar{g} \left(1 - S_0 \frac{(1 + S_0)}{(1 + S_0)^2 + (\Omega T_1)^2} \right), \quad (\text{II.63})$$

avec $S_0 \equiv \Omega_{\text{Rabi}} T_1 T_2$ l'intensité de la pompe normalisée, Ω_{Rabi} la fréquence de Rabi, T_1 la durée de vie des populations et T_2 la durée de vie des cohérences. $\Delta n^{2\text{niv}}$ et $g_s^{2\text{niv}}$ sont tracés en bleu sur la figure II.10.

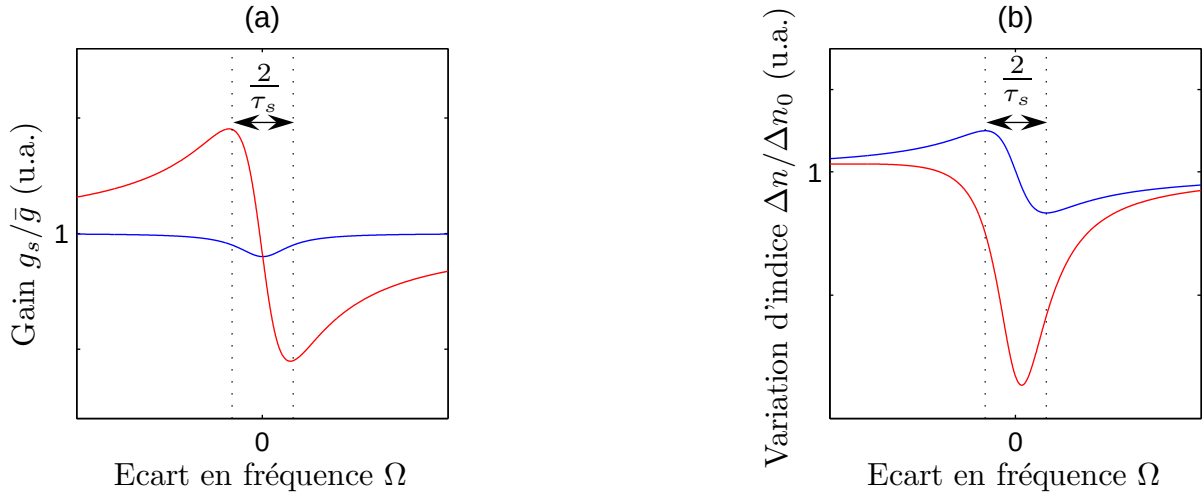


FIGURE II.10 – (a) Gain de la sonde normalisé $g_s/\bar{g}$. (b) Variation d'indice normalisée $\Delta n/\Delta n_0$. En bleu pour un système à deux niveaux ($\alpha = 0$). En rouge pour un semi-conducteur ($\alpha = 5$). On a supposé $\tau_s = T_1$.

On constate que l'on passe des expressions (II.60) et (II.61) valables dans un semi-conducteur aux expressions (II.62) et (II.63) valables dans un système à deux niveaux en remplaçant τ_s par T_1 et en annulant le facteur α . Cela est cohérent puisque comme nous l'avons mis en évidence dans la partie II.2.c., le facteur α est nul à la fréquence de la résonance d'un système à deux niveaux, alors que le facteur α est supérieur à 1 dans la bande passante du gain d'un semi-conducteur (voir la figure II.7 page 60).

La valeur élevée du facteur α dans les semi-conducteurs induit des changements importants sur les spectres de l'indice et du gain de la sonde par rapport à celles d'un système à deux niveaux, comme nous l'illustrons sur la figure II.10. En effet dans les équations (II.60) et (II.61), la contribution pondérée par la facteur α est dominante par rapport au second terme qui correspond à la réponse classique d'un système à deux niveaux. Ainsi le gain de la sonde est asymétrique dans les semi-conducteurs, comme l'avait mis en évidence Bogatov lors de son analyse des interactions des modes spectraux des lasers à semi-conducteurs [70]. De même, la dispersion induite par les CPO dans les SOAs a des propriétés très différentes de celles d'un

système à deux niveaux.

Analysons l'effet de cette spécificité des CPO dans les semi-conducteurs sur la propagation d'un signal RF sur porteuse optique.

II.5.b. Effet des CPO dans un SOA sur la propagation d'un signal RF sur porteuse optique

Dans cette partie, nous allons analyser successivement la propagation d'un signal RF sur porteuse optique dans un SOA en présence de CPO dans le cas d'une modulation à deux bandes latérales, et dans le cas d'une modulation en bande latérale unique. Il est important de noter qu'il s'agit des bandes latérales détectées. L'analyse qui suit est indépendante du nombre réel de bandes latérales de modulation à l'entrée ou se propageant dans le SOA.

Cas d'une modulation à deux bandes latérales

Considérons dans un premier temps la propagation d'un signal RF sur porteuse optique dans un SOA, dans le cadre d'une modulation à deux bandes latérales. L'intensité modulée à la fréquence RF, que nous appellerons par la suite signal RF, s'écrit alors :

$$M_1 = E_1 E_0^* + E_0 E_{-1}^*. \quad (\text{II.64})$$

Les équations de propagation (II.52) nous permettent de déduire que le signal RF M_1 se propage selon l'équation :

$$\frac{dM_1}{dz} = \left\{ -\gamma + \Gamma \bar{g} \left(1 - \frac{S_0}{1 + S_0 - i\Omega\tau_s} \right) \right\} M_1. \quad (\text{II.65})$$

Il est remarquable et inattendu que cette équation de propagation ne dépende pas du facteur α , qui est pourtant non nul dans un semi-conducteur ! Dans le cadre d'une modulation à deux bandes latérales, un signal RF sur porteuse optique dans un SOA se propage de manière identique que dans un milieu à deux niveaux où le facteur α est nul. En effet, lorsque les deux bandes latérales sont détectées, la contribution due à la présence d'un facteur α non nul s'annule puisque son effet est opposé sur les deux bandes latérales. Nous montrerons comment en tirer profit pour concevoir une ligne à retards accordables pour les signaux RF portés optiquement dans le chapitre suivant.

Cas d'une modulation à bande latérale unique

Considérons à présent la propagation d'un signal RF sur porteuse optique dans un SOA, dans le cadre d'une modulation avec une seule bande latérale. Le signal RF s'écrit alors soit :

$$M_1^B = E_1 E_0^*, \quad (\text{II.66})$$

ou bien

$$M_1^R = E_0 E_{-1}^*, \quad (\text{II.67})$$

suivant la bande latérale de modulation qui est supprimée. B désigne la bande latérale décalée vers les hautes fréquences ("bleu"), alors que R désigne la bande latérale décalée vers les basses fréquences ("rouge"). Les équations de propagation (II.52) nous permettent de déduire que le

signal RF M_1^B ou M_1^R se propage selon l'équation :

$$\frac{dM_1^B}{dz} = \left\{ \Gamma\bar{g} - \gamma + \frac{1-i\alpha}{2} \frac{-\Gamma\bar{g} S_0}{1+S_0-i\Omega\tau_s} \right\} M_1^B + \left\{ \frac{1-i\alpha}{2} \frac{-\Gamma\bar{g} S_0}{1+S_0-i\Omega\tau_s} \right\} M_1^R, \quad (\text{II.68})$$

$$\frac{dM_1^R}{dz} = \left\{ \Gamma\bar{g} - \gamma + \frac{1+i\alpha}{2} \frac{-\Gamma\bar{g} S_0}{1+S_0-i\Omega\tau_s} \right\} M_1^R + \left\{ \frac{1+i\alpha}{2} \frac{-\Gamma\bar{g} S_0}{1+S_0-i\Omega\tau_s} \right\} M_1^B. \quad (\text{II.69})$$

On constate que dans ce cas là, l'équation de propagation dépend du facteur α . Elle comporte un terme supplémentaire dû au mélange à quatre ondes (le dernier terme). Enfin, les équations de propagation sont différentes suivant la bande latérale de modulation qui est conservée à la détection. Les caractéristiques de propagation seront donc très différentes de celles obtenues dans le cadre d'une modulation avec deux bandes latérales. Nous les analyserons dans le chapitre suivant, et nous montrerons que l'on peut dans ce cas concevoir un déphaseur accordable pour les signaux RF portés optiquement.

II.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord décrit le principe de fonctionnement des amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA). Dans le cadre de l'étude des recombinaisons radiatives, nous avons déduit la susceptibilité optique des semi-conducteurs à partir de l'expression de la susceptibilité des systèmes à deux niveaux issue du formalisme de la matrice densité. Cela nous a permis de mettre en évidence l'origine et l'importance du couplage gain-indice dans les semi-conducteurs, et d'introduire le facteur α . Nous avons ensuite déduit les expressions du gain matériau et de la susceptibilité optique d'un SOA au voisinage d'une longueur d'onde donnée, dans le cadre du modèle phénoménologique. Cette démarche nous a permis de déterminer les conditions de validité de ce modèle approché. En particulier nous avons mis en évidence la dépendance du gain différentiel a et du gain matériau g avec la densité de porteurs $\bar{N}$. Dans le cadre de l'étude des recombinaisons radiatives spontanées et non radiatives, nous avons établi la dépendance de la durée de vie spontanée τ_s avec la densité de porteurs $\bar{N}$.

Dans un second temps, nous avons introduit le concept d'oscillations cohérentes de population (CPO). Nous avons établi les équations de propagation dans un SOA en présence de CPO. Nous avons mis en évidence que les CPO étaient présentes lorsque le SOA est en régime saturé. La densité de porteurs $\bar{N}$ varie au cours de la propagation dans le SOA. De plus elle dépend du courant de biais I et de la puissance optique incidente P_{in} , deux paramètres qui vont varier sur une large gamme dans nos expériences. Pour développer un modèle valable pour une large plage de courants et de puissances optiques incidentes, il a été nécessaire de développer une méthode permettant de connaître a priori les dépendances de la densité de porteurs moyenne $\bar{N}$, et donc de a , τ_s , $\bar{g}$ et I_s en fonction de z , du courant de biais I et de la puissance optique incidente P_{in} . Nous avons alors proposé une nouvelle démarche qui permet de prendre en compte la saturation au cours de la propagation et de répercuter "automatiquement" l'effet de cette saturation sur des paramètres clés de la propagation. De plus, l'adaptation "automatique" de ces paramètres en fonction de la saturation est obtenue par une simple mesure du gain modal petit signal en fonction du courant de biais à la longueur d'onde d'utilisation. Enfin, le troisième avantage de ce nouveau modèle est que les paramètres inconnus restants sont peu nombreux, et indépendants du courant de biais I et de la puissance optique incidente P_{in} . Une fois les paramètres

d'ajustement déduits d'une série de mesures, notre modèle est donc valable pour une large plage de conditions initiales (courant de biais I et puissance optique incidente P_{in}). Dans le chapitre suivant, nous mettrons en évidence la pertinence de ce modèle pour simuler nos expériences.

Enfin, nous avons analysé le gain et la dispersion induits par CPO dans les SOAs. Nous avons montré que la valeur élevée du facteur α dans les semi-conducteurs change radicalement l'allure des courbes de gain et de dispersion par rapport à celles induites par CPO dans un système à deux niveaux. Nous avons montré que cela n'a pas de conséquence sur la propagation d'un signal RF sur porteuse optique si les deux bandes latérales de modulation sont détectées, car, de manière surprenante, l'équation de propagation ne dépend pas alors du facteur α . Par contre, lorsqu'une seule bande latérale de modulation est détectée, la propagation d'un signal RF sur porteuse optique dépend fortement du facteur α . Dans le chapitre suivant, nous allons étudier de près ces deux situations et montrer qu'il est possible de les exploiter pour concevoir des lignes à retards et déphaseurs accordables pour les signaux RF sur porteuse optique. Nous analyserons alors les performances de ces lignes à retards et déphaseurs accordables, non seulement en termes d'accordabilité des retards et déphasages, mais aussi de bande passante, de rapport signal-sur-bruit, ou encore de dynamique. Nous serons ainsi amenés à explorer et à comprendre l'influence des CPO sur le bruit d'intensité et les non-linéarités, et à compléter le modèle que nous avons introduit dans ce chapitre afin d'obtenir un outil de simulation complet pour la modélisation des liaisons opto-hyperfréquences contenant un SOA.

Chapitre III

Retards vrais et déphasages RF dans un SOA

Sommaire

III.1	Caractérisation du SOA	78
III.1.a.	Mesure des pertes totales fibre à fibre	79
III.1.b.	Mesure du gain petit signal	79
III.1.c.	Conclusion : influence de la saturation sur les paramètres clés du SOA	81
III.2	Architecture de base	85
III.2.a.	Résultats expérimentaux et validation du modèle	85
III.2.b.	Interprétation physique	87
III.2.c.	Evaluation de l'amplitude des retards accordables et de leurs bandes passantes	88
III.2.d.	Conclusion : apports et limitations de cette architecture	90
III.3	Architecture utilisant le couplage gain-indice	92
III.3.a.	Résultats expérimentaux et validation du modèle	93
III.3.b.	Interprétation physique	94
III.3.c.	Evaluation de l'amplitude des déphasages accordables et de leurs bandes passantes	98
III.3.d.	Conclusion : apports et limitations de cette architecture	99
III.4	Bruit d'intensité et Rapport Signal-sur-Bruit	100
III.4.a.	Principe du modèle semi-classique du bruit additif d'un amplificateur optique	102
III.4.b.	Modèle semi-classique du bruit incluant la présence de CPO et du couplage gain-indice	104
III.4.c.	Comparaison entre notre modèle et un modèle de la littérature	110
III.4.d.	Comparaison entre notre modèle et les résultats expérimentaux	112
III.5	Non linéarités et Dynamique	116
III.5.a.	Principe du calcul des harmoniques	118
III.5.b.	Principe du calcul des produits d'intermodulation	125
III.5.c.	Non-linéarités et dynamique de l'architecture classique	126
III.5.d.	Influence du filtrage sur les non-linéarités et la dynamique	133
III.6	Conclusion	138

III.6.a. Architecture classique : ligne à retards accordables basse fréquence . . .	138
III.6.b. Architecture utilisant le couplage gain-indice : déphaseur RF accordable	139
III.6.c. Outil de simulation d'une liaison opto-hyperfréquence incluant un SOA	139

Dans les chapitres I et II, nous avons vu que le contrôle des retards et des déphasages introduits sur les signaux hyperfréquence sur porteuse optique est nécessaire pour de nombreuses applications en optique micro-onde. Nous avons présenté les avantages d'utiliser les CPO dans les semi-conducteurs pour répondre à ces besoins, et nous avons introduit les deux architectures déjà proposées dans la littérature. Néanmoins, nous avons mis en évidence que de nombreux points restaient à étudier pour évaluer leurs performances dans le cadre des applications RADAR. Cela nous amènera à étudier expérimentalement et théoriquement les CPO dans les semi-conducteurs. En effet, seule une compréhension de la physique sous-jacente nous permettra de déterminer et de comprendre les limitations de ces architectures en termes de retards, déphasages et bandes passantes associées, mais aussi en termes de bruit, de non-linéarités et de dynamique. Nous veillerons aussi à valider et à compléter l'outil de simulation que nous avons introduit dans le chapitre précédent. Ce travail de modélisation, rappelons-le, nous permettra de simuler nos expériences, et constituera un outil pour la conception d'une liaison opto-hyperfréquence incluant un SOA.

Dans ce chapitre, nous commencerons ainsi par décrire les étapes de caractérisation des SOAs qui sont nécessaires pour pouvoir appliquer le modèle que nous avons présenté dans le chapitre précédent. Nous en profiterons ensuite pour mettre en évidence les points forts de ce modèle.

Puis nous étudierons expérimentalement et théoriquement les deux architectures déjà proposées dans la littérature. Nous proposerons pour chacune une interprétation physique simple qui nous permettra de dégager les limitations de ces montages en termes de fréquence de modulation, bande passante instantanée et plage d'accordabilité des retards et des déphasages.

Enfin nous étudierons l'influence des CPO sur le bruit d'intensité et les non-linéarités, afin d'évaluer les performances de ces architectures en termes de rapport signal-sur-bruit et de dynamique, deux caractéristiques clés pour les radaristes. D'une part, cela nous amènera à introduire les CPO dans le modèle semi-classique du bruit dans les amplificateurs optiques. D'autre part, nous développerons un modèle capable de prédire le niveau de puissance des harmoniques et des produits d'intermodulation.

III.1 Caractérisation du SOA

Nous présentons ici les étapes de caractérisation préliminaires réalisées avec les différents SOAs que nous avons utilisés. L'objectif est d'obtenir expérimentalement les données nécessaires pour pouvoir appliquer le modèle que nous avons développé pour les simulations. Nous rappelons que ce modèle permet de prendre en compte la saturation au cours de la propagation et de répercuter automatiquement l'effet de cette saturation sur des paramètres clés tels que la densité de porteurs moyenne, le gain différentiel, la durée de vie spontanée des porteurs, le gain modal moyen, et la puissance de saturation.

Ces différentes étapes de caractérisation sont illustrées pour le SOA utilisé dans ce chapitre.

Il s'agit d'un SOA commercial de la marque COVEGA¹. Le SOA est packagé par le fabricant, et nous l'utilisons donc tel un composant fibré. Ce SOA est composé d'un puits quantique réalisé en InP/InGaAsP/InP. La longueur L du SOA est de 1,5 mm, et la section de la région active composée du puits quantique est de $0,06 \mu\text{m}^2$.

III.1.a. Mesure des pertes totales fibre à fibre

Les pertes totales fibre à fibre font partie des paramètres a priori inconnus que l'on peut déduire d'une expérience. Il suffit pour cela de mesurer le gain fibre à fibre, G , en fonction de la puissance incidente P_{in} , pour différents courants de biais du SOA. En effet, le gain fibre à fibre, G , vérifie :

$$P_{out} = GP_{in} + P_{ASE}, \quad (\text{III.1})$$

avec P_{ASE} la puissance optique d'émission spontanée amplifiée en sortie du SOA. Lorsque la puissance d'entrée est suffisamment élevée et/ou que le courant de biais I est faible, le gain fibre à fibre s'écrit simplement :

$$G = \frac{P_{out}}{P_{in}}. \quad (\text{III.2})$$

Dans l'expérience présentée ici, la puissance d'entrée est élevée (de 10 à 16 dBm) et le courant est faible (de 38 à 42 mA). Une simple mesure de P_{in} et P_{out} nous permet donc de déduire le gain fibre à fibre G , et donc les pertes totales fibre à fibre.

Lorsque le courant est suffisamment faible, le SOA est en régime d'absorption : ainsi le gain G est une fonction croissante de la puissance optique incidente (saturation de l'absorption). Lorsque le courant est supérieur au courant de transparence, le gain G est une fonction décroissante de la puissance optique incidente (saturation du gain). Entre les deux régimes, le SOA est à la transparence. Le gain fibre à fibre correspond alors aux pertes totales fibre à fibre. Ces pertes totales sont égales à : $\gamma_i \exp(-\gamma L)$, avec γ_i les pertes d'insertion, et γ les pertes linéiques.

Nous avons représenté sur la figure III.1(a) le montage utilisé et sur la figure III.1(b) les résultats expérimentaux pour le SOA que nous utilisons dans ce chapitre. Les pertes totales $\gamma_i \exp(-\gamma L)$ sont évaluées à -16.4 ± 0.1 dB, et le courant de transparence à 40 ± 1 mA. Nous pouvons alors fixer les pertes d'insertion γ_i et les pertes linéiques γ . Pour cela, nous avons utilisé un ratio $\frac{\gamma_i}{\exp(-\gamma L)}$ usuel dans les SOAs. Les valeurs utilisées pour le SOA de ce chapitre sont regroupées dans le tableau III.1.

TABLE III.1 – Paramètres des pertes du SOA COVEGA

γ_i	0,220
γ	$1,37 \times 10^3 \text{ m}^{-1}$

III.1.b. Mesure du gain petit signal

Nous allons ici détailler la mesure du gain petit signal Γg_0 en fonction du courant I , et la méthode permettant d'en déduire le gain modal moyen local $\Gamma \bar{g}(z)$ en fonction de l'intensité

1. COVEGA BOA - 2394 - 1004-0-0-S-P-A-A.

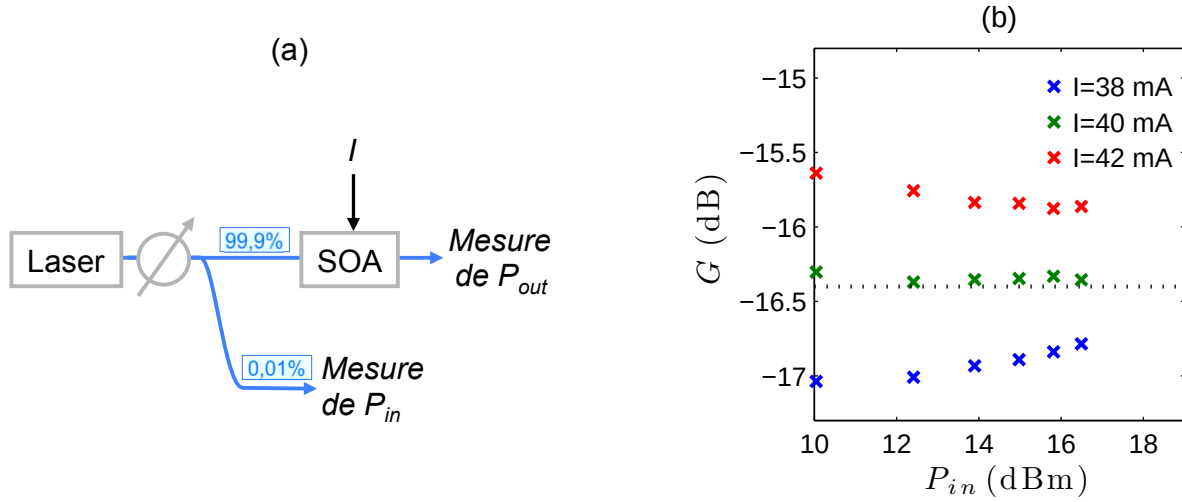


FIGURE III.1 – Mesure des pertes totales fibre à fibre. (a) Montage utilisé. La puissance optique incidente P_{in} est contrôlée par un atténuateur optique variable. (b) Résultats expérimentaux pour le SOA COVEGA utilisé dans ce chapitre : gain fibre à fibre G en fonction de la puissance incidente P_{in} , pour trois courants de biais I .

optique locale $M_0(z)/\Gamma$ dans le SOA. Nous avons vu dans le chapitre II que cela est une étape nécessaire afin que le modèle prenne en compte l'effet de la saturation au cours de la propagation sur un certain nombre de paramètres clés (densité de porteurs moyenne $\bar{N}$, gain différentiel Γa , durée de vie spontanée des porteurs τ_s , gain modal moyen $\Gamma \bar{g}$ et intensité de saturation I_s).

Le gain petit signal Γg_0 se déduit du gain fibre à fibre G non saturé :

$$G = \gamma_i \exp(-\gamma L) \exp(\Gamma g_0 L), \quad (\text{III.3})$$

lorsque le gain n'est pas saturé. Le gain petit signal doit donc être mesuré pour de faibles puissances optiques incidentes, c'est-à-dire qui ne saturent pas le gain). De plus, les mesures sont réalisées jusqu'à des courants de biais élevés (600 mA). Ainsi, la puissance de l'émission spontanée amplifiée P_{ASE} n'est pas négligeable par rapport à GP_{in} . Le gain fibre à fibre G ne peut pas être mesuré par une simple comparaison des puissances optiques en entrée et en sortie du SOA (cf. équation (III.1)).

Nous avons donc choisi d'évaluer le gain optique fibre à fibre G à partir du gain RF du SOA G_{RF} . Le gain RF G_{RF} est égal à G^2 à haute fréquence, lorsque la saturation du gain RF due aux CPO est négligeable (c'est-à-dire lorsque la fréquence du signal RF est très supérieure à $1/\tau_s$). Dans notre expérience, nous nous plaçons ainsi à 20 GHz. Le montage utilisé est représenté sur la figure III.2. L'analyseur vectoriel de réseau (VNA¹) permet ici de mesurer le gain RF introduit par le SOA. L'utilisation de cet instrument est expliquée dans l'annexe B. Deux précautions sont à prendre pour réaliser cette mesure. Premièrement, la puissance incidente P_{in} choisie pour réaliser l'expérience ne doit pas saturer le gain : lorsqu'on augmente légèrement la puissance incidente P_{in} choisie, le gain doit rester constant. Dans l'expérience présentée ici, la puissance optique incidente P_{in} utilisée est comprise entre 10 et 80 μW . Deuxièmement, l'émission spontanée amplifiée ne doit pas saturer le gain, en particulier à fort courant. Il est

1. Acronyme venant de l'anglais *Vectoriel Network Analyser*.

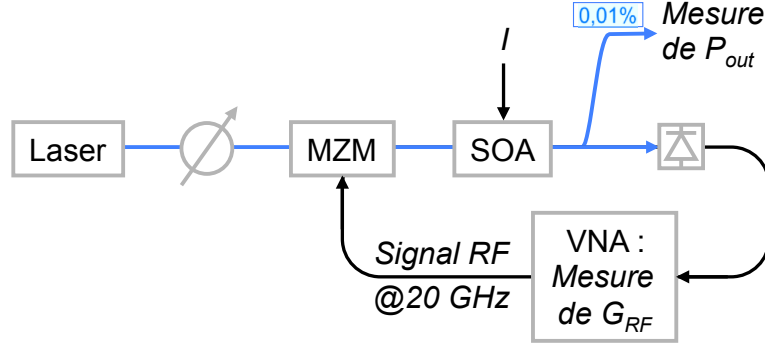


FIGURE III.2 – Montage pour la mesure du gain petit signal. La puissance optique incidente P_{in} est contrôlée par un atténuateur optique variable. Nous rappelons que MZM désigne un modulateur de Mach-Zehnder, et que VNA désigne un analyseur de réseau vectoriel (son fonctionnement est décrit en annexe B).

possible de vérifier ce point en mesurant le gain G en fonction de la puissance de sortie P_{out} , à un courant donné (cf. figure III.3(a)). La puissance d'émission spontanée amplifiée en sortie du SOA doit correspondre à des valeurs de puissance de sortie pour lesquelles le gain n'est pas saturé. Dans notre expérience, la puissance d'émission spontanée de sortie maximale est de 1,54 dBm, ce qui est très inférieur à la puissance de saturation de sortie (14,2 dBm à -3 dB à $I = 500$ mA). Ces conditions étant réunies, la mesure du gain RF G_{RF} , et la donnée des pertes totales fibre à fibre (cf. paragraphe III.1.a.) permettent de déduire le gain petit signal Γ_{g0} en fonction du courant de biais I (cf. équation (III.3)). Les points expérimentaux obtenus (voir la figure III.3(b)) ont été empiriquement interpolés par la fonction suivante :

$$\Gamma_{g0} = C_1 - \frac{C_2}{I}, \quad (III.4)$$

avec pour l'expérience décrite ici : $C_1 = 5588,7 \text{ m}^{-1}$ et $C_2 = 306,1 \text{ Am}^{-1}$. Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre II, nous pouvons alors en déduire le gain modal moyen local $\Gamma_{\bar{g}}$ en fonction de l'intensité optique locale M_0/Γ dans le SOA (cf. figure III.4).

III.1.c. Conclusion : influence de la saturation sur les paramètres clés du SOA

Nous avons vu dans le chapitre II que les caractérisations précédentes permettent de concevoir un modèle qui prend en compte l'effet de la saturation au cours de la propagation sur un certain nombre de paramètres clés. Afin de mettre en évidence la pertinence de cette démarche, nous allons dans cette partie simuler les variations au cours de la propagation de ces paramètres, à savoir la densité de porteurs moyenne $\bar{N}$, le gain différentiel Γa , la durée de vie spontanée des porteurs τ_s , le gain modal moyen $\Gamma_{\bar{g}}$ et la puissance de saturation locale P_s . Pour cela l'outil de modélisation décrit dans le chapitre précédent est utilisé avec les coefficients extraits de la caractérisation du SOA COVEGA.

La figure III.5 représente la saturation de la densité de porteurs moyenne $\bar{N}$ au cours de la propagation pour différentes valeurs de conditions initiales (P_{in}, I). On voit que $\bar{N}$ prend, bien évidemment, des valeurs très différentes au début du SOA en fonction de I . On constate aussi

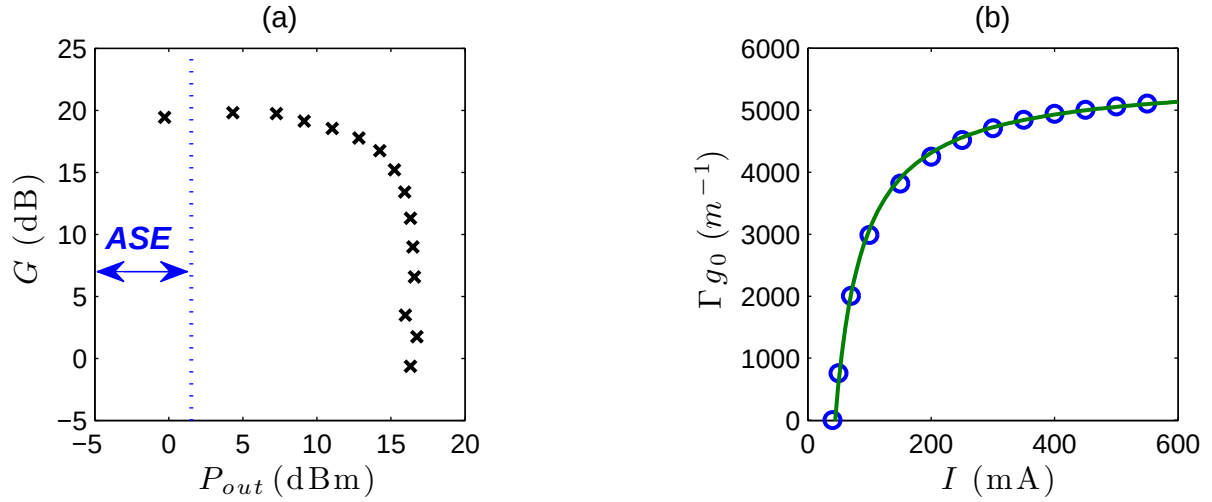


FIGURE III.3 – Mesure du gain petit signal. (a) Gain fibre à fibre G en fonction de la puissance de sortie P_{out} à fort courant (500 mA). La double flèche indique les valeurs de la puissance d’émission spontanée amplifiée mesurée en sortie de SOA. (b) Gain petit signal Γg_0 en fonction du courant de biais I à 1535 nm. Points expérimentaux et interpolation empirique par $\Gamma g_0 = C_1 - \frac{C_2}{I}$, avec $C_1 = 5588,7 \text{ m}^{-1}$ et $C_2 = 306,1 \text{ A}^{-1}\text{m}^{-1}$.

que la saturation au cours de la propagation est importante lorsque P_{in} et/ou I prennent des valeurs élevées. Or on peut voir sur la figure III.6 que ces variations de $\bar{N}$ sont associées à de grandes variations des paramètres clés, tels que le gain différentiel Γa , la durée de vie spontanée des porteurs τ_s , le gain modal moyen $\Gamma \bar{g}$ et la puissance de saturation P_s . Ces paramètres varient ainsi au moins d’un ordre de grandeur selon la saturation au cours de la propagation ou suivant la valeur des conditions initiales (P_{in}, I). Ces paramètres sont toutefois souvent considérés comme constants dans les modèles phénoménologiques [58, 74, 85, 86]. Cette approximation est vérifiée seulement à bas courant ($< 150 \text{ mA}$ dans notre cas), ou à haut courant mais à faible puissance optique. Cette brève analyse met donc en évidence le fait que considérer P_s , τ_s et a constants, et donc $\Gamma \bar{g}$ linéaire avec $\bar{N}$, limite drastiquement la plage des conditions initiales (P_{in}, I) sur laquelle le modèle est pertinent. Par conséquent, il est nécessaire d’ajuster constamment les paramètres en fonction du courant I ou de la puissance optique incidente P_{in} , ce qui limite le caractère prédictif de ces modèles.

Nous avons ainsi décrit dans cette section les étapes de caractérisation nécessaires pour extraire les coefficients utiles à la compilation du modèle qui a été décrit dans le chapitre précédent. Une simple mesure du gain modal petit signal en fonction du courant de biais à la longueur d’onde d’utilisation, et des pertes fibre à fibre à la transparence, permettent de réaliser un modèle pertinent. En effet, ce modèle prend en compte la saturation au cours de la propagation et permet de répercuter “automatiquement” l’effet de cette saturation sur des paramètres clés de la propagation. De plus, ces paramètres sont aussi “automatiquement” ajustés aux conditions initiales (P_{in}, I). Enfin, nous avons illustré l’importance de cette démarche en simulant les variations des paramètres clés (a , τ_s , $\Gamma \bar{g}$ et P_s) en fonction de la saturation au cours de la propagation et des conditions initiales (P_{in}, I). Dans la suite de ce manuscrit, nous utiliserons ce modèle pour simuler nos expériences.

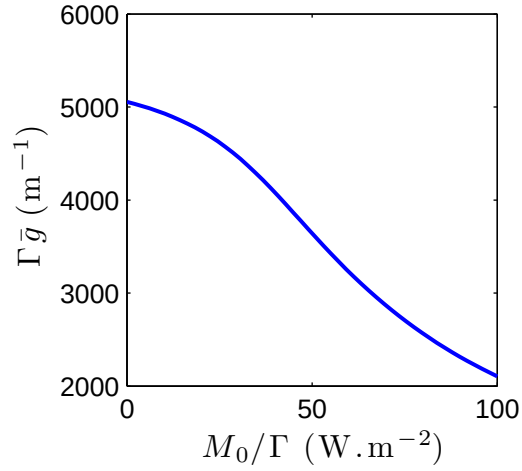


FIGURE III.4 – Gain modal moyen local $\Gamma \bar{g}$ en fonction de l'intensité optique locale M_0/Γ dans le SOA, pour le SOA COVEGA à 1535 nm.

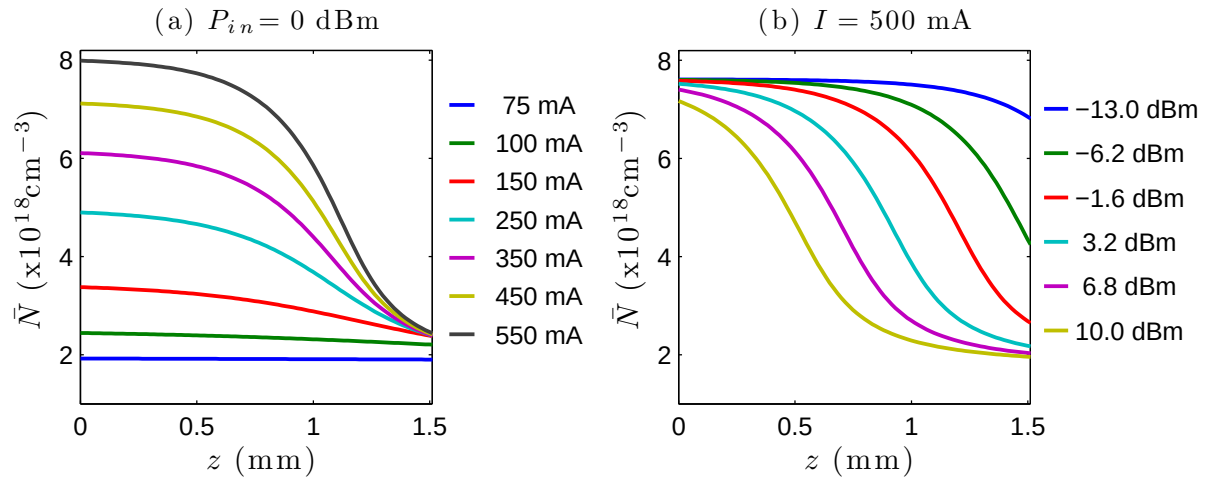


FIGURE III.5 – Variations de la densité de porteurs local moyenne $\bar{N}$ au cours de la propagation, (a) pour différents courants I à $P_{in} = 0$ Bm, (b) pour différentes puissances P_{in} à $I = 500$ mA.

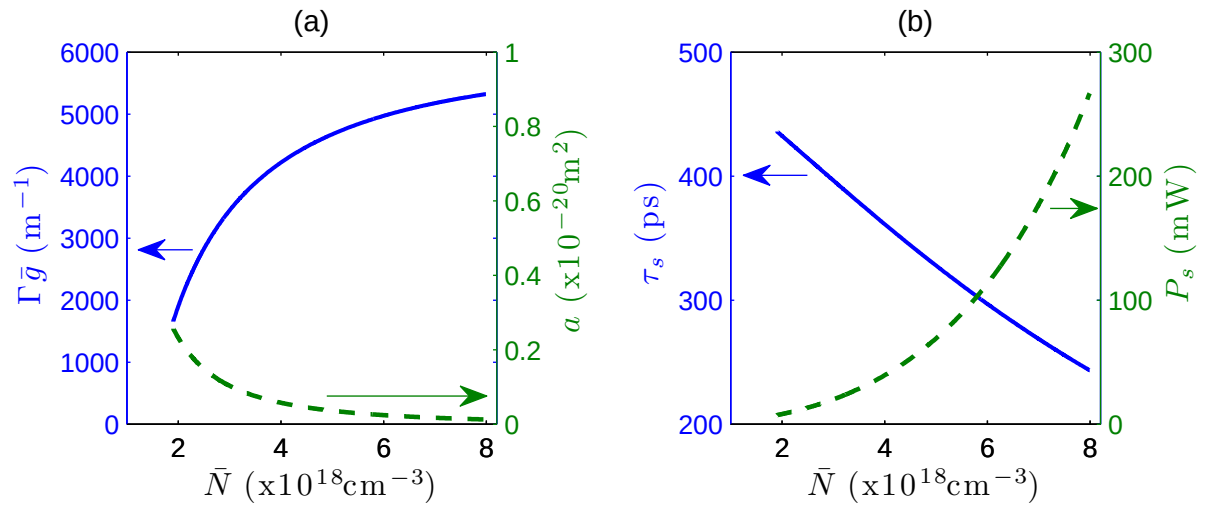


FIGURE III.6 – (a) Gain modal moyen $\Gamma \bar{g}$ et gain différentiel a en fonction de la densité de porteurs local moyenne $\bar{N}$. (b) Durée de vie spontanée des porteurs τ_s et puissance de saturation P_s en fonction de la densité de porteurs local moyenne $\bar{N}$.

III.2 Architecture de base

Avant le début de cette thèse, deux architectures ont été proposées dans la littérature pour exploiter les effets de la lumière lente et rapide pour le traitement optique des signaux analogiques. La seule différence entre ces deux architectures est le nombre de bandes latérales de modulation détectées par la photodiode en fin de liaison opto-hyperfréquence. Dans la première implémentation proposée, les équipes de Mørk [15] et Chang-Hasnain [55] ont introduit un simple SOA dans une liaison opto-hyperfréquence classique (cf. figure III.7). Nous avons vu dans le chapitre précédent que les caractéristiques de propagation du signal RF sur porteuse optique dans les semi-conducteurs sont alors similaires à celles d'un système à deux niveaux. Dans cette partie, nous vérifierons cela expérimentalement. Nous pourrons alors comparer les résultats expérimentaux aux simulations issues du modèle précédemment introduit. Enfin, nous évaluerons les performances de cette architecture pour le contrôle de la phase des signaux RF.

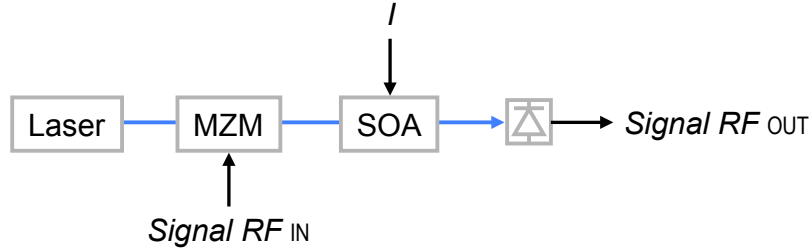


FIGURE III.7 – Architecture de base. Un SOA est introduit dans une liaison opto-hyperfréquence classique.

III.2.a. Résultats expérimentaux et validation du modèle

Afin d'étudier expérimentalement l'impact du SOA sur le signal RF, nous avons caractérisé l'architecture de base telle un composant RF à deux ports. Pour cela, nous avons utilisé un VNA, qui permet de mesurer le paramètre S_{21} en fonction de la fréquence RF, ce qui permet d'avoir accès au gain RF $G_{RF} = 20 \log(|S_{21}|)$ et au déphasage RF $\phi_{RF} = \arg(S_{21})$ introduit par le SOA en fonction de la fréquence RF (voir annexe B pour la définition des paramètres S).

Les résultats expérimentaux sont présentés sur les figures III.8 et III.9 pour une large gamme de conditions initiales (P_{in} , I). Les résultats de simulation sont tracés en traits pleins. Les coefficients de recombinaison A , B et C sont utilisés comme des paramètres d'ajustement du modèle. Dans la suite de ce manuscrit, pour toutes les simulations relatives au SOA COVEGA, ils sont fixés aux valeurs présentées dans le tableau III.2, qui sont typiques de celles rencontrées dans la littérature [87–90].

TABLE III.2 – Coefficients de recombinaison du SOA COVEGA

A	$2 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$
B	$1,2 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
C	$1,8 \times 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$

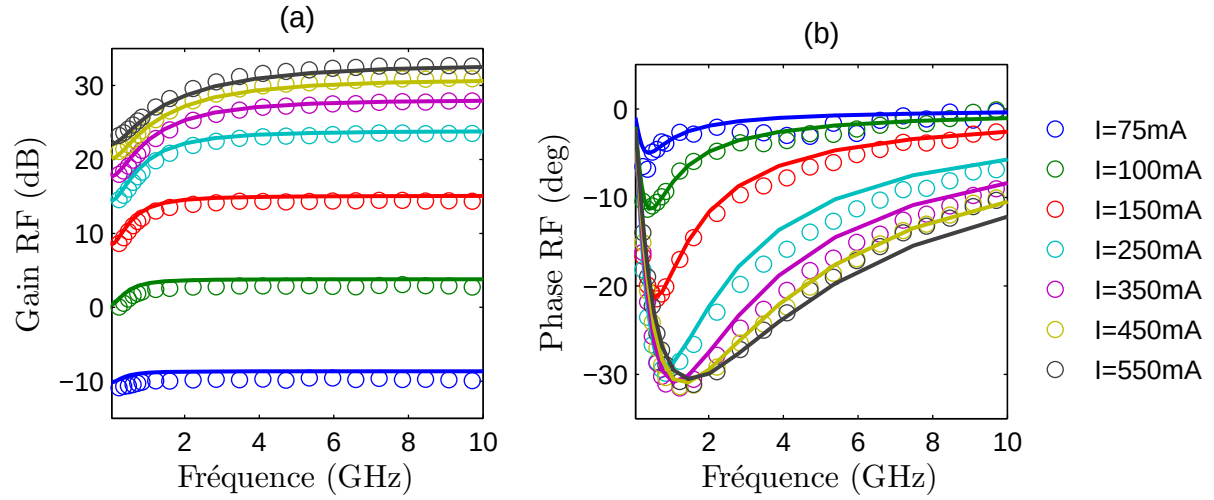


FIGURE III.8 – (a) Gain RF, et (b) phase RF introduit par le SOA pour une puissance optique d'entrée $P_{in} = 0$ dBm, pour différents courants de biais I . Sont représentés les points expérimentaux ($\circ$), obtenus grâce à un VNA, et les simulations numériques (—) issues de notre modèle.

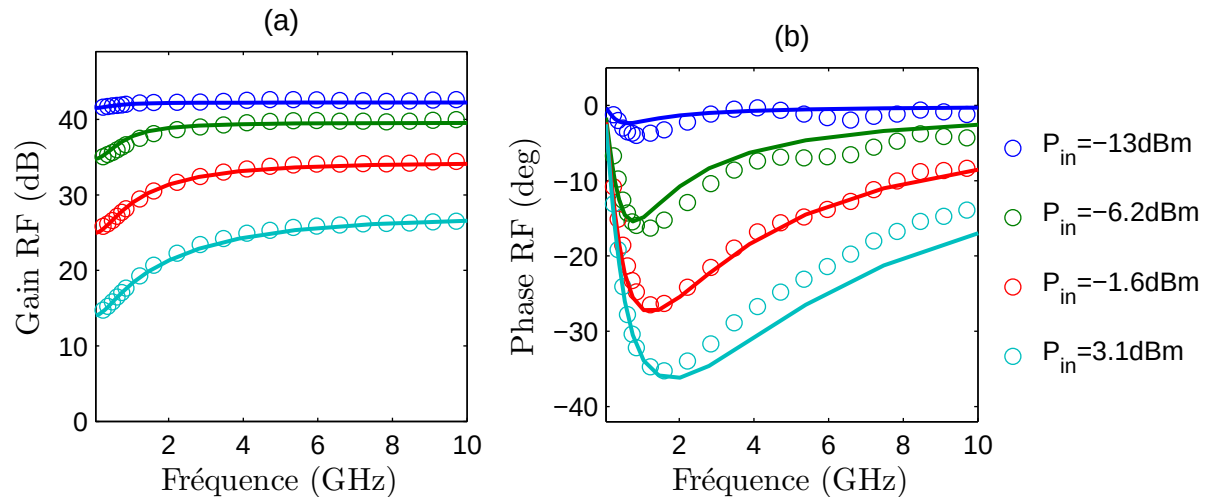


FIGURE III.9 – (a) Gain RF, et (b) phase RF introduit par le SOA pour un courant de biais $I = 500$ mA, pour différentes puissances optiques P_{in} . Sont représentés les points expérimentaux ($\circ$), obtenus grâce à un VNA, et les simulations numériques (—) issues de notre modèle.

On constate un très bon accord entre les simulations numériques et les résultats expérimentaux, et ce sur une large gamme de conditions initiales (P_{in} , I). Le gain RF présente un creux aux fréquences inférieures à quelques GHz. Ce creux est d'autant plus prononcé que le courant I et/ou la puissance optique incidente P_{in} sont élevés. Un déphasage de quelques dizaines de degrés est associé à ce creux. Ces caractéristiques correspondent à celles attendue par CPO dans un système à deux niveaux, comme nous allons le détailler dans le paragraphe suivant. De plus on constate que le déphasage RF introduit par le SOA est linéaire par rapport à la fréquence RF aux basses fréquences, et la pente est accordable via les conditions initiales (P_{in} , I). Nous verrons dans le paragraphe III.2.c. que cela permet de réaliser une ligne à retards accordables, dont nous évaluerons les performances en termes de retards et bandes passantes.

III.2.b. Interprétation physique

Nous avons établi dans le chapitre précédent (page 74) que l'équation régissant la propagation d'un signal RF sur porteuse optique est :

$$\frac{dM_1}{dz} = \left\{ -\gamma + \Gamma \bar{g} \left(1 - \frac{S_0}{1 + S_0 - i\Omega\tau_s} \right) \right\} M_1, \quad (\text{III.5})$$

avec $M_1 = E_1 E_0^* + E_0 E_{-1}^*$ le signal RF issu du battement entre la porteuse optique et les deux bandes latérales de modulation.

Afin de mettre en évidence les différentes contributions, nous nous plaçons sur une petite tranche dz . La longueur de cette petite tranche dz sera notée L , car cette analyse locale va nous permettre, dans un second temps, d'évaluer approximativement l'ordre de grandeur des performances d'un SOA de longueur L . L'intégration de l'équation (III.5) sur une petite tranche dz permet de déduire une approximation analytique de la fonction de transfert RF $S_{21} = \frac{M_1(L)}{M_1(0)}$:

$$\frac{M_1(L)}{M_1(0)} = \bar{\mathcal{G}} + \mathcal{G}_{\text{CPO}}. \quad (\text{III.6})$$

Le premier terme $\bar{\mathcal{G}} = 1 - \gamma L + \Gamma \bar{g} L$ correspond au gain RF sans CPO. Le second terme $\mathcal{G}_{\text{CPO}}$ représente la contribution due aux CPO :

$$\mathcal{G}_{\text{CPO}} = \Gamma g_1 L M_0(0)/M_1(0) = \frac{-\Gamma \bar{g} L S_0}{1 + S_0 - i\Omega\tau_s}. \quad (\text{III.7})$$

L'amplitude et la phase des différentes contributions sont représentées sur la figure III.10. Essayons de comprendre physiquement leur comportement.

Le gain RF moyen $\bar{\mathcal{G}}$ est en phase avec le signal incident et son amplitude constante quelle que soit la fréquence RF. En effet, il s'agit simplement du terme d'amplification optique, qui est donc très large bande dans le domaine RF.

Le comportement du terme $\mathcal{G}_{\text{CPO}}$ s'explique facilement grâce à l'interprétation des CPO que nous avons déjà rappelé dans le chapitre précédent. A basse fréquence $\Omega\tau_s \ll 1$, la modulation de l'intensité optique incidente engendre un gain modulé en opposition de phase par rapport à l'intensité optique incidente, puisque la densité de porteurs est alors modulée. A haute fréquence $\Omega\tau_s \gg 1$, les porteurs ont une dynamique trop lente pour percevoir la modulation rapide de l'intensité optique. L'amplitude du terme dû aux CPO est alors de plus en plus faible lorsque la fréquence RF augmente. Le terme dû aux CPO $\mathcal{G}_{\text{CPO}}$ a donc un comportement de filtre

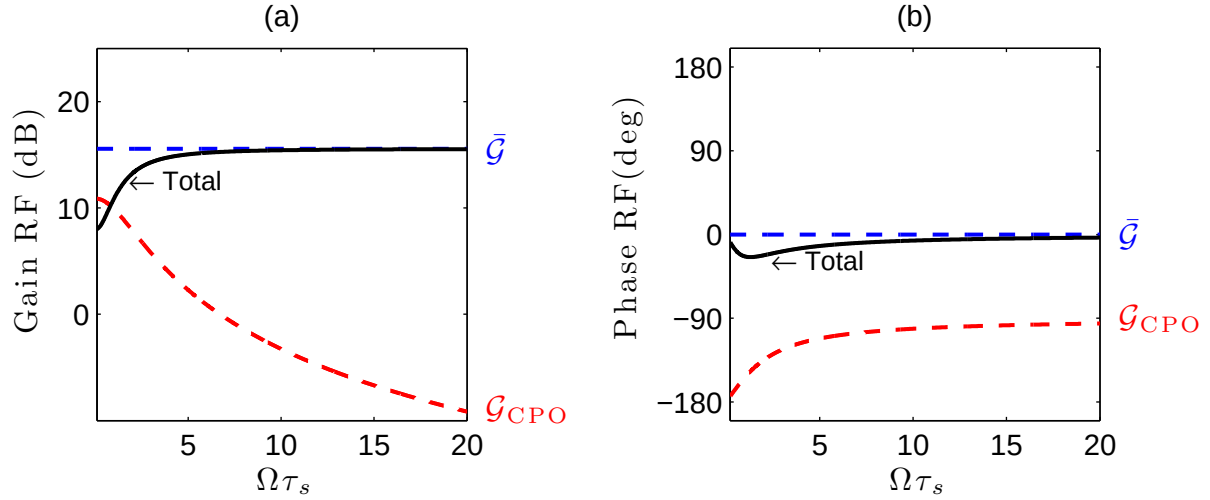


FIGURE III.10 – Les différentes contributions et la réponse RF totale du SOA lorsque les deux bandes latérales sont détectées par la photodiode. (a) Gain RF en fonction de la fréquence normalisée. (b) Phase RF en fonction de la fréquence normalisée.

Paramètres : $\Gamma\bar{g}L = 7$, $\gamma L = 2$, $S_0 = 1$.

passé-bas de fréquence de coupure $1/\tau_s$, comme on peut le constater à la fois en amplitude et en phase sur la figure III.10. Il est intéressant de remarquer que ce terme est purement un réseau temporel de gain à basse fréquence ($\mathcal{G}_{\text{CPO}}$ est un réel), et purement un réseau temporel d'indice à haute fréquence ($\mathcal{G}_{\text{CPO}}$ est un imaginaire pur).

Sur la figure III.10(a), on constate que l'amplification optique $\bar{\mathcal{G}}$ est dominante quelle que soit la fréquence. Néanmoins à basse fréquence $\Omega\tau_s \ll 1$, le terme dû aux CPO $\mathcal{G}_{\text{CPO}}$ n'est pas négligeable et interfère de manière destructive avec le terme $\bar{\mathcal{G}}$: les deux effets sont en effet en opposition de phase comme nous l'avons rappelé. Le gain RF total qui en résulte présente donc un creux aux basses fréquences, et cela va de pair avec un petit déphasage autour de $\Omega\tau_s \sim 1$ (figure III.10(b)). Nous allons analyser ce déphasage dans le paragraphe suivant.

III.2.c. Evaluation de l'amplitude des retards accordables et de leurs bandes passantes

Nous avons vu que le déphasage introduit par le SOA présente une partie qui est linéaire en fonction de la fréquence RF aux basses fréquences. Comme nous l'avons rappelé au chapitre I, cela correspond à un retard vrai (voir figure I.2(b) page 19). De plus, la pente de cette partie linéaire varie avec le courant I ou la puissance optique incidente P_{in} . A basse fréquence, le SOA se comporte donc comme une ligne à retards accordables. Nous nous proposons ici d'évaluer théoriquement l'ordre de grandeur des performances limites de cette architecture et d'en déterminer les conditions expérimentales correspondantes. Pour cela, nous nous plaçons dans le cadre de l'approximation d'une onde plane. Le signal RF M_1 peut alors s'écrire :

$$M_1(z)e^{-i\Omega t} = \tilde{M}_1 e^{i(\tilde{\beta}z - \Omega t)}. \quad (\text{III.8})$$

L'équation (III.5) nous permet de déduire la constante de propagation complexe $\tilde{\beta}$:

$$\tilde{\beta} = -i \left(-\gamma + \Gamma \bar{g} - \frac{\Gamma \bar{g} S_0}{1 + S_0 - i\Omega \tau_s} \right). \quad (\text{III.9})$$

Nous considérons ici que $\tilde{\beta}$ est indépendant de z . A la sortie du SOA, le signal RF s'écrit donc $G_{RF} \tilde{M}_1 e^{-i\Omega(t-\tau)}$, avec :

$$\tau(\Omega) = -\frac{\Gamma \bar{g} L S_0}{(1 + S_0)^2 + (\Omega \tau_s)^2} \tau_s \quad (\text{III.10})$$

$$\simeq -\frac{\Gamma \bar{g} L S_0}{(1 + S_0)^2} \tau_s \text{ à basse fréquence } \Omega \tau_s \ll 1 + S_0. \quad (\text{III.11})$$

$$G_{RF}(\Omega) = \exp \left(-\gamma L + \Gamma \bar{g} L - \frac{\Gamma \bar{g} L S_0 (1 + S_0)}{(1 + S_0)^2 + (\Omega \tau_s)^2} \right) \quad (\text{III.12})$$

$$\simeq \exp \left(-\gamma L + \Gamma \bar{g} L - \frac{\Gamma \bar{g} L S_0}{(1 + S_0)} \right) \text{ à basse fréquence } \Omega \tau_s \ll 1 + S_0. \quad (\text{III.13})$$

Par conséquent, à basse fréquence, les CPO génèrent une “avance” vraie. En effet, τ est alors indépendant de la fréquence Ω , et négatif. Le courant I permet de contrôler le retard τ via le gain $\Gamma \bar{g} L$. Les retards ne pourront dépasser :

$$|\tau| < \frac{1}{4} \Gamma \bar{g} L \tau_s. \quad (\text{III.14})$$

Les deux paramètres qui gouvernent le retard maximal sont donc le gain $\Gamma \bar{g} L$ et la durée de vie des porteurs τ_s . Il est important de noter que S_0 doit être proche de 1 pour optimiser le retard maximal. Puisque $S_0 = \frac{M_0}{I_s}$, cela impose une puissance optique incidente assez élevée. Par exemple, pour le SOA COVEGA que nous utilisons, en prenant les valeurs du gain $\Gamma \bar{g} L$ et de la durée de vie des porteurs τ_s , évaluées à l'issue de la caractérisation, on obtient des retards maximaux de 570 ps.

Évaluons à présent l'ordre de grandeur de la bande passante des CPO. La première définition qui vient naturellement à l'esprit est de prendre la bande passante à 3 dB du creux dans le gain, notée $B_{\text{CPO}}^{3\text{dB}}$. La fréquence Ω appartient à la bande passante $B_{\text{CPO}}^{3\text{dB}}$ si et seulement si :

$$G_{RF}(\Omega) < G_{RF}(0) \times 2, \quad (\text{III.15})$$

soit en utilisant les équations (III.12) et (III.13) :

$$B_{\text{CPO}}^{3\text{dB}} < \frac{1}{2\pi\tau_s} \sqrt{\frac{\ln 2 (1 + S_0)^2}{\frac{\Gamma \bar{g} S_0}{1 + S_0} - \ln 2}}. \quad (\text{III.16})$$

Sur cette bande passante, $B_{\text{CPO}}^{3\text{dB}}$, on peut calculer le retard vrai moyen τ_m , et l'erreur relative en retard $\frac{\tau(\Omega) - \tau_m}{\tau_m}$, pour un gain $\Gamma \bar{g} L$ et S_0 donnés. Pour le SOA COVEGA que nous utilisons, la bande passante $B_{\text{CPO}}^{3\text{dB}}$ est de 450 MHz, sur laquelle on obtient des retards vrais maximaux de 460 ps, avec une erreur relative maximale en retard de 30%.

L'erreur relative en retard sur la bande passante $B_{\text{CPO}}^{3\text{dB}}$ peut être trop élevée pour certaines applications en opto-hyperfréquence, qui peuvent nécessiter un contrôle précis des retards sur

toute la bande instantanée considérée. Aucune définition de la bande passante instantanée d'une ligne à retards accordables n'est donnée dans la littérature. En réduisant la bande passante instantanée considérée, le retard moyen sur la bande passante considérée tend vers le retard $\tau(0)$ et l'erreur relative théorique vers zéro. Dans la pratique, l'erreur relative en retard est limitée par le bruit de phase. Par exemple, en considérant une bande passante instantanée de 100 MHz pour le SOA COVEGA, on obtient un retard vrai maximal de 570 ps avec une erreur relative en retard maximale théorique de 2,4%.

On indiquera dans la suite du manuscrit la bande passante des CPO, $B_{\text{CPO}}^{3\text{dB}}$. Cette définition a le mérite d'être générale et indépendante des applications. Néanmoins, il faut garder en mémoire que pour certaines applications la bande passante instantanée réelle sera plus faible. Il faut aussi retenir de cette analyse que le produit retard $\times$ bande passante est contrôlé par la valeur du gain $\Gamma\bar{g}L$. Le retard maximum est de quelques fois la durée de vie des porteurs τ_s .

L'obtention de retards élevés va de pair avec un creux dans le gain RF aux basses fréquences, dû aux CPO. Ainsi, il y a une pénalité dans le gain RF par rapport à un amplificateur optique de même gain sans CPO. D'après l'équation (III.13), la différence entre le gain RF avec et sans CPO est égale à :

$$\Delta G_{RF}(\text{dB}) \approx 10 \log \left[\exp \left(\frac{-\Gamma\bar{g}L}{2} \right) \right]. \quad (\text{III.17})$$

Plus le retard est grand, plus la pénalité en terme de gain RF est importante. Néanmoins, c'est avant tout le rapport-signal-sur-bruit qui doit être pris en compte. Il est donc nécessaire d'étudier l'influence des CPO sur le bruit d'intensité, ce qui fera l'objet de la partie III.4. Pour le SOA COVEGA, le retard maximum s'accompagne d'une pénalité en termes de gain RF de l'ordre de -16 dB.

Toutes ces évaluations sont issues de nombreuses approximations, et en particulier, ne prennent pas en compte la saturation au cours de la propagation. Néanmoins, elles donnent tout de même un ordre de grandeur de l'amplitude des retards accordables et de la bande passante instantanée associée. Afin de confirmer expérimentalement ces performances, nous avons réalisé une ligne à retards accordables avec une puissance optique incidente de 10 dBm. Les résultats expérimentaux sont représentés sur la figure III.11(a-b), et les simulations sur la figure III.11(c-d). La bande passante des CPO $B_{\text{CPO}}^{3\text{dB}}$ est évaluée à 350 MHz. Sur cette bande passante, on montre expérimentalement la possibilité d'accorder un retard vrai entre 0 et 380 ps. Ces retards s'accompagnent d'une pénalité maximale de -15 dB.

III.2.d. Conclusion : apports et limitations de cette architecture

Nous avons ainsi mis en évidence qu'un SOA inséré dans une liaison opto-hyperfréquence n'introduit pas un grand déphasage accordable, mais par contre, il se comporte à basse fréquence comme une ligne à retards accordables. Un modèle analytique nous a permis d'explicitier les paramètres clés qui limitent les performances de cette ligne à retards, et d'évaluer les conditions expérimentales favorables. Les composants où le gain $\Gamma\bar{g}L$ et la durée de vie des porteurs τ_s sont élevés seront d'excellents candidats pour réaliser des lignes à retards accordables basse fréquence performantes.

Avec un composant commercial non optimisé, nous avons obtenu des retards accordables d'environ 380 ps sur une bande passante $B_{\text{CPO}}^{3\text{dB}}$ de 350 MHz. L'accordabilité est continue et contrôlée électriquement par le courant du SOA (ou optiquement par la puissance d'entrée

incidente).

L'inconvénient majeur de cette ligne à retards est qu'elle n'est pas agile en fréquence : la fréquence centrale d'utilisation est contrainte d'être à zéro. De plus la pénalité en gain RF associée à l'obtention de grands retards pourraient limiter les performances de la liaison opto-hyperfréquence en termes de rapport signal-sur-bruit et de dynamique. Ces deux problèmes seront étudiés plus en détail dans la suite de ce manuscrit.

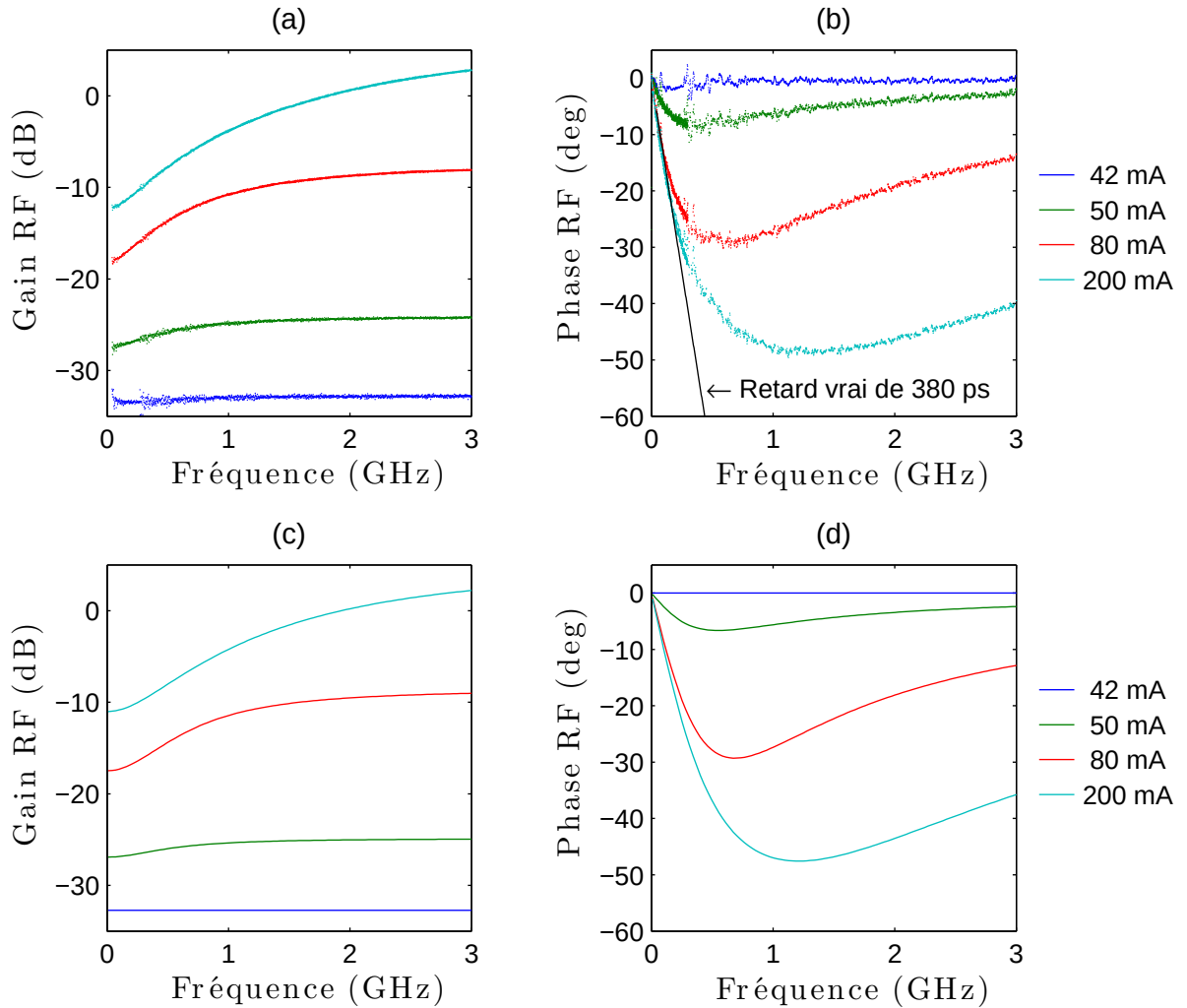


FIGURE III.11 – Ligne à retards accordables basse fréquence. La puissance optique incidente est de 10 dBm. Les retards sont contrôlés électriquement. Résultats expérimentaux : (a) Gain RF en fonction de la fréquence RF. (b) Phase RF en fonction de la fréquence RF. Nous avons tracé en noir la courbe de phase représentant un retard vrai de 380 ps. Simulations : (c) Gain RF en fonction de la fréquence RF. (d) Phase RF en fonction de la fréquence RF.

III.3 Architecture utilisant le couplage gain-indice

Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence le fait que lorsqu'une seule bande latérale de modulation est détectée par la photodiode, la propagation d'un signal RF sur portuse optique dans un SOA dépend fortement du facteur α , contrairement au cas que nous venons d'étudier dans la partie III.2. En 2008, Xue et al. ont ainsi montré une augmentation du déphasage généré par le SOA en filtrant optiquement après le SOA une des bandes de modulation [57]. Le filtrage optique après le SOA est nécessaire : en effet, même si la modulation en entrée du SOA est en bande latérale unique, une seconde bande latérale sera automatiquement générée au sein du SOA par CPO. Le montage utilisé est représenté sur la figure III.12. Un filtre optique est introduit entre le SOA et la photodiode. Il permet de supprimer la bande latérale de modulation dite "rouge", c'est-à-dire de plus basse fréquence, comme nous l'avons illustré sur la figure III.13.

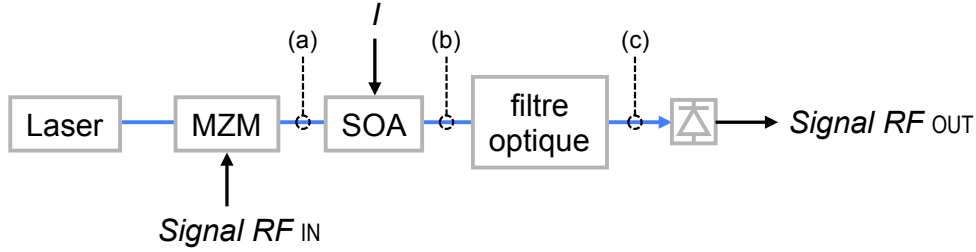


FIGURE III.12 – Architecture utilisant le couplage gain-indice. Un SOA suivi d'un filtre optique, qui supprime la bande latérale de modulation rouge, sont introduits avant la photodiode dans une liaison opto-hyperfréquence. Les repères (a), (b) et (c) indiquent la localisation des spectres optiques représentés sur la figure III.13.

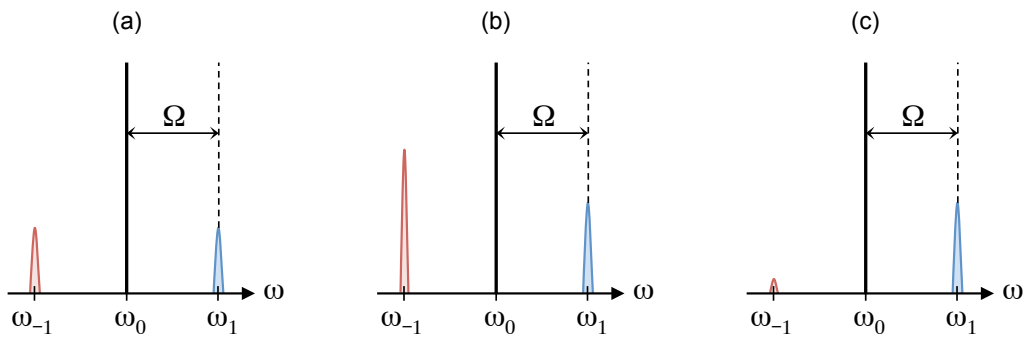


FIGURE III.13 – Spectres optiques de la porteuse optique modulée par un signal hyperfréquence à divers endroits du montage. (a) Après le Mach-Zehnder. (b) Après le SOA. Il est intéressant de remarquer le déséquilibre des bandes latérales rouge et bleue après le SOA, qui est la conséquence du facteur α élevé dans les semi-conducteurs. (c) Après le filtre optique.

Nous avons réalisé expérimentalement cette architecture particulière. Nous présenterons tout d'abord les résultats obtenus. Puis nous proposerons une interprétation physique simple qui permet de facilement comprendre pourquoi cette architecture permet de réaliser un déphaseur RF et quels sont les mécanismes physiques sous-jacents.

III.3.a. Résultats expérimentaux et validation du modèle

La différence en longueur d'onde entre la porteuse optique et une bande latérale de modulation à 10 GHz est de seulement 0,075 nm. Ainsi, afin de supprimer une des bandes latérales de modulation sans filtrer la porteuse optique, le filtre optique utilisé doit avoir des flancs très raides. Nous avons utilisé pour les résultats présentés ici un filtre constitué d'un isolateur suivi d'un réseau de Bragg inscrit sur une fibre optique. La réponse du filtre, en amplitude et en phase, est représentée sur la figure III.14. Ce filtre a la particularité fortuite de présenter un saut de phase en son centre, ce qui n'a pas de conséquence sur les résultats de l'expérience. En effet, aucun signal ne se trouvera dans cette région. Afin d'étudier la réponse RF de cette architecture en fonction du degré de filtrage de la bande latérale rouge, nous avons utilisé un laser accordable qui permet de modifier la longueur d'onde λ_0 de la porteuse optique. Ces différentes longueurs d'ondes (de 1557,640 nm à 1557,771 nm) sont indiquées sur la figure III.14, et correspondent à une atténuation respective de la bande latérale rouge à 10 GHz de $-0,5$ dB à -24 dB. On a pu ainsi étudier la réponse RF du SOA avec et sans un filtrage de la bande latérale rouge. Les différents spectres optiques avant la photodiode sont représentés sur la figure III.15.

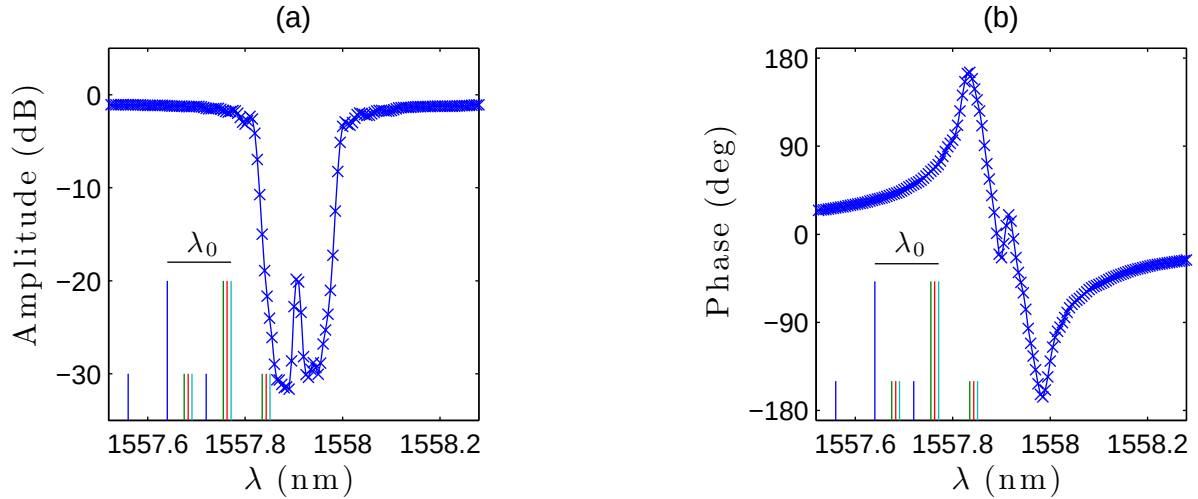


FIGURE III.14 – Réponse du filtre optique. (a) Amplitude (dB) (b) Phase (deg). Les repères indiquent les longueurs d'onde utilisées pour la porteuse optique et leurs bandes latérales associées pour une fréquence de modulation de 10 GHz. La réponse en amplitude a été mesurée expérimentalement. La réponse en phase a été numériquement déduite de la réponse en amplitude en utilisant les relations de Kramers-Kronig.

Le montage expérimental est illustré sur la figure III.16. Nous utilisons un VNA comme précédemment pour caractériser la réponse RF de cette architecture en fonction du degré de filtrage. Nous nous plaçons à 10 GHz. En effet une étude en fonction de la fréquence est ici plus délicate car l'atténuation de la bande latérale rouge varie en fonction de la fréquence. Le gain RF et la phase RF introduits par le SOA sont représentés sur la figure III.17 pour une puissance optique d'entrée $P_{in} = 0$ dBm et pour différents courants de biais I . On constate que seulement un petit déphasage négatif est introduit sur le signal RF sans filtrage, comme nous l'avons vu lors de l'étude de l'architecture de base. Par contre, dès qu'on filtre la bande latérale rouge, un déphasage positif, accordable de 0 à plus de 120 degrés, est introduit par le SOA sur le signal RF. Ce grand déphasage s'accompagne d'un creux dans le gain RF.

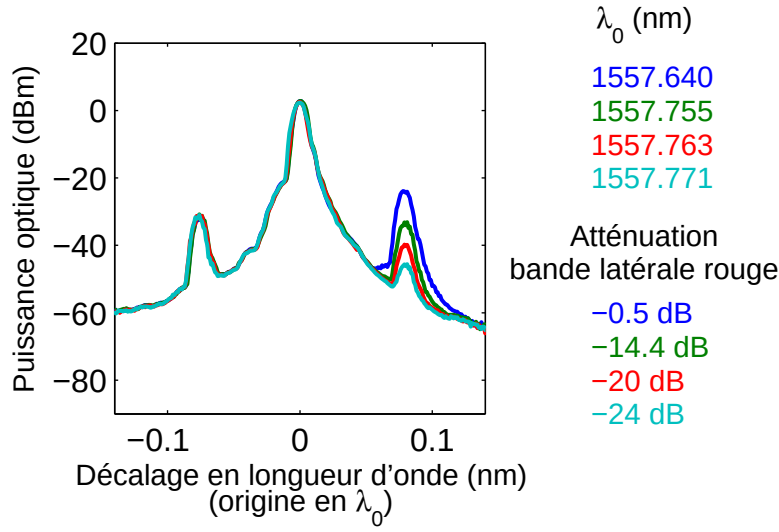


FIGURE III.15 – Spectres optiques après le filtre en fonction de la longueur d'onde de la porteuse optique, et donc en fonction du degré de filtrage de la bande latérale rouge.

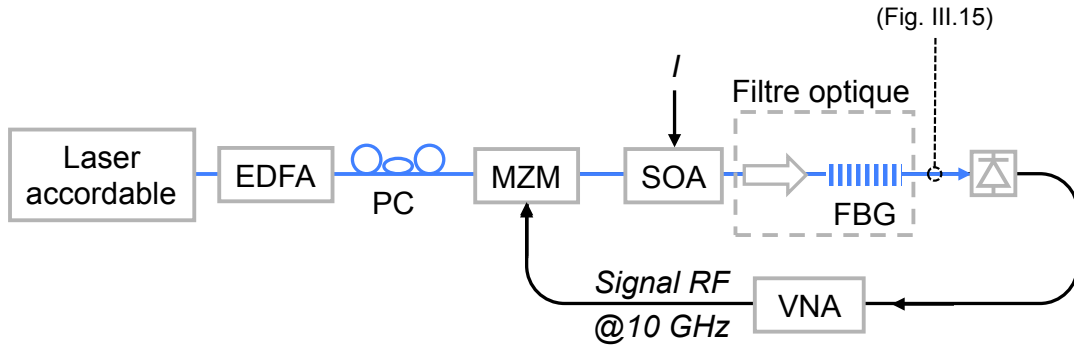


FIGURE III.16 – Montage expérimental. PC = Contrôleur de polarisation. FBG = Réseau de Bragg inscrit dans une fibre optique.

Les résultats de nos simulations sont représentés sur la figure III.17 et sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Pour les obtenir, nous avons utilisé le modèle que nous avons décrit dans le chapitre précédent, en incluant la réponse en phase et en amplitude du filtre optique utilisé [91]. Le facteur α est le seul paramètre d'ajustement supplémentaire par rapport à l'expérience précédente. Il est fixé pour la suite du manuscrit à $\alpha = 4,5$.

III.3.b. Interprétation physique

Nous présentons ici une interprétation simple afin de comprendre la différence de la réponse RF du SOA avec ou sans filtrage d'une des bandes latérales avant la photodétection. Dans cette partie, nous considérons un filtrage idéal : lorsque la bande latérale rouge est filtrée, toutes les composantes dont la fréquence est inférieure à la fréquence de la porteuse optique sont annulées ; lorsque la bande latérale bleue est filtrée, toutes les composantes dont la fréquence est supérieure à la fréquence de la porteuse optique sont annulées. Nous avons établi dans le chapitre précédent

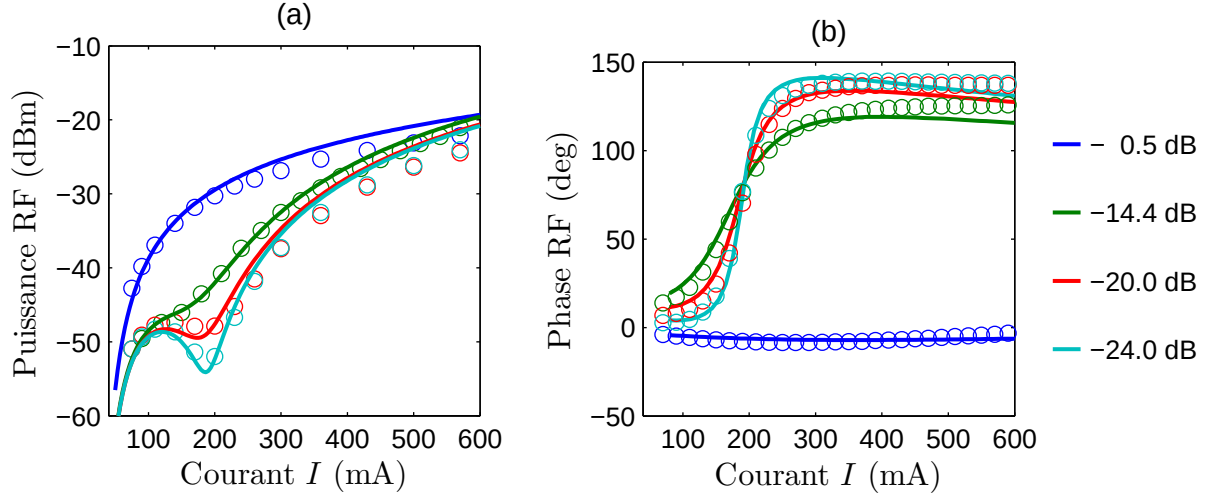


FIGURE III.17 – (a) Puissance du signal RF en sortie de liaison, et (b) phase RF introduite par le SOA pour une puissance optique d'entrée $P_{in} = 10$ dBm, pour différents courants de biais I . Sont représentés les points expérimentaux ($\circ$), obtenus grâce à un VNA, et les simulations numériques (–) issues de notre modèle. Les différentes courbes correspondent à différentes valeurs de λ_0 qui introduisent les atténuations de la bande latérale rouge repérées à droite des graphes.

(page 75) que l'équation régissant la propagation d'un signal RF sur porteuse optique est :

$$\frac{dM_1^B}{dz} = \{\Gamma\bar{g} - \gamma\} M_1^B + \frac{1 - i\alpha}{2} \frac{-\Gamma\bar{g} S_0}{1 + S_0 - i\Omega\tau_s} (M_1^B + M_1^R), \quad (\text{III.18})$$

$$\frac{dM_1^R}{dz} = \{\Gamma\bar{g} - \gamma\} M_1^R + \frac{1 + i\alpha}{2} \frac{-\Gamma\bar{g} S_0}{1 + S_0 - i\Omega\tau_s} (M_1^B + M_1^R), \quad (\text{III.19})$$

avec $M_1^B = E_1 E_0^*$ et $M_1^R = E_0 E_{-1}^*$ les signaux RF respectivement issus du battement entre la porteuse optique et la bande latérale bleue ou rouge.

Afin de mettre en évidence les différentes contributions, nous intégrons comme précédemment les équations (III.18) et (III.19) sur une petite tranche dz , de longueur L . Nous présentons ci-dessous l'approximation analytique ainsi obtenue de la fonction de transfert RF $S_{21}^R = \frac{M_1^R(L)}{M_1^R(0)}$:

$$\frac{M_1^R(L)}{M_1^R(0)} = \bar{\mathcal{G}} + \mathcal{G}_{\text{CPO}} + \mathcal{G}_{\alpha\text{CPO}}. \quad (\text{III.20})$$

Comme précédemment, le premier terme $\bar{\mathcal{G}} = 1 - \gamma L + \Gamma\bar{g}L$ correspond au gain RF moyen. Le second terme $\mathcal{G}_{\text{CPO}}$ représente la contribution due aux CPO :

$$\mathcal{G}_{\text{CPO}} = \frac{1}{2} \Gamma g_1 L M_0(0) / M_1^R(0) = \frac{-\frac{1}{2} \Gamma\bar{g} L S_0}{1 + S_0 - i\Omega\tau_s}, \quad (\text{III.21})$$

en supposant que les bandes latérales sont équilibrées à l'entrée du SOA. Enfin le dernier terme $\mathcal{G}_{\alpha\text{CPO}}$ correspond aux CPO exacerbés par le couplage gain-indice :

$$\mathcal{G}_{\alpha\text{CPO}} = \frac{i\alpha}{2} \Gamma g_1 L M_0(0) / M_1^R(0) = \frac{-i\frac{\alpha}{2} \Gamma\bar{g} L S_0}{1 + S_0 - i\Omega\tau_s}, \quad (\text{III.22})$$

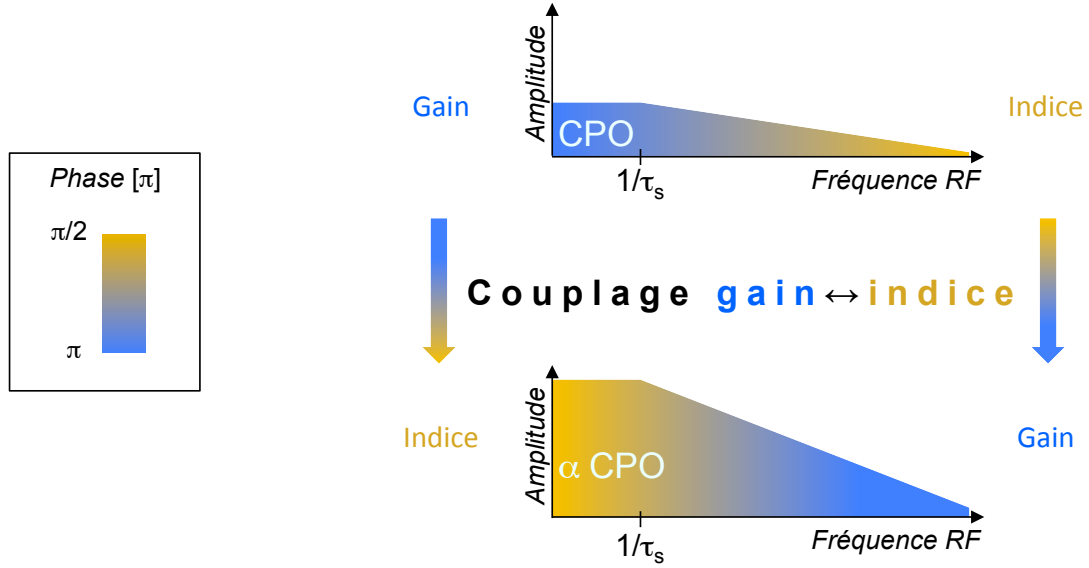


FIGURE III.18 – Illustration du comportement RF des contributions dues aux CPO (CPO) et dues aux CPO exacerbées par le couplage gain-indice (α CPO).

Les différentes contributions pour M_1^B se retrouvent à partir de celles de M_1^R en changeant α en $-\alpha$.

Or nous avons vu que la contribution due aux CPO, $\mathcal{G}_{\text{CPO}}$, a un comportement de filtre passe-bas de fréquence de coupure $1/\tau_s$. A basse fréquence $\Omega\tau_s \ll 1$, $\mathcal{G}_{\text{CPO}}$ peut s'interpréter comme un réseau temporel de gain pur, alors qu'à haute fréquence $\Omega\tau_s \gg 1$, $\mathcal{G}_{\text{CPO}}$ peut s'interpréter comme un réseau temporel d'indice pur. Nous avons illustré ces caractéristiques sur la figure III.18. Le terme $\mathcal{G}_{\alpha\text{CPO}}$ provient du couplage gain-indice présent dans les semi-conducteurs : à tout réseau de gain correspond un réseau d'indice et vice-versa. Ainsi à basse fréquence $\Omega\tau_s \ll 1$, $\mathcal{G}_{\alpha\text{CPO}}$ peut s'interpréter comme un réseau temporel d'indice pur à basse fréquence, alors qu'à haute fréquence $\Omega\tau_s \gg 1$, $\mathcal{G}_{\alpha\text{CPO}}$ peut s'interpréter comme un réseau temporel de gain pur. Le couplage gain-indice étant élevé dans les semi-conducteurs ($\alpha \approx 5$), l'amplitude des CPO exacerbées par le couplage gain-indice est multipliée par le facteur α par rapport à celle des CPO. On peut donc négliger $\mathcal{G}_{\text{CPO}}$ dans la suite de la discussion. Ces caractéristiques sont illustrées sur la figure III.18.

Sur la figure III.19, nous avons tracé le gain et la phase des différentes contributions $\bar{\mathcal{G}}$, $\mathcal{G}_{\text{CPO}}$ et $\mathcal{G}_{\alpha\text{CPO}}$, lorsque la bande latérale rouge est filtrée avant la photodétection. On retrouve bien que $\mathcal{G}_{\text{CPO}}$ et $\mathcal{G}_{\alpha\text{CPO}}$ ont un comportement de filtre passe-bas de fréquence de coupure $1/\tau_s$, et qu'à basse fréquence, $\mathcal{G}_{\text{CPO}}$ est un réseau temporel de gain en opposition de phase, alors que c'est à haute fréquence que $\mathcal{G}_{\alpha\text{CPO}}$ l'est. Du fait de l'importance du couplage gain-indice dans les semi-conducteurs, les CPO exacerbées par le couplage gain-indice ($\mathcal{G}_{\alpha\text{CPO}}$) ont une amplitude importante, de sorte que ce terme est dominant à basse fréquence par rapport à $\bar{\mathcal{G}}$ et $\mathcal{G}_{\text{CPO}}$. A hautes fréquences, l'amplification optique moyenne, $\bar{\mathcal{G}}$, devient le phénomène dominant. Il existe donc une transition entre $\mathcal{G}_{\alpha\text{CPO}}$ et $\bar{\mathcal{G}}$ à une fréquence normalisée notée x_T . Ainsi, lorsque la bande latérale rouge est filtrée avant la photodétection, la réponse RF totale du SOA suit $\mathcal{G}_{\alpha\text{CPO}}$ à basse fréquence ($\Omega\tau_s < x_T$), et $\bar{\mathcal{G}}$ à haute fréquence ($\Omega\tau_s > x_T$), comme on peut le constater sur la figure III.19, où le gain RF et la phase RF introduits par le SOA sont représentés en noir. A la transition, les deux termes dominants sont quasiment en opposition de phase : ainsi, la

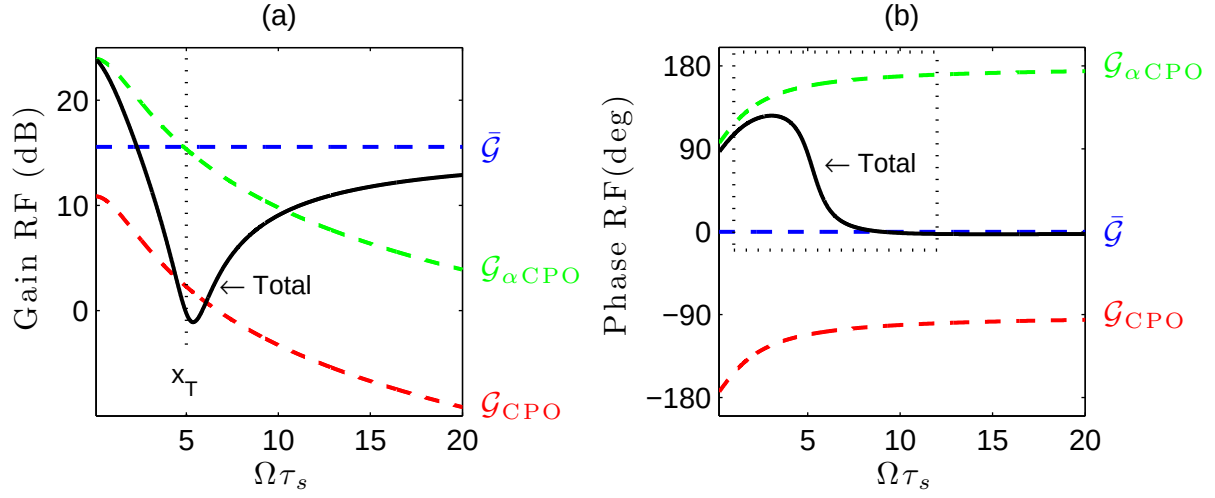


FIGURE III.19 – Les différentes contributions et la réponse RF totale du SOA lorsque la bande latérale rouge est filtrée avant la photodétection. (a) Gain RF en fonction de la fréquence normalisée. (b) Phase RF en fonction de la fréquence normalisée.

Paramètres : $\Gamma\bar{g}L = 7$, $\gamma L = 2$, $S_0 = 1$, $\alpha = 4, 5$.

réponse RF totale du SOA présente un saut de phase proche de 180 degrés, et le gain présente un creux dû aux interférences destructives de $G_{\alpha CPO}$ et $\bar{G}$.

Nous avons représenté sur la figure III.20(a) un agrandissement de la zone encadrée du graphe III.19(b). On retrouve la phase des contributions $G_{\alpha CPO}$ et $\bar{G}$. Nous avons ajouté la phase de la réponse RF total du SOA pour différentes valeurs du gain modal $\Gamma\bar{g}L$. On constate que la fréquence de la transition varie selon la valeur du gain modal $\Gamma\bar{g}L$. Ainsi, en se plaçant à une fréquence donnée, par exemple $\Omega\tau_s = 7$, le SOA se comporte alors tel un déphaseur RF accordable, comme l'illustre la figure III.20(b).

Grâce à cette interprétation physique simple, nous avons ainsi dégagé les trois caractéristiques qui permettent au SOA, lorsque la bande latérale rouge est filtrée avant la photodétection, de réaliser des déphasages accordables importants (proches de 180 degrés) :

1. Il existe une transition entre deux phénomènes à la fréquence normalisée x_T .
2. Ces deux phénomènes sont en quasi-opposition de phase à cette fréquence x_T .
3. La fréquence de cette transition est accordable par le gain modal $\Gamma\bar{g}L$, et donc par le courant I et/ou la puissance optique incidente P_{in} .

Cela permet ainsi, en se plaçant à une fréquence donnée, de passer d'un phénomène à l'autre en modifiant le courant I du SOA ou la puissance optique incidente (P_{in}), et d'introduire ainsi des déphasages accordables de 0 à presque 180 degrés.

Xue et al. ont montré dès leur premier article qu'un déphasage accordable important était obtenu uniquement si la bande latérale rouge, et non la bleue, était filtrée [57]. Afin de comprendre ce phénomène, analysons à présent la situation lorsque la bande latérale bleue est filtrée avant la photodétection. Les différentes contributions sont représentées sur la figure III.21. On constate que les différentes contributions ont les mêmes caractéristiques que lorsque la bande

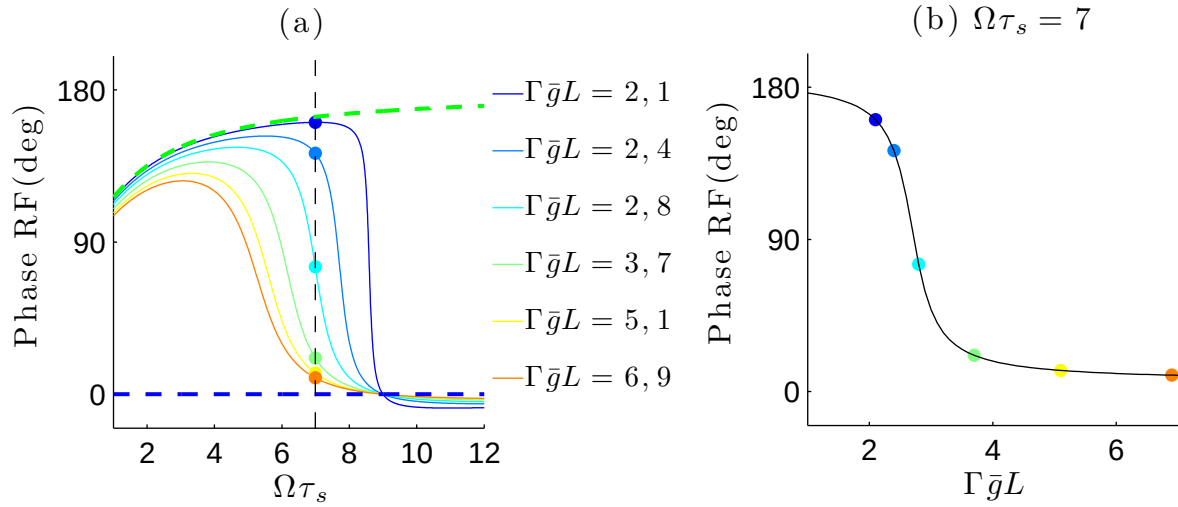


FIGURE III.20 – (a) Agrandissement de la zone encadrée du graphe III.19(b). La réponse RF totale du SOA a été tracée pour différentes valeurs du gain modal $\Gamma\bar{g}L$. (b) Phase RF introduite en fonction du gain modal à la fréquence $\Omega\tau_s = 7$. Les points repérés sur le graphe (a) sont reportés sur le graphe (b).

Paramètres : $\gamma L = 2$, $S_0 = 1$, $\alpha = 4, 5$.

latérale rouge est filtrée, à l'exception du signe de $\mathcal{G}_{\alpha\text{CPO}}$ ¹ : la phase de $\mathcal{G}_{\alpha\text{CPO}}$ est translatée de π par rapport à celle vue lorsque la bande latérale rouge est filtrée. Par conséquent, il existe bien une transition entre deux phénomènes à la fréquence normalisée x_T . Mais ces deux phénomènes, $\mathcal{G}_{\alpha\text{CPO}}$ et $\bar{\mathcal{G}}$, sont en phase. Ainsi, il n'y a pas de saut de phase à la transition, ni de creux dans le gain. Il est alors impossible de réaliser un déphaseur RF accordable efficace.

III.3.c. Evaluation de l'amplitude des déphasages accordables et de leurs bandes passantes

L'interprétation physique précédente permet de facilement évaluer l'amplitude des déphasages accordables pour un composant donné par cette méthode, basée sur une transition entre deux phénomènes en quasi opposition de phase. Le déphasage maximal correspond à la différence de phase, à la fréquence d'utilisation, entre les deux termes $\mathcal{G}_{\alpha\text{CPO}}$ et $\bar{\mathcal{G}}$. L'amplitude des déphasages ne pourra ainsi excéder 180 degrés.

Etant donné que ce déphaseur RF repose sur le principe d'une transition entre deux phénomènes, la bande passante instantanée est nécessairement étroite et dépend fortement de la précision souhaitée en phase.

Par contre, ce déphaseur RF est très agile en fréquence d'utilisation. La plage de fréquence d'utilisation Δf correspond à la plage sur laquelle la fréquence de transition peut être accordée. La transition est définie par $|\mathcal{G}_{\alpha\text{CPO}}| = |\bar{\mathcal{G}}|$, et elle est apparait à haute fréquence ($\Omega\tau_s \gg 1 + S_0$).

1. Le fait que les bandes latérales bleue et rouge voient les CPO exaltées par le couplage gain-indice avec un signe opposé explique pourquoi les bandes latérales en sortie du SOA sont déséquilibrés (cf. figure III.13). De plus, cela explique aussi pourquoi l'effet des CPO exaltées par le couplage gain-indice n'est pas visible dans le domaine électrique lorsque les deux bandes latérales sont détectées : leurs contributions s'annulent.

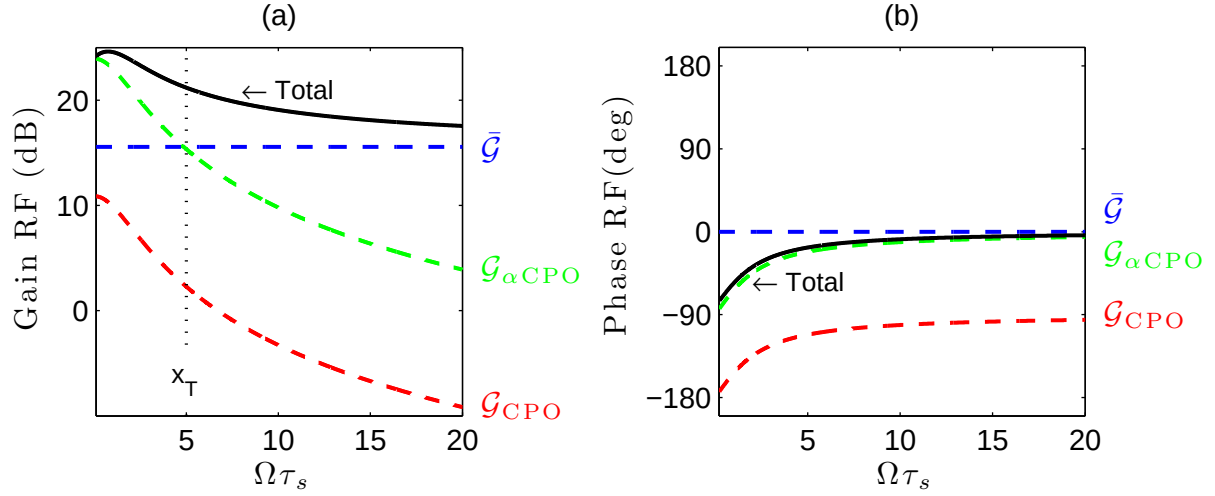


FIGURE III.21 – Les différentes contributions et la réponse RF totale du SOA lorsque la bande latérale bleue est filtrée avant la photodétection. (a) Gain (b) Phase.
Paramètres : $\Gamma\bar{g}L = 7$, $\gamma L = 2$, $S_0 = 1$, $\alpha = 4, 5$.

D'après l'équation (III.22), on peut approcher la fréquence normalisée x_T par :

$$x_T \approx \frac{\alpha\Gamma\bar{g}LS_0}{1 + \Gamma\bar{g}L - \gamma L}. \quad (\text{III.23})$$

Pour le SOA COVEGA, on trouve que x_T est compris entre 7 et 100. Cela correspond à une plage de fréquence d'utilisation Δf entre 5 GHz et 40 GHz. A noter qu'à basse fréquence, la suppression de la bande latérale par le filtre optique est difficile. La limite des 40 GHz a été théoriquement et expérimentalement montrée dans [92] (figure 6(a) de [92]).

III.3.d. Conclusion : apports et limitations de cette architecture

Cette architecture permet de réaliser des déphasages accordables importants, entre 130° et 180° , sur une large gamme de fréquences (5 à 40 GHz). L'accordabilité est continue et contrôlée électriquement par le courant du SOA (ou optiquement par la puissance d'entrée incidente).

Néanmoins la bande passante instantanée est faible, et ces déphaseurs RF ne pourront être utilisés que dans des applications à bande passante étroite (par exemple les oscillateurs opto-électroniques).

D'un point de vue opérationnel, cette architecture est assez difficile à mettre en œuvre à cause de l'utilisation du filtre optique, dont le flanc abrupt doit être situé très près de la longueur d'onde de la porteuse optique afin de supprimer efficacement la bande latérale rouge de modulation. Cela impose que la différence de longueur d'onde entre le centre du filtre optique et le laser soit fixe et contrôlée. Cette contrainte est difficilement compatible avec des systèmes aussi complexes que des RADAR où des centaines de voies opto-hyperfréquences pourraient être nécessaires, et où l'environnement en termes d'excursion de température et de vibrations n'est pas adapté. Nous verrons dans le chapitre suivant comment s'affranchir de ce problème.

Enfin, le déphasage important est associé à un creux important dans le gain, ce qui laisse présager de graves pénalités dans le rapport signal-sur-bruit et la dynamique de la liaison. Afin d'évaluer cet aspect, nous allons tout d'abord étudier l'effet des CPO sur le bruit d'intensité.

III.4 Bruit d'intensité et Rapport Signal-sur-Bruit

Nous venons d'expliciter le fait que les retards et déphasages accordables réalisés par CPO dans un SOA sont associés à une baisse du gain RF par rapport à celui qu'aurait un amplificateur de même gain optique sans CPO. Or pour les applications RADAR, le rapport signal-sur-bruit des signaux analogiques est crucial. En effet, la portée d'un RADAR, ou le domaine à l'intérieur duquel il est capable de discerner la présence d'un objet, est, entre autres, limitée par le rapport signal-sur-bruit. Nous étudions ainsi dans cette partie l'impact des CPO sur le bruit d'intensité additif du SOA, afin d'évaluer le rapport signal-sur-bruit des deux architectures que nous venons d'analyser.

Nous rappelons en guise d'introduction les différentes sources de bruit dégradant le photocourant mesuré en sortie de la liaison opto-hyperfréquence.

Considérons un photocourant $i_{ph}(t)$ présentant de petites fluctuations $\delta i(t)$ autour de sa valeur moyenne I_{ph} :

$$i_{ph}(t) = I_{ph} + \delta i(t). \quad (\text{III.24})$$

Nous supposons que les bruits considérés sont des processus aléatoires stationnaires et ergodiques. Dans la pratique, les signaux étant bornés temporellement, la densité spectrale de bruit $S_{\delta i}$, associée aux fluctuations $\delta i(t)$, et s'étalant sur les fréquences positives, s'écrit :

$$S_{\delta i}(\Omega) = 2 \langle \tilde{\delta i}(\Omega) \tilde{\delta i}(\Omega)^* \rangle. \quad (\text{III.25})$$

$\tilde{\delta i}(\Omega)$ désigne la transformée de Fourier de $\delta i(t)$. $\langle \rangle$ indique la moyenne, et $*$ le complexe conjugué. Les densités spectrales de bruit considérées dans ce manuscrit s'étalent uniquement sur les fréquences positives du spectre électrique.

Les fluctuations du photocourant $\delta i(t)$ proviennent de trois sources de bruit principales : le bruit thermique, le bruit de grenaille et le bruit provenant des fluctuations de la puissance optique détectée.

Le bruit thermique

Le bruit thermique est une composante inhérente à tout système électrique. Il est attribué à l'agitation thermique induisant des variations permanentes du courant électrique circulant dans la résistance de charge de la photodiode, notée R . Nous noterons $\delta i_{th}(t)$ la contribution du bruit thermique aux fluctuations totales, $\delta i(t)$. Imaginons que nous disposons d'une résistance de mesure R_e dépourvue de bruit et égale à la résistance R . Dans ce cas, la densité spectrale de puissance associée au bruit thermique circulant dans R_e est :

$$S_{\delta i_{th}} = \frac{k_b T}{R}, \quad (\text{III.26})$$

où k_b est la constante de Boltzman et T est la température ambiante. La densité spectrale $S_{\delta i_{th}}$ s'étale uniquement sur les fréquences positives du spectre. Le bruit thermique est un bruit blanc, et donc indépendant de la fréquence d'analyse.

Le bruit de grenaille

Le bruit de grenaille ou “shot noise” provient de la nature discrète des charges qui portent le courant. Ce dernier est donc la superposition de courants impulsionnels générés à des instants aléatoires dans le temps et indépendants les uns des autres. Le bruit de courant induit, $\delta i_{shot}(t)$, est décrit par une statistique de Poisson. La densité spectrale de puissance associée au bruit de grenaille est liée au photocourant moyen I_{ph} par la relation suivante :

$$S_{\delta i_{shot}} = 2eI_{ph}, \quad (\text{III.27})$$

où e est la charge élémentaire d’un électron. Le bruit de grenaille est aussi un bruit blanc.

Le bruit provenant des fluctuations de la puissance optique détectée

Outre le signal de modulation utile, la détection restitue également une image électrique des fluctuations d’intensité de l’onde optique détectée, qui viennent s’ajouter au bruit thermique et au bruit de grenaille.

Considérons le rendement de la photodétection $\mathcal{R}_{ph}$. Il représente le coefficient de proportionnalité entre le photocourant détecté moyen I_{ph} et la puissance optique incidente moyenne P_{opt} :

$$I_{ph} = \mathcal{R}_{ph} P_{opt}. \quad (\text{III.28})$$

Le rendement de la photodétection $\mathcal{R}_{ph}$ inclut le rendement quantique interne de la photodiode, η_{ph} , c’est-à-dire, le rapport entre le nombre de photons incidents et le nombre de paires électrons trous générées. En tenant compte de l’efficacité de couplage du mode de la fibre optique à la surface absorbante du détecteur, noté C_{ph} , le rendement de la photodétection s’écrit :

$$\mathcal{R}_{ph} = C_{ph} \frac{e\lambda}{hc} \eta_{ph}. \quad (\text{III.29})$$

On suppose que la photodiode est en régime linéaire, non saturée. Ainsi le rendement $\mathcal{R}_{ph}$ est indépendant de la puissance optique détectée. Les fluctuations de la puissance optique et du photocourant vérifient :

$$\delta i_{opt}(t) = \mathcal{R}_{ph} \delta P_{opt}(t). \quad (\text{III.30})$$

Le bruit de la puissance optique détectée est usuellement décrit par le bruit d’intensité relatif, noté RIN¹. Le RIN peut être défini de manière équivalente à partir des fluctuations du photocourant mesuré ou à partir des fluctuations de la puissance optique incidente sur la photodiode (équations (III.28) et (III.30)) :

$$\text{RIN}(\Omega) = \frac{S_{\delta i_{opt}}(\Omega)}{I_{ph}^2} = \frac{S_{\delta P_{opt}}(\Omega)}{P_{opt}^2}. \quad (\text{III.31})$$

$S_{\delta i_{opt}}$ et $S_{\delta P_{opt}}$ sont les densités spectrales de bruit (s’étalant sur les fréquences positives uniquement) des fluctuations $\delta i_{opt}(t)$ et $\delta P_{opt}(t)$.

L’origine des fluctuations de la puissance optique est variée. Les composants actifs, tels que les sources laser et les amplificateurs optiques contribuent au bruit d’intensité. De plus,

1. Acronyme venant de l’anglais “*Relative Intensity Noise*”

les fluctuations δP_{opt} sont continuellement alimentées par des perturbations extérieures, telles que les fluctuations thermiques ou les instabilités mécaniques. Enfin la présence de cavités indésirables dans le montage peut aussi constituer une source de bruit pour la puissance optique.

Nous avons rappelé dans cette introduction que la densité spectrale de bruit du photocourant se compose de trois termes, le bruit thermique, le bruit de grenaille et le terme provenant des fluctuations de la puissance optique détectée :

$$S_{\delta i}(\Omega) = \frac{k_b T}{R} + 2eI_{ph} + \text{RIN}(\Omega) I_{ph}^2. \quad (\text{III.32})$$

Dans les liaisons opto-hyperfréquence, la puissance optique détectée par la photodiode, et donc le photocourant I_{ph} , est élevée afin de garantir une bonne dynamique de la liaison. Ainsi le bruit provenant des fluctuations de la puissance optique détectée, en particulier celui des composants actifs, est souvent la source de bruit dominant. Or la ligne à retards accordables et le déphaseur RF que nous venons d'étudier introduisent un composant actif supplémentaire dans la liaison opto-hyperfréquence, le SOA. Il est donc nécessaire d'étudier le bruit d'intensité introduit par le SOA. Nous veillerons en particulier à étudier sa distribution spectrale sur la bande de fréquences utile pour les applications RADAR, et à la comparer au spectre du gain RF que nous venons d'étudier afin d'analyser le rapport signal-sur-bruit.

III.4.a. Principe du modèle semi-classique du bruit additif d'un amplificateur optique

Afin d'étudier le bruit d'intensité additif d'un amplificateur optique, nous avons choisi de considérer le modèle semi-classique du bruit. Dans le cadre de ce modèle, le bruit est considéré comme une somme de faibles signaux monochromatiques et incohérents. Cela nous permettra en particulier de réutiliser le modèle du gain RF précédemment décrit.

Les bruits additifs d'amplificateur optique ont diverses origines : l'émission spontanée, les fluctuations thermiques du milieu à gain, les instabilités mécaniques du couplage entre la fibre optique et le composant ou encore la réinjection optique. Nous considérons dans cette partie uniquement l'émission spontanée, qui est la source de bruit d'intensité principale.

La désexcitation des porteurs par émission spontanée produit des photons dans toutes les directions, avec une phase aléatoire. Seuls les photons émis dans le sens de propagation du signal contribuent au bruit additif de l'amplificateur. Les photons produits par émission spontanée, dans une tranche donnée de l'amplificateur, sont ensuite amplifiés par émission stimulée lors de leur propagation jusqu'à la sortie de l'amplificateur. En sortie de l'amplificateur, le bruit additif dû à l'émission spontanée amplifiée est usuellement dénommé ASE¹. L'allure et la largeur du spectre optique de l'ASE dépendent du type d'amplificateur optique. Dans le cas des amplificateurs optiques à semi-conducteurs, la largeur à -3 dB du spectre de l'ASE est de quelques dizaines de nm. Par exemple, pour le SOA que nous utilisons, la largeur du spectre de l'ASE à -3 dB varie de 30 nm à 90 nm suivant le courant et la puissance optique injectés. Cette largeur de spectre est très proche de la bande passante B_{opt} du gain de l'amplificateur.

1. Acronyme venant de l'anglais *Amplified Spontaneous Emission*.

Dans le modèle semi-classique du bruit additif d'un amplificateur optique, le spectre optique de l'ASE est approché par celui d'un bruit blanc dans la bande passante B_{opt} du gain de l'amplificateur optique. L'amplificateur optique est décomposé en deux éléments : une source de bruit quantique et un amplificateur idéal, sans bruit, de gain G . Cela est illustré sur la figure III.22. La source de bruit quantique génère un bruit blanc, de largeur B_{opt} , qui correspond à l'émission spontanée nécessaire à l'entrée de l'amplificateur idéal afin de retrouver le spectre de l'ASE en sortie de l'amplificateur (figure III.23). On traite ce bruit telle une somme de faibles signaux monochromatiques et incohérents. On montre que la densité spectrale de puissance de cette émission spontanée "incidente" doit être égale à [93] :

$$\rho_{in}^{SE} = \frac{\hbar\omega}{2} \left(F - \frac{1}{G} \right), \quad (III.33)$$

avec F le facteur de bruit optique de l'amplificateur ($F > 1$) et G le gain de l'amplificateur optique. On note P_{in}^{laser} la puissance optique de la porteuse optique à l'entrée de l'amplificateur optique.

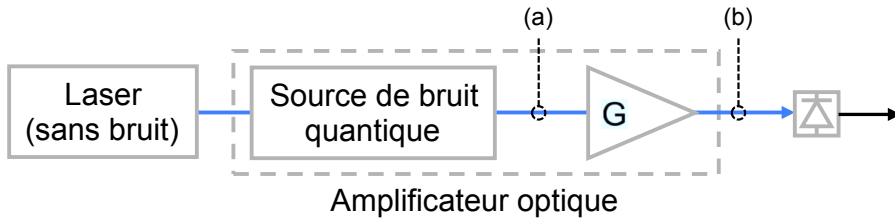


FIGURE III.22 – Illustration du modèle semi-classique d'un amplificateur optique. L'amplificateur optique est décomposé en deux éléments : une source de bruit quantique et un amplificateur idéal, sans bruit, de gain G . Les repères (a) et (b) correspondent aux spectres optiques représentés sur les figure III.23.

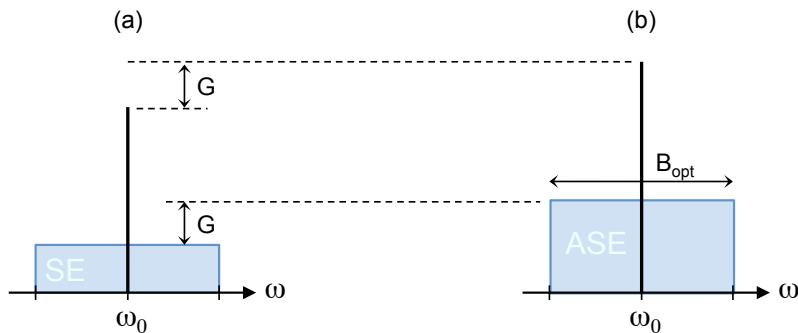


FIGURE III.23 – Illustration des spectres optiques situés aux repères de la figure III.22 : (a) après la source de bruit quantique, et (b) après l'amplificateur. "SE" correspond à "émission spontanée" et "ASE" à émission spontanée amplifiée. Pour cette illustration, le gain G a été supposé uniforme sur toute la bande passante B_{opt} .

La figure III.23(b) nous montre que le spectre optique après l'amplificateur optique est donc composé de la porteuse optique amplifiée et de l'ASE. Ainsi, d'après la définition (III.25), la densité spectrale de puissance de bruit $S_{\delta i_{ampli}}(\Omega)$, associée aux fluctuations introduites par l'amplificateur optique, est composée de trois termes [94] :

1. le battement spontané-spontané, noté “Sp-Sp” : la densité spectrale de bruit $S_{\text{Sp-Sp}}(\Omega)$ associée à ce terme correspond à la somme de tous les battements entre les composantes spectrales de l’ASE de même polarisation espacées de la fréquence Ω . Le spectre électrique de ce battement est représenté sur le graphe de droite de la figure III.24(a). L’annexe C détaille le calcul de ce terme dans le cas où le gain est uniforme sur toute la bande passante optique B_{opt} :

$$S_{\text{Sp-Sp}}(\Omega) = 2G^2 \left(\rho_{\text{in}}^{\text{SE}} \right)^2 B_{\text{opt}} (1 - \Omega/B_{\text{opt}}). \quad (\text{III.34})$$

Dans les SOAs, B_{opt} est de l’ordre de 50 nm, soit 6600 GHz. Les fréquences auxquelles nous nous intéressons dans ce manuscrit varient de 1 MHz à 40 GHz. Ainsi, sur la plage de fréquence que nous considérons, le battement “Sp-Sp” est presque constant en fréquence.

2. le battement porteuse-spontané, noté “P-Sp” : la densité spectrale de bruit $S_{\text{P-Sp}}(\Omega)$ associée à ce terme correspond à la somme du battement entre la porteuse et la composante spectrale situé à $\omega_0 - \Omega$ et du battement entre la porteuse et la composante spectrale située à $\omega_0 + \Omega$. Le spectre électrique de ce battement est représenté sur le graphe de droite de la figure III.24(b). L’annexe C détaille le calcul de ce terme dans le cas où le gain est uniforme sur toute la bande passante optique. On montre en particulier que puisque les deux battements qui contribuent à $S_{\text{P-Sp}}(\Omega)$ sont incohérents, on a :

$$S_{\text{P-Sp}}(\Omega) = 2(G^2 + G^2) \rho_{\text{in}}^{\text{SE}} P_{\text{in}}^{\text{laser}}, \quad (\text{III.35})$$

$$= 4G^2 \rho_{\text{in}}^{\text{SE}} P_{\text{in}}^{\text{laser}}. \quad (\text{III.36})$$

3. le battement porteuse-porteuse, noté “P-P” : ce terme provient de la conversion du bruit de phase de la porteuse optique en bruit d’intensité, dû majoritairement aux réflexions parasites dans l’amplificateur optique [93]. Ce terme n’est donc significatif qu’à très basse fréquence. Nous ne l’étudierons pas dans cette partie.

Ces expressions de $S_{\text{P-Sp}}$ et $S_{\text{Sp-Sp}}$ sont celles couramment utilisées dans la littérature [61, 93–95]. Elles sont en particulier adaptées aux amplificateurs EDFA, dont le gain peut être considéré comme uniforme dans les conditions expérimentales utilisées pour les télécommunications. Néanmoins, l’hypothèse du gain uniforme n’est pas valable dans le cas des SOAs saturés tels que nous les avons utilisés. En effet, nous avons vu que le gain des SOAs dépend alors fortement de la fréquence due à la présence de CPO et du couplage gain-indice (voir figure II.10 page 73, ou figure III.8 page 86).

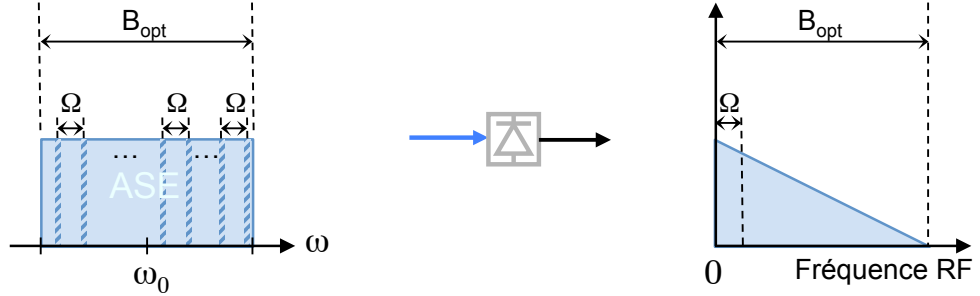
Il nous est donc nécessaire de considérer un modèle semi-classique du bruit incluant la dépendance du gain en fréquence due aux CPO et au couplage gain-indice.

III.4.b. Modèle semi-classique du bruit incluant la présence de CPO et du couplage gain-indice

Impact des CPO et du couplage gain-indice sur le battement Sp-Sp

La densité spectrale de bruit $S_{\text{Sp-Sp}}(\Omega)$ associée au battement Sp-Sp correspond à la somme de tous les battements entre les composantes spectrales de l’ASE espacées de la fréquence Ω , comme nous l’avons illustré sur la figure III.24(a). Or nous avons vu que le gain est affecté par les CPO et le couplage gain-indice uniquement au voisinage de la porteuse optique, sur au

(a) Sp-Sp



(b) P-Sp

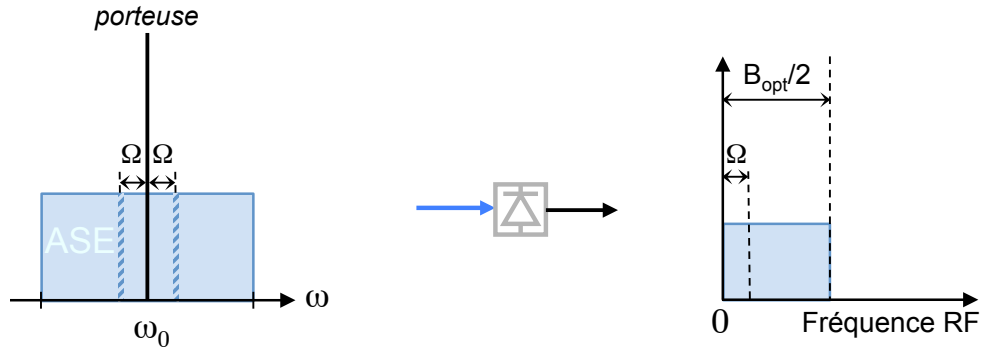


FIGURE III.24 – Illustration (a) du battement spontané-spontané et (b) du battement porteuse-spontané à la fréquence Ω . A gauche, nous avons représenté le spectre de puissance optique avant la photodiode, tel qu'on pourrait le mesurer avec un analyseur de spectre optique. A droite, nous avons représenté le spectre d'intensité optique, tel qu'on pourrait l'observer après une photodiode et avec un analyseur de spectre électrique. Ces deux instruments sont supposés ici idéaux (avec une bande passante infinie). Pour cette illustration, le gain G a été supposé uniforme sur toute la bande passante B_{opt} . Dans les SOAs, B_{opt} est de l'ordre de 50 nm, soit 6600 GHz. La plage maximale en fréquence à laquelle nous nous intéressons dans ce manuscrit va de 1 MHz à 40 GHz.

maximum quelques dizaines de GHz. En dehors de cette zone limitée, le gain est uniforme et est égal à G , sur toute la bande passante de l'amplificateur (de l'ordre de 6600 GHz). Ainsi la non-uniformité du gain dû aux CPO et au couplage gain-indice affecte moins de 1% des composantes spectrales de l'ASE. Ainsi on peut considérer que les composantes spectrales de l'ASE espacées de la fréquence Ω voient un gain moyen G .

Les CPO et le couplage gain-indice n'affectent donc pas le battement Sp-Sp qui s'écrit alors :

$$S_{Sp-Sp}(\Omega) = 2G^2 \left(\rho_{in}^{SE} \right)^2 B_{opt} (1 - \Omega/B_{opt}). \quad (\text{III.37})$$

Impact des CPO et du couplage gain-indice sur le battement P-Sp

La densité spectrale de bruit $S_{P-Sp}(\Omega)$ associée au battement P-Sp correspond à la somme du battement entre la porteuse et la composante spectrale situé à $\omega_0 - \Omega$ et du battement

entre la porteuse et la composante spectrale située à $\omega_0 + \Omega$, comme nous l'avons illustré sur la figure III.24(b). Or les composantes de l'ASE à $\omega_0 + \Omega$ ont deux origines :

1. l'amplification de l'émission spontanée (SE) issue de la source de bruit quantique de fréquence $\omega_0 + \Omega$.
2. la création de photons par mélanges d'ondes dus à la présence de CPO : en effet le battement entre la porteuse et la composante spectrale de l'émission spontanée issue de la source de bruit quantique vont créer des CPO à Ω . Par mélange d'ondes, des photons sont créés à $\omega_0 + \Omega$ et $\omega_0 - \Omega$.

Comme le spectre SE est considéré comme une somme de signaux faibles monochromatiques incohérents, il nous faut donc étudier de manière indépendante les contributions respectives à l'ASE des photons SE “rouges” et des photons SE “bleus” situés à Ω de la porteuse.

Contribution des photons SE “rouges” situés à $-\Omega$ de la porteuse au battement P-Sp

On considère le battement entre la porteuse et la composante spectrale de l'émission spontanée issue de la source de bruit quantique situé à $\omega_0 - \Omega$. On le nomme battement “porteuse - SE rouge” et on le note :

$$|M_R^{SE}| e^{-i(\Omega t + \phi_R)}, \quad (\text{III.38})$$

où ϕ_R est une phase aléatoire. Afin d'établir la contribution de ce battement à l'ASE, nous utilisons les approximations analytiques des équations (III.18) et (III.19), comme nous l'avons déjà fait page 95. Dans ce paragraphe, nous considérons qu'à l'entrée du SOA, seuls les photons “rouges” sont présents. Un photon rouge crée par amplification une contribution $M_{R \rightarrow R}^{ASE}$ au battement “porteuse - ASE rouge”. Ce même photon crée également par mélange d'onde une contribution $M_{R \rightarrow B}^{ASE}$ au battement ‘porteuse - ASE bleue’. $M_{R \rightarrow R}^{ASE}$ et $M_{R \rightarrow B}^{ASE}$ sont donnés par :

$$M_{R \rightarrow R}^{ASE}(\Omega) = \mathcal{G}_{R \rightarrow R}(\Omega) |M_R^{SE}| e^{-i\phi_R}, \quad (\text{III.39})$$

$$M_{R \rightarrow B}^{ASE}(\Omega) = \mathcal{G}_{R \rightarrow B}(\Omega) |M_R^{SE}| e^{-i\phi_R}, \quad (\text{III.40})$$

avec

$$\mathcal{G}_{R \rightarrow R}(\Omega) = \bar{\mathcal{G}} + \frac{1 + i\alpha}{2} \frac{-\Gamma \bar{g} L S_0}{1 + S_0 - i\Omega \tau_s}, \quad (\text{III.41})$$

$$\mathcal{G}_{R \rightarrow B}(\Omega) = \frac{1 - i\alpha}{2} \frac{-\Gamma \bar{g} L S_0}{1 + S_0 - i\Omega \tau_s}. \quad (\text{III.42})$$

Contribution des photons SE “bleus” situés à $+\Omega$ de la porteuse au battement P-Sp

De même, on obtient ainsi les contributions $M_{B \rightarrow R}^{ASE}$ et $M_{B \rightarrow B}^{ASE}$ du battement “porteuse - SE bleue” M_B^{SE} aux battements respectifs “porteuse - ASE rouge” et “porteuse - ASE bleue” :

$$M_{B \rightarrow R}^{ASE}(\Omega) = \mathcal{G}_{B \rightarrow R}(\Omega) |M_B^{SE}| e^{-i\phi_B}, \quad (\text{III.43})$$

$$M_{B \rightarrow B}^{ASE}(\Omega) = \mathcal{G}_{B \rightarrow B}(\Omega) |M_B^{SE}| e^{-i\phi_B}, \quad (\text{III.44})$$

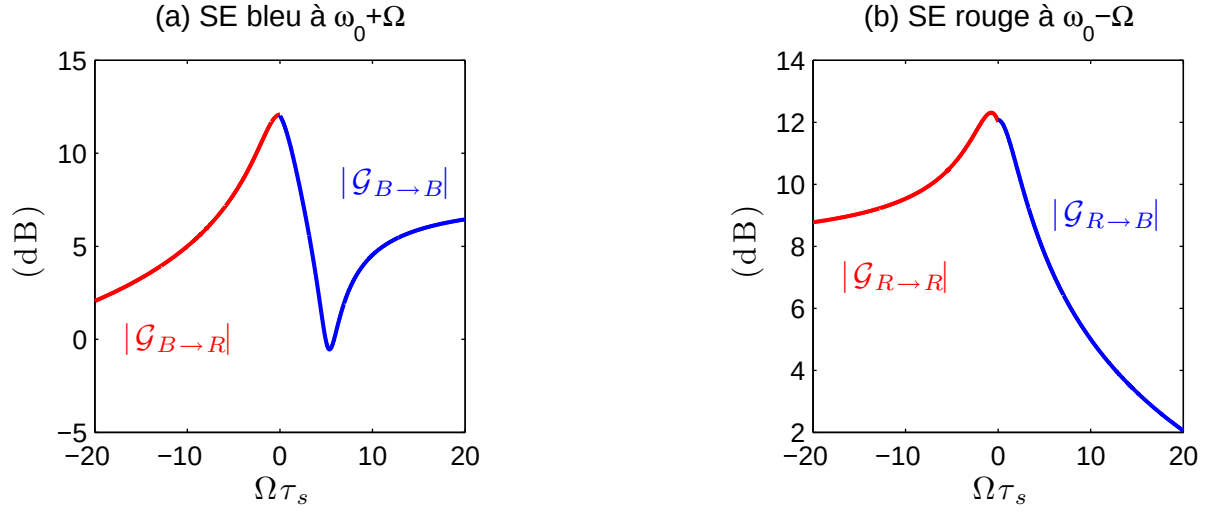


FIGURE III.25 – Spectre de l'amplitude des gains $|\mathcal{G}_{X \rightarrow Y}|$ intervenant dans le battement P-Sp. Nous avons utilisé la convention suivante : les gains relatifs aux battements “porteuse - ASE rouge” ($|\mathcal{G}_{X \rightarrow R}|$) sont représentés avec $\Omega\tau_s$ négatif (puisque'ils s'appliquent en $\omega_0 - \Omega$) ; les gains relatifs aux battements “porteuse - ASE bleue” ($|\mathcal{G}_{X \rightarrow B}|$) sont représentés avec $\Omega\tau_s$ positif. (a) Gains créés par le battement “porteuse - SE bleue”. (b) Gains créés par le battement “porteuse - SE rouge”.

Paramètres : $\Gamma\bar{g}L = 7$, $\gamma L = 2$, $S_0 = 1$, $\alpha = 4, 5$.

avec ϕ_B une phase aléatoire et :

$$\mathcal{G}_{B \rightarrow B}(\Omega) = \bar{\mathcal{G}} + \frac{1 - i\alpha}{2} \frac{-\Gamma\bar{g}L S_0}{1 + S_0 - i\Omega\tau_s}, \quad (\text{III.45})$$

$$\mathcal{G}_{B \rightarrow R}(\Omega) = \frac{1 + i\alpha}{2} \frac{-\Gamma\bar{g}L S_0}{1 + S_0 - i\Omega\tau_s}. \quad (\text{III.46})$$

Nous avons représenté sur la figure III.25 le spectre de l'amplitude des gains $|\mathcal{G}_{X \rightarrow Y}|$. Le spectre III.25(a) (respectivement (b)) correspond au spectre de l'ASE créé par un photon SE bleu (respectivement rouge). On constate que ces gains varient fortement sur la plage de fréquence normalisée considérée, ce qui montre bien la nécessité de prendre en compte la non-uniformité du gain dû aux CPO et au couplage gain-indice.

Expression du battement P-Sp

La densité spectrale de puissance de bruit $S_{P-\text{Sp}}(\Omega)$ à Ω comporte donc quatre contributions, $M_{R \rightarrow R}^{ASE}(\Omega)$, $M_{R \rightarrow B}^{ASE}(\Omega)$, $M_{B \rightarrow B}^{ASE}(\Omega)$ et $M_{B \rightarrow R}^{ASE}(\Omega)$.

Les contributions issues de la même composante spectrale SE (rouge ou bleue), respectivement $M_{R \rightarrow R}^{ASE}(\Omega)$ et $M_{R \rightarrow B}^{ASE}(\Omega)$, et $M_{B \rightarrow B}^{ASE}(\Omega)$ et $M_{B \rightarrow R}^{ASE}(\Omega)$, sont cohérentes entre elles (même phase Φ_i). Par contre, les contributions non issues de la même composante spectrale SE sont incohérentes entre elles ($\Phi_R \neq \Phi_B$).

Ainsi la densité spectrale de bruit $S_{P-\text{Sp}}(\Omega)$ incluant les effets de CPO et de couplage gain-indice s'écrit :

$$S_{P-\text{Sp}}(\Omega) = 2 \left(|\mathcal{G}_{B \rightarrow B} + \mathcal{G}_{B \rightarrow R}|^2 + |\mathcal{G}_{R \rightarrow B} + \mathcal{G}_{R \rightarrow R}|^2 \right) \rho_{in}^{\text{SE}} P_{in}^{\text{laser}}, \quad (\text{III.47})$$

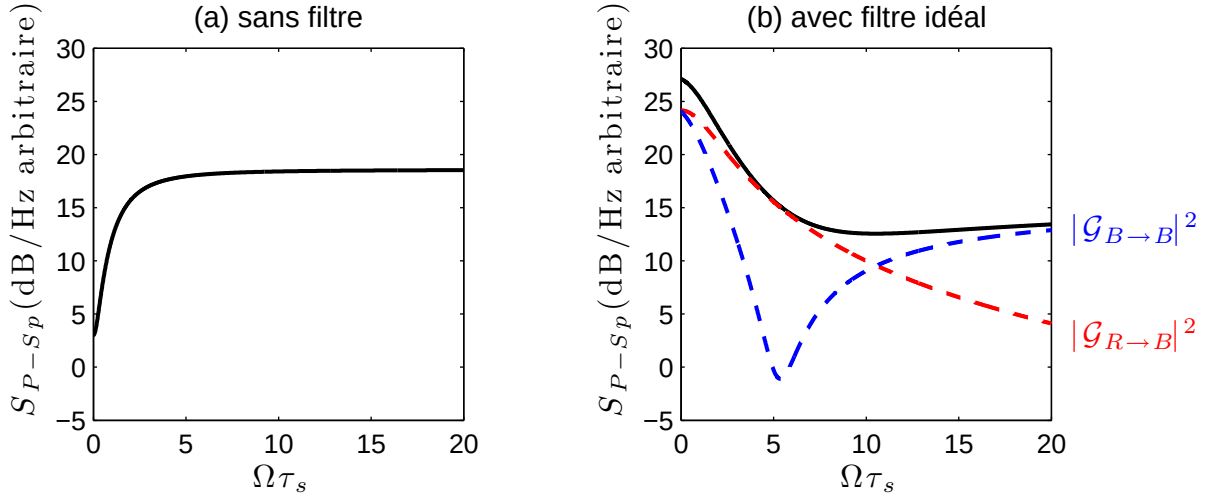


FIGURE III.26 – Densité spectrale de bruit S_{P-Sp} en fonction de $\Omega\tau_s$ (en trait continu noir). (a) Sans filtre optique entre le SOA et la photodiode. (b) avec un filtre optique idéal entre le SOA et la photodiode, qui supprime toutes les composantes rouges de l'ASE. Nous avons tracé en traits pointillés les deux contributions $|\mathcal{G}_{B \rightarrow B}|^2$ et $|\mathcal{G}_{R \rightarrow B}|^2$.

Paramètres : $\Gamma\bar{g}L = 7$, $\gamma L = 2$, $S_0 = 1$, $\alpha = 4, 5$.

Rappelons que les gains $\mathcal{G}_{X \rightarrow Y}$ dépendent de la fréquence Ω .

Cette expression est valable lorsqu'il n'y a pas de filtre optique entre l'amplificateur et la photodiode. Dans ce cas, les gains se simplifient :

$$\begin{aligned} \mathcal{G}_{X \rightarrow B} + \mathcal{G}_{X \rightarrow R} &= \bar{\mathcal{G}} + \frac{-\Gamma\bar{g}L S_0}{1 + S_0 - i\Omega\tau_s}, \\ &= \bar{\mathcal{G}} + \mathcal{G}_{CPO} \\ &= S_{21}, \end{aligned} \quad (\text{III.48})$$

avec X pouvant être substitué par B ou R . D'après l'équation (IV.21), $\mathcal{G}_{X \rightarrow B} + \mathcal{G}_{X \rightarrow R}$ est donc égal à la fonction de transfert S_{21} . **La densité spectrale de bruit $S_{P-Sp}(\Omega)$ incluant les effets de CPO et de couplage gain-indice, lorsqu'aucun filtre optique n'est introduit entre le SOA et la photodiode, s'écrit donc :**

$$S_{P-Sp}(\Omega) = 4 |S_{21}(\Omega)|^2 \rho_{in}^{SE} P_{in}^{laser}. \quad (\text{III.49})$$

Nous utiliserons cette expression dans la suite du manuscrit en utilisant pour $|S_{21}(\Omega)|$ la fonction de transfert issue des simulations numériques basées sur le modèle décrit à la fin du chapitre II.

La densité spectrale de bruit S_{P-Sp} dépend donc de la fréquence Ω lorsqu'on prend en compte l'effet des CPO sur le bruit d'intensité. De plus, S_{P-Sp} est proportionnelle au gain du signal RF $|S_{21}(\Omega)|^2$. Comme nous l'avons illustré sur la figure III.26(a), le battement S_{P-Sp} présente donc un creux aux basses fréquences dû aux CPO. Ainsi, si le battement P-Sp est le bruit dominant, cette propriété fortuite va rendre le rapport signal-sur-bruit constant en fonction de la fréquence, malgré le creux à basse fréquence dans le spectre du signal RF dû aux CPO. Nous discuterons plus en détail du rapport signal-sur-bruit dans l'architecture classique dans la partie III.4.d..

Considérons à présent un filtrage idéal de la bande latérale rouge de l'ASE avant la photodiode. La densité spectrale de bruit $S_{P-Sp}^B(\Omega)$ incluant les effets de CPO et de couplage gain-indice, lorsque la bande latérale rouge est idéalement filtrée, s'écrit alors :

$$S_{P-Sp}^B(\Omega) = 2 \left(|\mathcal{G}_{B \rightarrow B}|^2 + |\mathcal{G}_{R \rightarrow B}|^2 \right) \rho_{in}^{SE} P_{in}^{laser}. \quad (\text{III.50})$$

Comme nous l'avons vu pour la fonction de transfert du signal, le filtrage d'une des bandes latérales avant la photodétection révèle l'effet du couplage gain-indice dans le domaine électrique. Comme nous l'avons illustré sur la figure III.26(b), le densité spectrale de bruit a une allure très différente lorsqu'on filtre ou pas. Par contre, lorsqu'on filtre, la densité spectrale de bruit n'est pas proportionnelle au gain du signal RF $|S_{21}^B(\Omega)|^2$, qui s'écrit :

$$|S_{21}^B|^2 = |\mathcal{G}_{B \rightarrow B} + \mathcal{G}_{R \rightarrow B}|^2. \quad (\text{III.51})$$

Il est possible de comparer le gain RF $|S_{21}^B(\Omega)|^2$ et la densité spectrale de bruit S_{P-Sp}^B en comparant les figures III.19(a) et III.26(b).

Dans le cas pratique d'un filtre optique réel, la bande passante du filtre est limitée, et ses flancs non verticaux ne permettent pas de filtrer les bandes latérales situées à basse fréquence. Ainsi, comme l'illustre la figure III.27, la densité spectrale de bruit S_{P-Sp} correspond à celle du filtrage idéal dans la bande passante du filtre, et à celle obtenue sans filtrage aux basses et hautes fréquences. En particulier, on n'observera pas en pratique la remontée de bruit à basse fréquence observée dans le cas d'un filtrage idéal. Enfin, le filtre peut introduire du bruit supplémentaire dû à la conversion du bruit de phase en bruit d'amplitude.

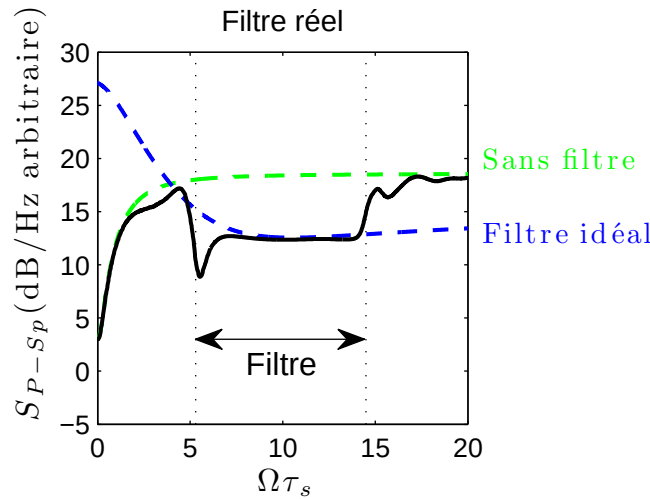


FIGURE III.27 — Nous avons représenté en noir la simulation de la densité spectrale de bruit S_{P-Sp} en fonction de $\Omega \tau_s$ lorsqu'un filtre optique de bande passante limitée filtre une partie de la bande latérale rouge. L'allure du filtre utilisé ici est celle du filtre dont la transmission est présentée sur la figure III.32. La bande passante du filtre est indiquée par la double flèche. Nous avons représenté en pointillés la densité spectrale de bruit S_{P-Sp} lorsqu'il n'y a pas de filtre optique entre le SOA et la photodiode, et lorsqu'on considère un filtrage idéal de la bande latérale rouge.

Paramètres : $\Gamma \bar{g} L = 7$, $\gamma L = 2$, $S_0 = 1$, $\alpha = 4, 5$.

Densité spectrale de puissance totale de bruit

La densité spectrale de puissance totale de bruit mesurée dans une bande passante électrique d'analyse B_e est donnée par :

$$PSD_{bruit} = \frac{1}{2} \left(\frac{k_b T}{R} + 2eI_{ph} + \text{RIN}(\Omega) I_{ph}^2 \right) RB_e, \quad (\text{III.52})$$

avec R la résistance de charge de la photodiode. On néglige ici le courant d'obscurité et on suppose que la résistance interne de la photodiode est de plusieurs $k\Omega$. On suppose que la contribution dominante au RIN est le RIN additif du SOA. Résumons les formules issues de notre modèle semi-classique du bruit du SOA incluant les effets de CPO et de couplage gain-indice. Le bruit d'intensité relatif de l'amplificateur est donné par :

$$\text{RIN}(\Omega) = \frac{S_{P-Sp}(\Omega) + S_{Sp-Sp}}{I_{ph}^2}. \quad (\text{III.53})$$

On néglige ici les contributions des battements entre l'ASE et les éventuelles bandes latérales de modulation. La densité spectrale de puissance S_{Sp-Sp} est donné par :

$$S_{Sp-Sp}(\Omega) = 2G^2 \left(\rho_{in}^{SE} \right)^2 B_{opt} (1 - \Omega/B_{opt}). \quad (\text{III.54})$$

Enfin la densité de bruit S_{P-Sp} est obtenue grâce à la formule suivante :

$$S_{P-Sp}(\Omega) = 2 \left(\left| T_f^B \mathcal{G}_{B \rightarrow B} + T_f^R \mathcal{G}_{B \rightarrow R} \right|^2 + \left| T_f^B \mathcal{G}_{R \rightarrow B} + T_f^R \mathcal{G}_{R \rightarrow R} \right|^2 \right) \rho_{in}^{SE} P_{in}^{laser}. \quad (\text{III.55})$$

Rappelons que les gains $\mathcal{G}_{X \rightarrow Y}$ et que les coefficients complexes de transmission du filtre T_f^X dépendent de la fréquence Ω . Nous avons défini : $T_f^R(\Omega) = T_f(\omega_0 - \Omega)$ et $T_f^B(\Omega) = T_f(\omega_0 + \Omega)$, avec $T_f(\omega)$ le coefficient de transmission complexe du filtre optique éventuellement introduit avant la photodiode. Nous rappelons que pour simuler les densités spectrales de bruit S_{P-Sp} dans les conditions expérimentales réelles et en prenant en compte la saturation dans le SOA, nous utilisons le modèle décrit à la fin du chapitre II afin de simuler les gains $\mathcal{G}_{X \rightarrow Y}$.

On a ainsi développé un modèle semi-classique du bruit simple à mettre en œuvre, basé sur le modèle de la fonction de transfert RF décrit à la fin du chapitre II. Nous allons à présent évaluer sa pertinence par rapport à un modèle plus complet et aux résultats expérimentaux.

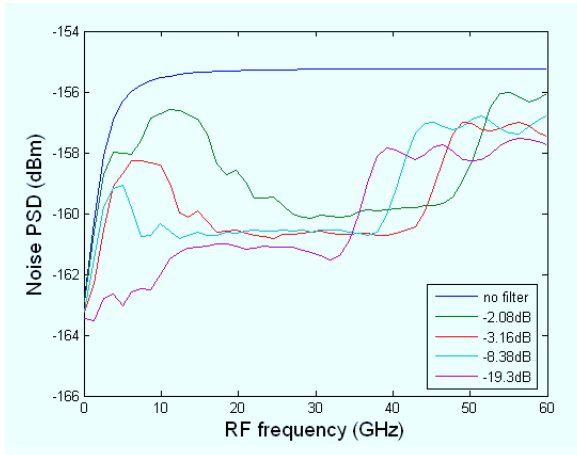
III.4.c. Comparaison entre notre modèle et un modèle de la littérature

Afin d'évaluer la pertinence du modèle semi-classique du bruit incluant les effets de CPO que nous venons de développer, nous l'avons comparé aux résultats d'un modèle plus complet (et donc plus complexe) réalisé par l'équipe du professeur Gadi Eisenstein (Technion, Haifa, Israël). Ils utilisent la méthode de "Split-Step Fourier" pour résoudre l'équation de propagation en régime transitoire, en prenant en compte l'émission spontanée au cours de la propagation dans le SOA [96]. Les signaux sont échantillonnés à 204,8 GHz et 2048 spectres sont accumulés. Les temps de calculs sont ainsi relativement longs. Dans le cadre du projet européen GOSPEL, nous avons pu définir des conditions expérimentales communes (courant, puissance d'entrée, transmission du filtre optique avant la photodétection), afin de comparer les deux modèles.

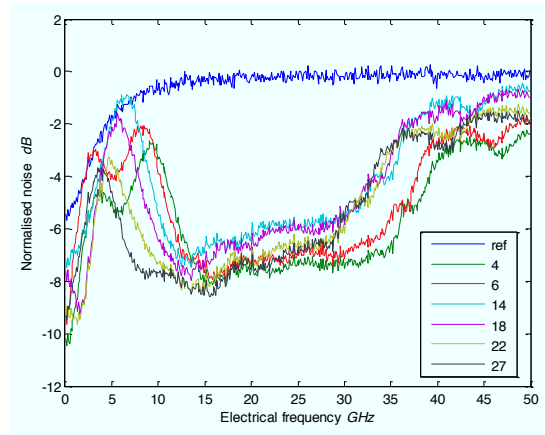
Les résultats des simulations sont présentés sur la figure III.28. A gauche, nous présentons

les résultats issus de notre modèle semi-classique du bruit incluant les effets de CPO. A droite, nous présentons les résultats du modèle réalisé par l'équipe du professeur Gadi Eisenstein. Les différentes courbes correspondent à différents degrés de filtrage de la bande latérale rouge (pour (a) et (b)) ou bleue (pour (c) et (d)).

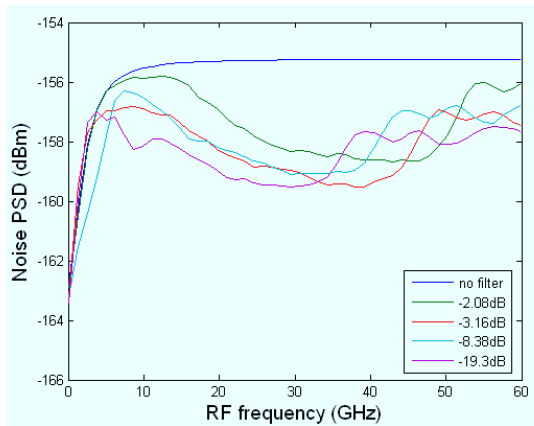
On constate un très bon accord entre les résultats numériques des deux modèles, ce qui montre la pertinence de notre approche très simple à mettre en œuvre. Nous pouvons aussi en déduire que l'ASE en sortie du SOA provient essentiellement de l'émission spontanée amplifiée au cours de sa propagation dans le SOA.



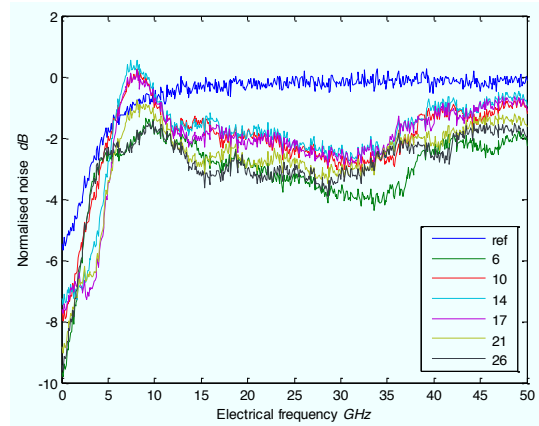
(a) Filtrage de la bande latérale rouge. Notre modèle.



(b) Filtrage de la bande latérale rouge. Modèle de [96].



(c) Filtrage de la bande latérale bleue. Notre modèle.



(d) Filtrage de la bande latérale bleue. Modèle de [96].

FIGURE III.28 – Comparaison entre notre modèle et le modèle de [96]. En bleu, nous avons représenté la densité spectrale de bruit totale lorsqu'aucun filtre n'est introduit entre le SOA et la photodiode. Les autres courbes correspondent à différents degrés de filtrage de la bande latérale rouge (pour (a) et (b)) ou bleue (pour (c) et (d)).

III.4.d. Comparaison entre notre modèle et les résultats expérimentaux

Nous présentons dans cette partie les mesures du bruit d'intensité additif d'un SOA. Nous nous intéressons en particulier à évaluer le rapport signal-sur-bruit dans l'architecture classique et dans celle utilisant le couplage gain-indice. De plus, cela nous permettra de comparer notre modèle aux résultats expérimentaux.

Emission spontanée émise par la source de bruit quantique et facteur de bruit

Afin de pouvoir comparer notre modèle aux résultats expérimentaux, il nous faut tout d'abord caractériser l'ASE du SOA afin de déterminer l'émission spontanée émise par la source de bruit quantique. Pour cela, nous mesurons le facteur de bruit optique du SOA par la méthode de la soustraction de la source, présentée dans [93].

Un exemple de mesure du facteur de bruit optique est présenté sur la figure III.29 en fonction de la puissance optique. Cela nous permet de connaître la densité spectrale de puissance d'émission spontanée ρ_{in}^{SE} émise par la source de bruit quantique grâce à la relation (III.33). Il est important de remarquer que le facteur de bruit optique, en fonction des conditions expérimentales, est la seule donnée supplémentaire à rajouter au modèle de la fonction de transfert RF décrit dans le chapitre II afin de simuler le bruit d'intensité additif du SOA. Il n'y a pas de paramètres d'ajustement supplémentaires.

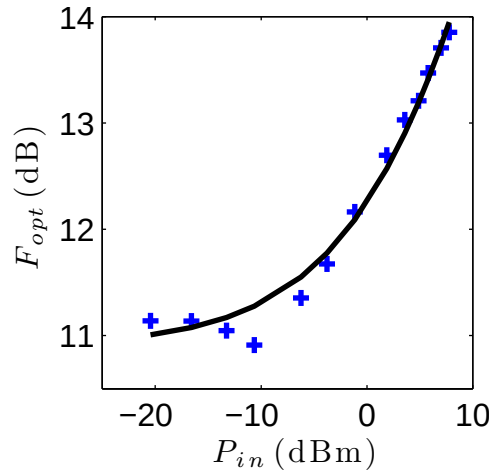


FIGURE III.29 – Facteur de bruit optique du SOA COVEGA en fonction de la puissance incidente P_{in} . Les points expérimentaux (représentés par +) sont interpolés empiriquement par : $F_{opt} = 12,3 * [1 + (0,072 * P_{in}(\text{mW}))]^{0,57}$.

Rapport signal-sur-bruit dans l'architecture classique

L'objet de cette étude expérimentale étant le bruit additif du SOA, il nous est impératif de nous affranchir du bruit d'intensité additif de la source laser dans nos mesures. Pour cela, nous avons utilisé un laser solide (Er,Yb). En effet le bruit d'intensité en excès d'un laser solide, dû aux oscillations de relaxation, est situé aux basses fréquences. Le bruit d'intensité relatif du laser est donc limité au bruit de grenaille sur une large bande passante, typiquement de 100 MHz à 18 GHz. Nous détaillons la méthode de mesure du RIN additif d'un amplificateur optique dans l'annexe D.

La mesure du RIN additif du SOA dans l'architecture classique est présentée sur la figure III.30. Les résultats de la simulation y sont représentés en traits pointillés noirs. On constate un excellent accord entre le modèle et les résultats expérimentaux.

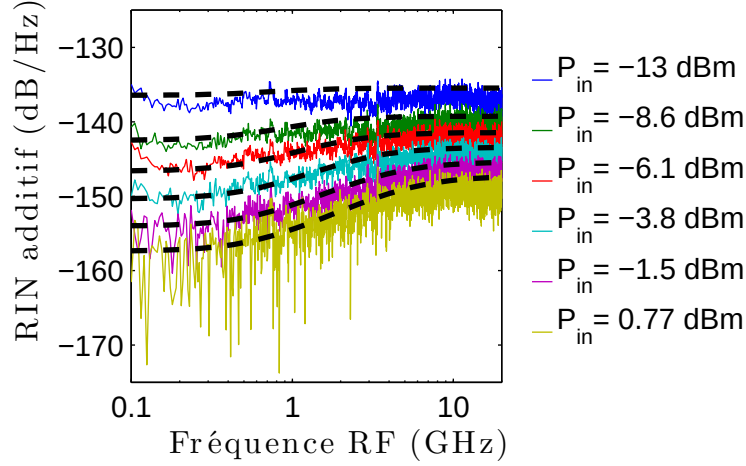


FIGURE III.30 – Spectre du RIN additif du SOA COVEGA pour diverses puissances optiques incidentes. Les résultats de la simulation sont représentés en traits pointillés noirs. Conditions expérimentales : $I = 500$ mA.

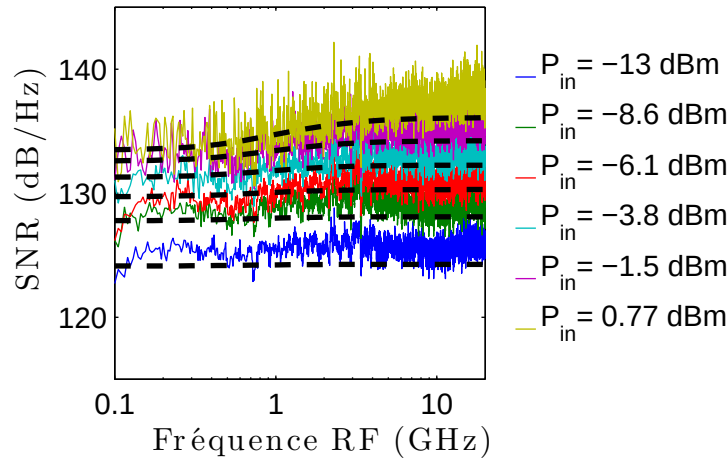


FIGURE III.31 – Rapport signal-sur-bruit en fonction de la fréquence RF pour diverses puissances optiques incidentes. Les résultats de la simulation sont représentés en traits pointillés noirs. Conditions expérimentales : $I = 500$ mA.

On remarque que le RIN présente un creux aux basses fréquences similaires à celui du gain RF. Ainsi, le RIN semble être dominé par le battement “P-Sp”, qui est, comme nous l’avons montré, proportionnel au gain RF (équation (III.49)). Afin de comparer le RIN et le gain RF, nous avons représenté sur la figure III.31 le rapport signal-sur-bruit, qui est défini par :

$$SNR = \frac{P_{signal}}{PSD_{bruit}} = \frac{\mathcal{R}_{ph}^2 m^2 P_{in}^2 |S_{21}|^2}{\frac{1}{2} \left(\frac{k_b T}{R} + 2eI_{ph} + RIN(\Omega) I_{ph}^2 \right) B_e}, \quad (III.56)$$

avec m la profondeur de modulation à l'entrée du SOA. On constate que le rapport signal-sur-bruit est quasiment constant, ce qui met en évidence que le battement P-Sp du RIN est bien le terme dominant du bruit à la sortie la liaison opto-hyperfréquence. Pour $P_{in} = 0,77$ dBm, on remarque une diminution du rapport signal-sur-bruit de -3 dB : il est dû à la faible valeur du RIN aux basses fréquences, qui est alors très proche de la valeur du bruit de grenaille.

Le fait que le rapport signal-sur-bruit est constant en fonction de la fréquence RF met en évidence deux résultats importants. Tout d'abord, le même rapport signal-sur-bruit est maintenu sur toute la bande instantanée de la ligne à retards accordables. Deuxièmement, malgré le creux dans le gain RF engendré par les CPO, les CPO n'altèrent pas le rapport signal-sur-bruit du SOA. La ligne à retards accordables basse fréquence a donc le même rapport signal-sur-bruit qu'un amplificateur de même gain et de même facteur de bruit.

Bruit additif du SOA dans l'architecture utilisant le couplage gain-indice

Le laser solide (Er,Yb) que nous avons utilisé pour les mesures de bruit est très peu accordable. Ainsi nous avons dû utiliser un filtre optique accordable afin de réaliser la mesure du RIN additif du SOA dans l'architecture utilisant le couplage gain-indice. La réponse du filtre accordable utilisé est représentée sur la figure III.32. Durant la mesure, il est réglé afin que la porteuse optique ne soit pas filtrée, mais qu'une partie des bandes latérales bleue ou rouge soit filtrée.

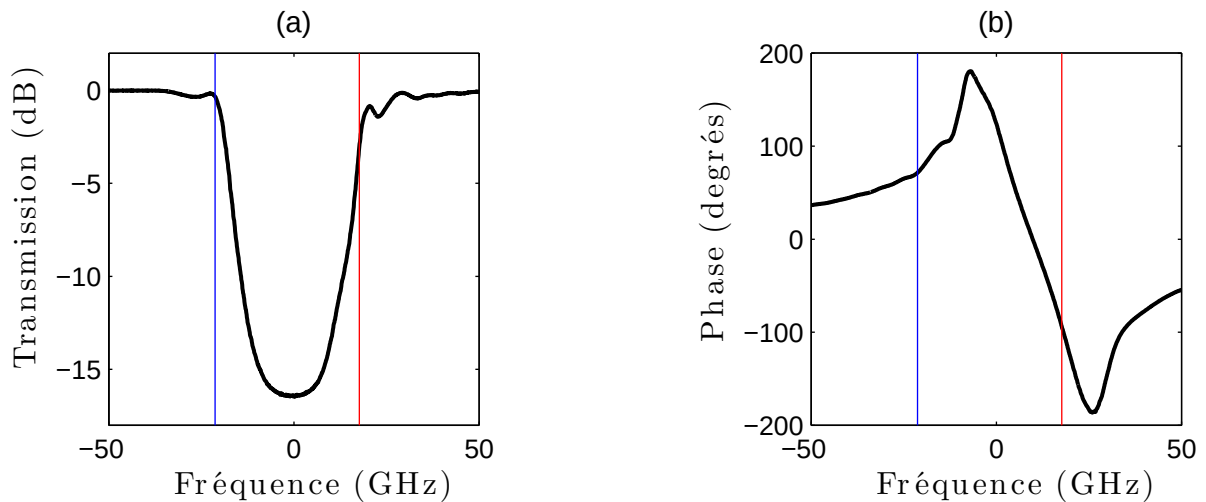


FIGURE III.32 – Réponse du filtre optique accordable utilisé. (a) Transmission (dB) (b) Phase (deg). Le trait rouge (resp. bleu) correspond à la position de la porteuse optique lorsque la mesure du RIN est effectuée en filtrant une partie de la bande latérale rouge (resp. bleue). La réponse en phase a été numériquement déduite de la réponse en amplitude en utilisant les relations de Kramers-Kronig.

La mesure du RIN additif du SOA dans l'architecture classique est présentée sur la figure III.33(a). On constate un excellent accord entre les résultats expérimentaux et les simulations (présentées sur la figure III.33(b)), bien que nous ayons négligé la conversion entre le bruit d'amplitude et le bruit de phase dans notre modèle. On suppose que la stabilité du laser utilisé et la réponse du filtre permettent de façon fortuite de minimiser cet excès de bruit. Néanmoins, il faut garder à l'esprit que suivant les conditions expérimentales, un excès de bruit

peut apparaître [97].

Dans cette architecture, le RIN n'est pas proportionnel au gain RF. Ainsi, les CPO induisent une pénalité dans le rapport signal-sur-bruit du déphaseur RF basé sur un SOA suivi d'un filtre optique. Néanmoins, afin de conclure sur l'impact des CPO sur la dynamique du système, nous allons voir qu'il est nécessaire de prendre en compte les non-linéarités introduites par le composant.

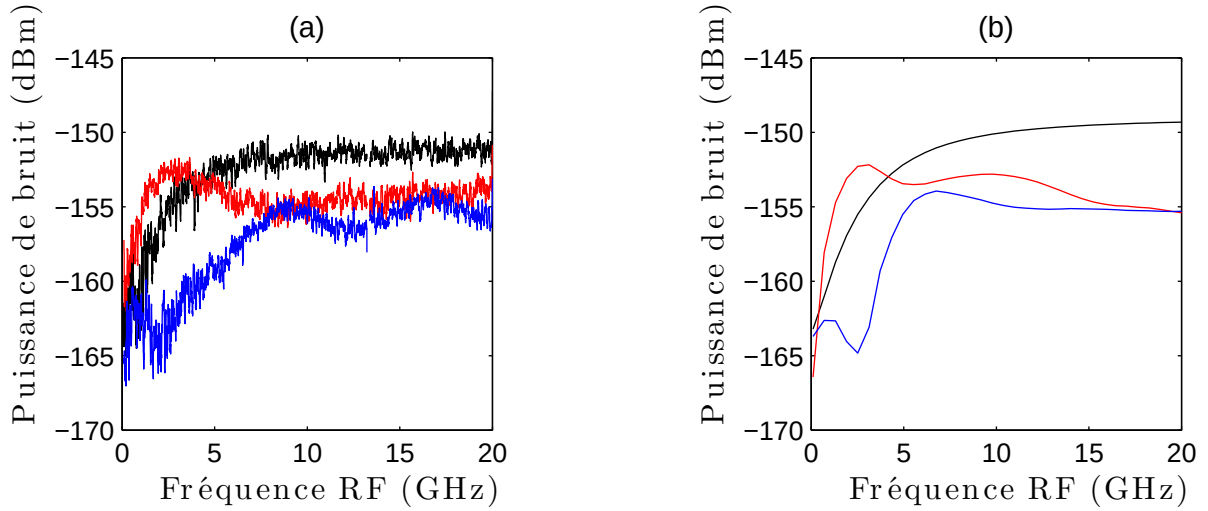


FIGURE III.33 – (a) Mesure du RIN additif du SOA sans filtre optique (en noir), en filtrant une partie de la bande latérale rouge (en rouge), en filtrant une partie de la bande latérale bleue (en bleu). (b) Simulations numériques correspondantes. La position relative du filtre et de la porteuse optique est indiquée sur la figure III.32. Conditions expérimentales :

$$I = 300 \text{ mA}, P_{in} = 10 \text{ mW}.$$

III.5 Non linéarités et Dynamique

Dans un RADAR, il est important que les composants utilisés ne génèrent pas de signaux parasites par mélange non-linéaire, afin d'éviter la distorsion des formes d'ondes émises et détectées, et afin de baisser le nombre de fausses alarmes dans le cas d'un RADAR monofréquence. Afin d'illustrer ce propos, supposons qu'un RADAR reçoive un signal d'intérêt à Ω_1 et qu'un brouilleur émette à Ω_2 , avec Ω_2 proche de Ω_1 . Les deux signaux détectés par l'antenne vont alors être transférés sur la même porteuse optique via un modulateur électro-optique. Les composants non linéaires de la liaison vont générer les harmoniques et les produits d'intermodulation associés à ces deux signaux. En particulier, les produits d'intermodulation d'ordre 3, notés IMD_3 ¹, ($2\Omega_2 - \Omega_1$ ou $2\Omega_1 - \Omega_2$) sont en général les plus critiques car leur fréquence peut être très proche de celle des signaux d'intérêt. Par exemple, si Ω_1 est égal à 10 GHz et Ω_2 à 10,01 GHz, les fréquences des produits d'intermodulation d'ordre 3, $2\Omega_2 - \Omega_1$ et $2\Omega_1 - \Omega_2$, valent 10,02 GHz et 9,99 GHz.

Ainsi le rapport signal-sur-bruit seul ne permet pas de conclure sur la dynamique du système. Le facteur de mérite utilisé est la dynamique "libre de parasites", notée SFDR² [98]. La SFDR correspond à la plage de puissances RF en sortie de liaison, à une fréquence donnée, pour laquelle tous les signaux parasites, qui correspondent aux harmoniques et aux produits d'intermodulation, ont une puissance inférieure au plancher de bruit en sortie de liaison.

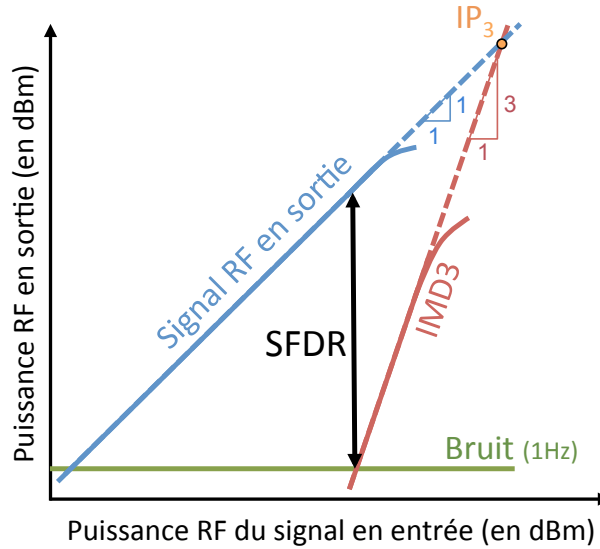


FIGURE III.34 – Illustration de la définition de la SFDR. Nous avons représenté en fonction de la puissance RF en entrée de la liaison P_{in}^{RF} : en bleu, la puissance du signal RF en sortie de liaison, P_{out}^{RF} ; en rouge, la puissance de l' IMD_3 en sortie de liaison $P_{out}^{\text{IMD}_3}$; en vert, la densité spectrale de bruit intégrée sur 1 Hz P_{bruit} ; en orange, le point d'interception d'ordre 3, IP_3 . Les traits pointillés représentent une extrapolation linéaire des valeurs réelles (illustrées en traits pleins). Nous avons indiqué le coefficient directeur des droites.

1. IMD est un acronyme venant de l'anglais *InterModulation Distortion*.
2. Acronyme venant de l'anglais *Spurious Free Dynamic Range*.

Nous avons illustré cette définition sur la figure III.34, où nous avons représenté en fonction de la puissance RF en entrée de la liaison P_{in}^{RF} :

- la puissance du signal RF en sortie de liaison P_{out}^{RF} , qui en régime linéaire s'écrit :

$$P_{out}^{RF} = G P_{in}^{RF}, \quad (\text{III.57})$$

avec G le gain de la liaison. En échelle log-log, la pente de la puissance du signal RF en sortie en fonction de la puissance du signal RF en entrée est donc de 1 (10 dB/dec), comme représenté sur la figure III.34.

- la puissance de l'IMD₃ en sortie de liaison $P_{out}^{IMD_3}$, qui s'écrit en se limitant au premier ordre du développement en série de Taylor [99] :

$$P_{out}^{IMD_3} = K \left(P_{in}^{RF} \right)^3, \quad (\text{III.58})$$

avec K un coefficient de proportionnalité (dont l'unité est le W^{-2}). En échelle log-log, la pente de la puissance de l'IMD₃ en sortie en fonction de la puissance du signal RF en entrée est donc de 3 (30 dB/dec), comme représenté sur la figure III.34.

- la puissance du plancher de bruit P_{bruit} , définie dans une bande passante électrique d'analyse B_e :

$$P_{bruit} = \rho_{bruit} B_e, \quad (\text{III.59})$$

avec ρ_{bruit} la densité spectrale de puissance de bruit.

La SFDR est définie par le rapport entre la puissance du signal RF en sortie de liaison P_{out}^{RF} et la puissance de l'IMD₃ en sortie de liaison $P_{out}^{IMD_3}$:

$$\text{SFDR(dB)} = 10 \log \left(\frac{P_{out}^{RF}}{P_{out}^{IMD_3}} \right), \quad (\text{III.60})$$

lorsque $P_{out}^{IMD_3} = \rho_{bruit} B_e$. En utilisant les équations III.57 et III.58, cette définition est équivalente à :

$$\text{SFDR(dB)} = 10 \log \left(\frac{G}{K} K^{2/3} \frac{1}{(\rho_{bruit} B_e)^{2/3}} \right). \quad (\text{III.61})$$

On définit le point d'interception d'ordre 3, IP_3 , de coordonnées $(P_{in}^{IP_3}, P_{out}^{IP_3})$, par :

$$P_{out}^{IP_3} = P_{out}^{RF}(P_{in}^{IP_3}) = P_{out}^{IMD_3}(P_{in}^{IP_3}). \quad (\text{III.62})$$

En utilisant cette définition et les équations III.57, III.58 et III.61, on montre que la SFDR peut s'écrire :

$$\boxed{\text{SFDR(dB)} = 10 \log \left(\left[\frac{P_{out}^{IP_3}}{\rho_{bruit} B_e} \right]^{2/3} \right)}. \quad (\text{III.63})$$

La SFDR définie ainsi s'exprime en dB. Néanmoins, afin de s'affranchir de la bande passante électrique d'analyse B_e , on définit usuellement la SFDR dans une bande passante électrique d'analyse B_e de 1 Hz. La SFDR s'exprime alors en dB/Hz^{2/3}.

La SFDR requise pour les liaisons opto-hyperfréquences est plus ou moins élevée suivant les

applications, mais est typiquement comprise entre 105 dB/Hz^{2/3} (RADAR sol) et 115 dB/Hz^{2/3} (RADAR embarqué). Dans la partie précédente, nous avons étudié le rapport signal-sur-bruit. Pour évaluer l'impact des CPO sur la SFDR d'une liaison opto-hyperfréquence, il nous faut donc étudier les harmoniques et les produits d'intermodulation en sortie du SOA en présence de CPO.

Le SOA étant un milieu non-linéaire, il est propice à la génération d'harmoniques et de produits d'intermodulation, qui sont indésirables pour les liaisons opto-hyperfréquence. En effet, nous avons vu que si l'intensité optique incidente est modulée à la fréquence RF Ω , des CPO sont créées, ce qui crée un gain g_1 à la fréquence Ω . Pour l'instant, nous avons uniquement pris en compte les termes liés à l'interaction entre la porteuse optique E_0 et le gain g_1 . Mais l'interaction de ce gain g_1 à la fréquence Ω avec par exemple les bandes latérales de modulation, E_1 et E_{-1} , peut générer des signaux RF parasites à 2Ω et ainsi de suite...

La plupart des travaux parus dans la littérature sur les mélanges non-linéaires de signaux analogiques dans les SOAs ont été réalisés pour des applications en radio-sur-fibre, ou pour la photodétection directe par SOA [100–102]. Le contexte expérimental et opérationnel de ces études n'est pas le même que pour des applications RADAR. Par exemple, dans [100], le SOA est utilisé pour la montée en fréquence simultanée de signaux de plusieurs fréquences, qui sont distribués sur des canaux mono-fréquences incohérents. À l'inverse, une liaison opto-hyperfréquence typique n'utilise qu'un seul modulateur électro-optique. Ce dernier transfère, sur la porteuse optique, toutes les composantes spectrales du signal RF détecté (incluant potentiellement un brouilleur par exemple). Les battements cohérents entre les composantes spectrales doivent donc être impérativement pris en compte pour les applications RADAR. Les mesures de SFDR présentées dans [100] ne peuvent donc pas être utilisées dans le cadre de notre étude.

Dans cette partie, nous présentons le modèle que nous avons développé pour le calcul d'harmoniques et de produits d'intermodulation en sortie de SOA. Nous avons suivi la même démarche que pour le modèle de la fonction de transfert du signal, présenté dans le chapitre II : nous avons veillé à prendre en compte la saturation au cours de la propagation du SOA et de sa répercussion sur les valeurs de la durée de vie des porteurs, de l'intensité de saturation etc... Nous utiliserons ensuite ce modèle pour évaluer la dynamique des deux architectures précédemment étudiées et nous le confronterons aux mesures expérimentales.

III.5.a. Principe du calcul des harmoniques

Nous décrivons dans cette partie le principe du calcul des harmoniques. Nous considérons que l'intensité optique en entrée du SOA est modulée à la fréquence Ω . L'intensité du champ, $|E(z, t)|^2$, la densité de porteurs $N(z, t)$ et le gain $g(z, t)$ sont donc des fonctions temporellement

périodiques de fréquence fondamentale Ω . Leur décomposition en série de Fourier s'écrit donc :

$$|E(z, t)|^2 = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} M_k(z) e^{-ik\Omega t}, \quad (\text{III.64})$$

$$N(z, t) = \bar{N}(z) + \sum_{\substack{k=-\infty \\ k \neq 0}}^{+\infty} N_k(z) e^{-ik\Omega t}, \quad (\text{III.65})$$

$$g(z, t) = \bar{g}(z) + a(z) \sum_{\substack{k=-\infty \\ k \neq 0}}^{+\infty} N_k(z) e^{-ik\Omega t}. \quad (\text{III.66})$$

Nous rappelons que le gain différentiel est défini par $a(z) = \frac{\partial \bar{g}}{\partial N}$.

Nous avons vu dans la chapitre II que l'équation de bilan régissant la densité de porteurs est donnée par :

$$\frac{dN(z, t)}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N(z, t)}{\tau_s(z)} - \frac{g(z, t) |E(z, t)|^2}{\hbar\omega}. \quad (\text{III.67})$$

Dans un premier temps, nous souhaitons déterminer l'expression des composantes g_k du gain en fonction des composantes M_k de l'intensité optique, et de $\bar{g}$, I_s et τ_s . Si on considère un nombre fini K d'harmoniques, l'équation de bilan (III.67) s'écrit en utilisant l'équation (III.66) de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ \hbar\omega \left(\frac{I}{qV} - \frac{\bar{N}}{\tau_s} \right) \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{-K} & M_{-1} & \dots & M_{-K} & 0 & 0 \\ M_1 & \ddots & & \vdots & & \\ \vdots & & \ddots & M_{-1} & & 0 \\ M_K & \dots & M_1 & \alpha_0 & M_{-1} & \dots & M_{-K} \\ 0 & & & M_1 & \ddots & & \vdots \\ 0 & & & \vdots & & \ddots & M_{-1} \\ 0 & & 0 & M_K & \dots & M_1 & \alpha_K \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} g_{-K} \\ \vdots \\ g_{-1} \\ \bar{g} \\ g_1 \\ \vdots \\ g_K \end{pmatrix}, \quad (\text{III.68})$$

avec $\alpha_k = I_s(1 + M_0/I_s - ik\Omega\tau_s)$, et où $\alpha_0 = M_0$ est la composante continue de l'intensité optique. On rappelle que I_s est l'intensité de saturation. Il est important de mentionner que α_k correspond au terme du premier ordre de l'équation (III.67), lorsque les termes de mélange ne sont pas pris en compte. On peut aussi remarquer que $g_k^* = g_{-k}$. Par souci de clarté, nous n'écrivons pas la dépendance en fonction de z dans l'équation (III.68). Il est néanmoins important de garder en mémoire que $\bar{N}$, $\bar{g}$, a , τ_s , I_s , et par conséquent α_k sont en réalité des fonctions de z . Afin de prendre en compte cette dépendance, et ne pas utiliser des valeurs effectives comme dans certains modèles [15, 74, 85], il nous faut dans un premier temps étudier le cas du régime de petit signal.

Formulation en régime de petit signal RF

L'objectif de ce paragraphe est double. D'une part, nous voulons établir l'équation (III.68) en régime de petit signal afin de comparer notre modèle à ceux présentés dans [86, 103, 104].

La comparaison en elle même sera réalisée dans un paragraphe suivant. D'autre part, nous souhaitons établir la dépendance de $\bar{N}$, $\bar{g}$, a , τ_s , I_s , en fonction de z en régime de petit signal. Nous verrons que c'est une étape nécessaire pour établir cette dépendance en régime de fort signal.

On se place dans le cas où le signal RF en entrée est petit. On considère donc que $|M_{k-1}| \gg |M_k|$ pour $k > 0$ (et $|M_{k-1}| \ll |M_k|$ pour $k < 0$). Néanmoins, les termes intervenant dans l'inversion de l'équation (III.68) sont les termes $|M_{k-p} \times g_p|$, et non les termes $|M_k|$. Or les composantes g_p du gain vérifient aussi $|g_{p-1}| \gg |g_p|$. Par conséquent, l'hypothèse $|M_{k-1}| \gg |M_k|$ conduit à négliger uniquement les termes pour lesquels $|p| + |k - p| > |k|$, les autres étant du même ordre. Ainsi, l'équation (III.68) s'écrit en régime de petit signal :

$$\begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ \hbar\omega \left(\frac{I}{qV} - \frac{\bar{N}}{\tau_s} \right) \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{-K} & M_{-1} & \dots & M_{-K} & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & & \vdots & & \\ & \ddots & & M_{-1} & & \\ & & 0 & \alpha_0 & 0 & \\ & & & M_1 & \ddots & \\ & & & \vdots & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & & M_K & \dots & M_1 & \alpha_K \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} g_{-K} \\ \vdots \\ g_{-1} \\ \bar{g} \\ g_1 \\ \vdots \\ g_K \end{pmatrix}. \quad (\text{III.69})$$

On constate alors qu'en régime de petit signal, le gain modal moyen $\bar{g}$ vérifie :

$$\bar{g} = \hbar\omega(I/qV - \bar{N}/\tau_s)/M_0, \quad (\text{III.70})$$

puisque $\alpha_0 = M_0$. Cette équation est la même que celle utilisée dans le chapitre II¹. Ainsi, nous pouvons utiliser la même méthode que celle décrite dans la partie II.4.c., page 70, afin d'établir la dépendance de $\bar{N}$, $\bar{g}$, a , τ_s et I_s en fonction du courant I et de $M_0(z)$. Nous rappelons que cette démarche nécessite une simple mesure préalable du gain modal petit signal non saturé en fonction du courant I .

Formulation en régime de fort signal RF

En régime de fort signal, l'hypothèse $|M_{k-1}| \gg |M_k|$ n'est plus vérifiée, et nous devons donc résoudre l'équation (III.68) rigoureusement afin de déterminer l'expression des composantes g_k du gain. En particulier, l'équation (III.70) n'est plus valable, et il nous est donc impossible d'appliquer la même méthode que celle décrite dans la partie II.4.c. pour déterminer la dépendance de $\bar{N}$, $\bar{g}$, a , τ_s et I_s en fonction de z .

Il est donc nécessaire d'utiliser la méthode itérative suivante : dans un premier temps, nous substituons $\bar{N}/\tau_s$, I_s et τ_s dans l'équation (III.68) par leur valeur en régime de petit signal $\bar{N}/\tau_s^{(0)}$, $I_s^{(0)}$ et $\tau_s^{(0)}$, qui peut être obtenue par la méthode décrite dans la partie II.4.c., comme nous venons de le montrer. La matrice centrale de (III.68), que nous appelons D , peut donc être inversée. Les coefficients de D^{-1} sont notés $(\delta_{k,p})$. Les composantes spectrales g_k du gain g

1. Nous rappelons que dans le chapitre II, nous avons considéré que trois composantes spectrales pour le gain g ($\bar{g}$, g_1 , g_{-1}), et nous nous étions limités au régime de petit signal.

vérifient donc :

$$\bar{g} = \hbar\omega(I/qV - \bar{N}/\tau_s)\delta_{0,0}, \quad (\text{III.71})$$

$$g_k = \bar{g} \frac{\delta_{k,0}}{\delta_{0,0}}. \quad (\text{III.72})$$

Ainsi, de la manière manière que dans le régime de petit signal, en remplaçant uniquement l'équation (III.70) par l'équation (III.71), on obtient à présent $\bar{N}/\tau_s^{(1)}$, $I_s^{(1)}$ et $\tau_s^{(1)}$ en fonction de I et de $M_k(z)$. La procédure est répétée jusqu'à la convergence de $\bar{N}/\tau_s^{(n)}$, $I_s^{(n)}$ et $\tau_s^{(n)}$, qui est typiquement atteinte après une dizaine d'itérations.

L'équation de propagation (II.42) peut à présent être écrite de la même manière que [86] et résolue numériquement :

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} E_{-K} \\ \vdots \\ E_0 \\ \vdots \\ E_K \end{pmatrix} = \left[\frac{-\gamma}{2} \mathbf{Id} + \frac{1 - i\alpha}{2} \begin{pmatrix} \Gamma\bar{g} & \Gamma g_{-1} & \dots & \Gamma g_{-K} & 0 & 0 \\ \Gamma g_1 & & & & & \\ \vdots & & & & & \\ \Gamma g_K & & & & & \Gamma g_{-K} \\ 0 & & & & & \vdots \\ 0 & 0 & \Gamma g_K & \dots & \Gamma g_1 & \Gamma\bar{g} \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} E_{-K} \\ \vdots \\ E_0 \\ \vdots \\ E_K \end{pmatrix}. \quad (\text{III.73})$$

$\mathbf{Id}$ représente la matrice identité. On peut écrire de manière similaire l'équation de propagation pour les composante M_k de l'intensité optique :

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} M_{-K} \\ \vdots \\ M_0 \\ \vdots \\ M_K \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\gamma + \Gamma\bar{g} & \Gamma g_{-1} & \dots & \Gamma g_{-K} & 0 & 0 \\ \Gamma g_1 & & & & & \\ \vdots & & & & & \\ \Gamma g_K & & & & & \Gamma g_{-K} \\ 0 & & & & & \vdots \\ 0 & 0 & \Gamma g_K & \dots & \Gamma g_1 & -\gamma + \Gamma\bar{g} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} M_{-K} \\ \vdots \\ M_0 \\ \vdots \\ M_K \end{pmatrix}. \quad (\text{III.74})$$

Nous avons donc développé un modèle valable en fort signal, prenant en compte les harmoniques éventuelles à l'entrée du SOA, et permettant de calculer la puissance des harmoniques en sortie du SOA. Le point fort de ce modèle est de prendre en compte la saturation au cours de la propagation et de répercuter "automatiquement" l'effet de cette saturation sur des paramètres clés tels que la densité de porteurs moyenne $\bar{N}(z)$, le gain différentiel $\Gamma a(z)$, la durée de vie spontanée des porteurs $\tau_s(z)$, le gain modal moyen $\Gamma\bar{g}(z)$ et l'intensité de saturation $I_s(z)$. De plus, l'adaptation "automatique" de ces paramètres en fonction de la saturation est obtenue par une simple mesure préalable du gain modal petit signal en fonction du courant de biais à la longueur d'onde d'utilisation. Aucun paramètre supplémentaire n'est nécessaire par rapport au modèle présenté à la fin du chapitre II. Enfin, nous avons consciencieusement

déterminé les termes négligeables dans le régime de petit signal. Nous allons voir l'importance de cette démarche dans la paragraphe suivant, où nous comparons notre modèle petit signal à ceux présentés dans [86, 103, 104].

Comparaison de notre modèle petit signal avec les modèles de la littérature [86, 103, 104]

En se plaçant dans le régime de petit signal RF, on suppose que $|M_{k-1}| \gg |M_k|$ pour $k > 0$ (et $|M_{k-1}| \ll |M_k|$ pour $k < 0$). L'expression usuellement déduite de cette hypothèse pour les coefficients g_k est [86, 103, 104] :

$$g_k = \bar{g} \frac{-M_k/I_s}{1 + M_0/I_s + jk\Omega\tau_s}, \quad (\text{III.75})$$

avec $\bar{g}$ vérifiant l'équation (III.70). Autrement dit, ces modèles considèrent uniquement les termes de la diagonale et la colonne centrale de la matrice de l'équation (III.68) comme non nuls. Ils négligent ainsi un grand nombre de termes que nous avons retenu dans notre modèle petit signal (équation (III.69)). Les expressions de $\bar{g}$, g_1 et g_{-1} sont néanmoins identiques dans tous les modèles. Par contre, pour $|k| > 1$, des termes supplémentaires sont pris en compte dans notre modèle. En particulier g_2 and g_3 ont pour expression :

$$g_2 = \bar{g} \left(\frac{-M_2/I_s}{1 + M_0/I_s + 2j\Omega\tau_s} + \frac{(M_1/I_s)^2}{(1 + M_0/I_s + j\Omega\tau_s)(1 + M_0/I_s + 2j\Omega\tau_s)} \right), \quad (\text{III.76})$$

$$g_3 = \bar{g} \left(\frac{-M_3/I_s}{1 + M_0/I_s + 3j\Omega\tau_s} + \frac{M_1 M_2/I_s^2}{(1 + M_0/I_s + j\Omega\tau_s)(1 + M_0/I_s + 3j\Omega\tau_s)} + \frac{M_1 M_2/I_s^2}{(1 + M_0/I_s + 2j\Omega\tau_s)(1 + M_0/I_s + 3j\Omega\tau_s)} - \frac{(M_1/I_s)^3}{(1 + M_0/I_s + j\Omega\tau_s)(1 + M_0/I_s + 2j\Omega\tau_s)(1 + M_0/I_s + 3j\Omega\tau_s)} \right). \quad (\text{III.77})$$

Afin de montrer l'importance de ces termes supplémentaires, nous calculons la puissance de la troisième harmonique H_3 à la sortie du SOA COVEGA. La porteuse optique est modulée en utilisant un modulateur de Mach-Zehnder. Les conditions initiales pour la résolution de l'équation (III.74) sont [105] :

$$\begin{cases} M_{0,in} = P_{in} \\ M_{1,in} = -P_{in} \times J_1(m) \\ M_{2,in} = 0 \\ M_{3,in} = P_{in} \times J_3(m) \\ M_{-k,in} = M_{k,in} \end{cases}, \quad (\text{III.78})$$

avec m l'indice de modulation, et J_k le $k^{ième}$ ordre de la fonction de Bessel de première espèce. Pour cet exemple, nous avons choisi un indice de modulation de 0,01. L'hypothèse du régime de petit signal RF est donc bien vérifiée. Les paramètres utilisés sont toujours ceux du SOA COVEGA, comme pour toutes les simulations de ce chapitre. La puissance d'entrée est fixée à 10 dBm. L'équation (III.74) est résolue numériquement en utilisant l'expression des coefficients

g_k des modèles de [86, 103, 104] (équation (III.75)), puis en utilisant l'expression issue de notre modèle petit signal (équations (III.76) et (III.77)). Puis nous en avons déduit la puissance de la troisième harmonique en sortie du SOA par :

$$H_3 = 2 R \mathcal{R}_{ph}^2 |M_{3,out} \times S|^2, \quad (\text{III.79})$$

avec $R = 50\Omega$ et $\mathcal{R}_{ph} = 0,8 \text{ A/W}$. S représente l'aire de la surface active du SOA. Nous avons aussi mesuré expérimentalement la puissance de la troisième harmonique à l'entrée et à la sortie du SOA COVEGA dans les mêmes conditions initiales que nos simulations.

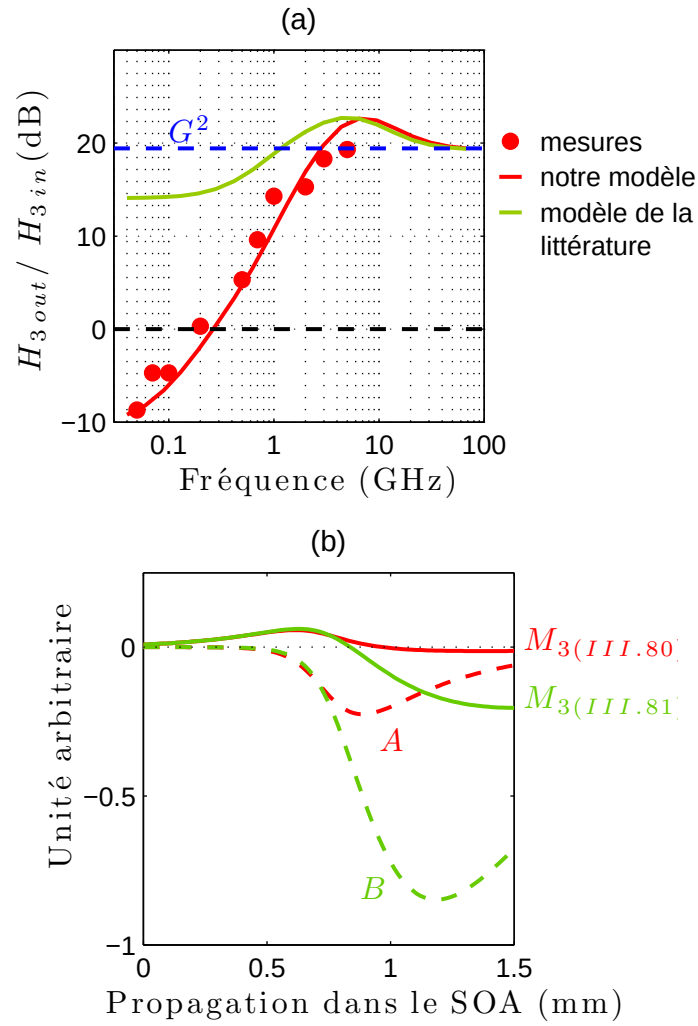


FIGURE III.35 – (a) Génération de la troisième harmonique en fonction de la fréquence RF. Le résultat de la simulation utilisant les expressions de g_k utilisées dans [86, 103, 104] (équation (III.75)) est représenté en trait plein vert. Le résultat de la simulation utilisant les expressions de g_k issues de notre modèle (équations (III.76) et (III.77)) est représenté en trait plein rouge. Les cercles rouges représente les mesures. (b) Cas asymptotiques quand $\Omega \rightarrow 0$: évolution des termes A et B au cours de la propagation dans le SOA, et le niveau de la troisième harmonique calculés selon l'équation (III.80) (en rouge) et selon l'équation (III.81) (en vert).

La figure III.35(a) montre les résultats expérimentaux (cercles rouges) et théoriques (trait plein) de la puissance de la troisième harmonique détectée après le SOA, normalisée par la puissance de la troisième harmonique avant le SOA. On constate que les deux modèles sont équivalents lorsque la fréquence de modulation est supérieure à 4 GHz. De plus, la puissance de la troisième harmonique tend naturellement vers la valeur en l'absence de CPO (c'est-à-dire $M_{3,out}$ est égale à $M_{3,in}$ multiplié par le gain optique G). Cependant, à basses fréquences, la différence entre les deux modèles atteint 20 dB. Notre modèle montre un très bon accord avec les résultats expérimentaux, ce qui montre sa pertinence.

L'inadéquation des modèles utilisés dans [86, 103, 104] à basse fréquence peut être qualitativement comprise en considérant le cas asymptotique où Ω tend vers zéro. En utilisant les équations (III.76) et (III.77) dans l'équation de propagation (III.74), on obtient pour $\Omega\tau_s \ll 1$:

$$\frac{dM_3}{dz} = -\gamma_i M_3 + \bar{g} \frac{I_s}{M_0 + I_s} \left[M_3 - \underbrace{2 \frac{M_1 M_2}{I_s} + \frac{M_1^3}{I_s (M_0 + I_s)}}_A \right], \quad (\text{III.80})$$

alors qu'en utilisant les modèles communément utilisés, basés sur l'équation (III.75), on obtient :

$$\frac{dM_3}{dz} = -\gamma_i M_3 + \bar{g} \frac{I_s}{M_0 + I_s} \left[M_3 - \underbrace{2 \frac{M_1 M_2}{I_s}}_B \right]. \quad (\text{III.81})$$

Le membre de droite de ces deux équations est composé de trois termes. Les deux premiers décrivent respectivement les pertes linéaires et l'amplification de M_3 . Le troisième terme, noté respectivement A et B dans les équations (III.80) et (III.81), décrit le transfert d'énergie de M_0 , M_1 et M_2 à M_3 , via les CPO. Les termes A et B sont négatifs, ce qui est bien en accord avec le fait que les CPO sont en opposition de phase par rapport au signal modulé incident. Nous avons représenté sur la figure III.35(b) l'évolution le long de l'axe de propagation dans le SOA des termes A , B , et de M_3 , calculée selon l'équation (III.80) (en rouge) et selon l'équation (III.81) (en vert). On constate que $M_{3,eq(III.81)}$ devient très négatif en sortie du SOA alors que $M_{3,eq(III.80)}$ reste proche de zéro, et que $|B|$ prend des valeurs très supérieures à $|A|$. Ainsi, le modèle de [86, 103, 104] surestime la génération de la troisième harmonique par CPO, au point que ce terme devient dominant par rapport à l'amplification ($M_{3,eq(III.81)}$ devient très négatif). Au contraire, dans notre modèle, le terme associé à la génération de la troisième harmonique par CPO est plus faible, de valeur proche de celle du terme de l'amplification optique. Ces deux termes s'inhibent par interférences destructives, ce qui réduit la puissance de la troisième harmonique en sortie du SOA, qui peut même devenir inférieure à sa valeur en entrée, comme le montre la figure III.35(a).

Nous venons de montrer l'importance de prendre en compte les termes adéquats pour l'expression des coefficients g_k , même lorsque le signal RF est petit, en particulier pour les basses fréquences où les termes de CPO jouent un rôle prédominant. Cette analyse ne remet pas en cause les résultats en particulier présentés dans [104], puisqu'ils ont été obtenus à 10 GHz, c'est à dire à une fréquence où les deux modèles donnent les mêmes résultats. Cependant, notre modèle petit signal devient pertinent pour les fréquences plus basses, en particulier entre 1 et 3

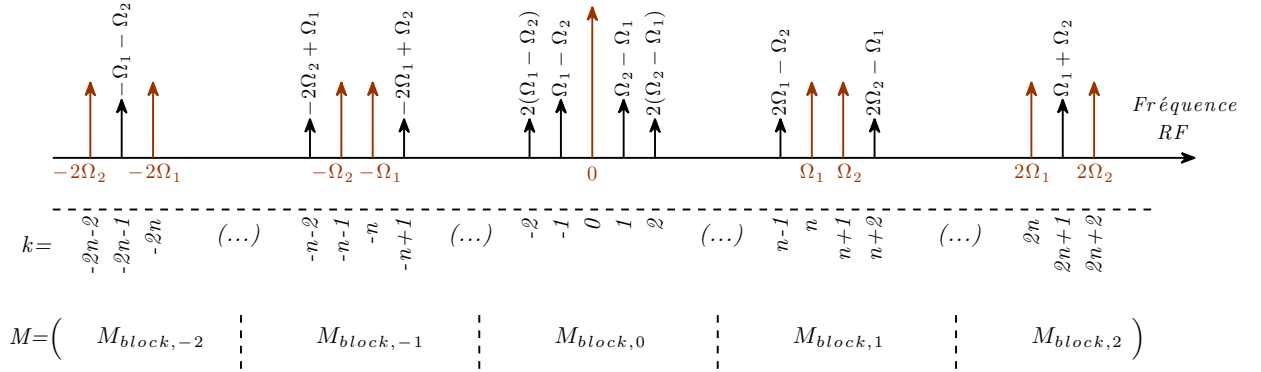


FIGURE III.36 – Composantes spectrales de $|E|^2$, N et g prises en compte dans le calcul des produits d'intermodulation IMD_2 et IMD_3 . k correspond à l'indice dans les décompositions en série de Fourier. n est défini comme $\Omega_1 = n\delta\Omega$.

GHz, où la plupart des RADAR sol fonctionnent. Les mesures expérimentales que nous avons réalisées confirment la validité de notre modèle.

III.5.b. Principe du calcul des produits d'intermodulation

Nous avons rappelé au début de ce chapitre comment les produits d'intermodulation limitent la dynamique des RADAR. En particulier les produits d'intermodulation d'ordre 3 IMD_3 ($2\Omega_2 - \Omega_1$ ou $2\Omega_1 - \Omega_2$) sont les plus critiques car leur fréquence peut être très proche de celle des signaux d'intérêt. Par exemple, si deux fréquences proches sont détectées par le RADAR, Ω_1 (égale à 10 GHz) et Ω_2 (égale à 10,01 GHz), les fréquences des produits d'intermodulation d'ordre 3, $2\Omega_2 - \Omega_1$ et $2\Omega_1 - \Omega_2$, valent 10,02 GHz et 9,99 GHz, respectivement.

Le calcul des produits d'intermodulation est assez proche de celui des harmoniques, mais le nombre de termes de mélange à prendre en compte est plus important. En effet, l'intensité optique $|E(z, t)|^2$, la densité de porteurs $N(z, t)$ et le gain $g(z, t)$ ne sont plus des fonctions périodiques de fréquence Ω , mais de fréquence $\delta\Omega = \Omega_2 - \Omega_1$:

$$|E(z, t)|^2 = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} M_k(z) e^{-ik\delta\Omega t}, \quad (\text{III.82})$$

$$N(z, t) = \bar{N}(z) + \sum_{\substack{k=-\infty \\ k \neq 0}}^{+\infty} N_k(z) e^{-ik\delta\Omega t}, \quad (\text{III.83})$$

$$g(z, t) = \bar{g}(z) + \sum_{\substack{k=-\infty \\ k \neq 0}}^{+\infty} g_k(z) e^{-ik\delta\Omega t}. \quad (\text{III.84})$$

On suppose ici que seules les composantes à $\Omega_{1,2}$, $2\Omega_{1,2}$ et leurs produits du premier ordre contribuent à la génération des IMD_2 et IMD_3 , comme nous l'avons illustré sur la figure III.36. Le nombre de composantes M_k et g_k est donc réduit à 19 quelles que soient les fréquences Ω_1 et Ω_2 ¹. On peut les rassembler en blocs notés $M_{\text{block},j}$ et $g_{\text{block},j}$. Le $j^{\text{ième}}$ bloc contient les

1. Sans cette hypothèse, si Ω_1 est égal à 10 GHz et Ω_2 à 10,01 GHz, il faudrait prendre en compte 1000 composantes.

produits de mélange de fréquence proche de $j \times \Omega_1$. En prenant les notations de la figure III.36, l'équation de bilan et l'équation de propagation s'écrivent :

$$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \hbar\omega \left(I/qV - \bar{N}/\tau_s \right) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_{-2,-2} & D_{-2,-1} & D_{-2,0} & 0 & 0 \\ D_{-1,-2} & D_{-1,-1} & D_{-1,0} & D_{-1,1} & 0 \\ D_{0,-2} & D_{0,-1} & D_{0,0} & D_{0,1} & D_{0,2} \\ 0 & D_{1,-1} & D_{1,0} & D_{1,1} & D_{1,2} \\ 0 & 0 & D_{2,0} & D_{2,1} & D_{2,2} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} g_{block,-2} \\ g_{block,-1} \\ g_{block,0} \\ g_{block,1} \\ g_{block,2} \end{pmatrix}, \quad (\text{III.85})$$

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} M_{block,-2} \\ M_{block,-1} \\ M_{block,0} \\ M_{block,1} \\ M_{block,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{-2,-2} & H_{-2,-1} & H_{-2,0} & 0 & 0 \\ H_{-1,-2} & H_{-1,-1} & H_{-1,0} & H_{-1,1} & 0 \\ H_{0,-2} & H_{0,-1} & H_{0,0} & H_{0,1} & H_{0,2} \\ 0 & H_{1,-1} & H_{1,0} & H_{1,1} & H_{1,2} \\ 0 & 0 & H_{2,0} & H_{2,1} & H_{2,2} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} M_{block,-2} \\ M_{block,-1} \\ M_{block,0} \\ M_{block,1} \\ M_{block,2} \end{pmatrix}, \quad (\text{III.86})$$

où $D_{i,j}$ et $H_{i,j}$ sont les sous-blocs des matrices complètes des équations respectives (III.68) et (III.74). Ils correspondent au mélange des composantes spectrales autour de la $i^{\text{ème}}$ et de la $j^{\text{ème}}$ harmoniques. La méthode itérative décrite dans le paragraphe précédent peut être appliquée afin de déterminer les composantes g_k , ainsi que I_s et τ_s , ce qui permet ensuite de résoudre numériquement l'équation (III.86). La puissance RF détectée par la photodiode à $2\Omega_2 - \Omega_1$ est ensuite calculée par :

$$\text{IMD}_3 = 2R \mathcal{R}_{ph}^2 |M_{2\Omega_2 - \Omega_1}^{\text{out}} \times S|^2. \quad (\text{III.87})$$

Nous avons donc développé un modèle permettant le calcul des produits d'intermodulation en sortie du SOA. Ce dernier prend en compte la saturation le long du SOA, et répercute son effet sur la valeur des paramètres clés tels que la densité de porteurs moyenne $\bar{N}(z)$, le gain différentiel $\Gamma a(z)$, la durée de vie spontanée des porteurs $\tau_s(z)$, le gain modal moyen $\Gamma \bar{g}(z)$ et l'intensité de saturation $I_s(z)$. Aucun paramètre d'ajustement ni de données supplémentaires ne sont nécessaires par rapport au modèle de la fonction de transfert du signal RF que nous avons décrit à la fin du chapitre II. Nous allons à présent utiliser ce modèle pour étudier les non-linéarités et la dynamique des deux architectures étudiées au début de ce chapitre.

III.5.c. Non-linéarités et dynamique de l'architecture classique

Nous étudions dans cette partie les non-linéarités et la dynamique de l'architecture classique, que nous avons introduite dans la partie III.2. Nous rappelons le montage sur la figure III.37.

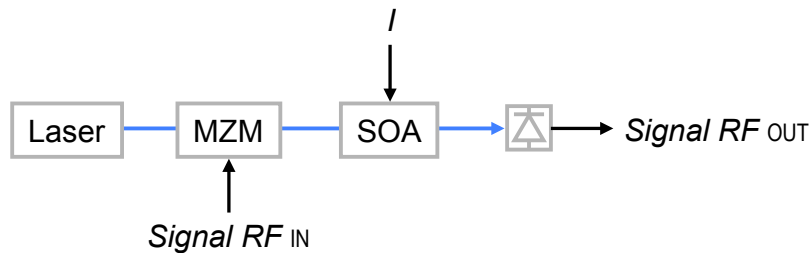


FIGURE III.37 – Montage expérimental de l'architecture de base. Un SOA est introduit dans une liaison opto-hyperfréquence classique.

Produits d'intermodulation

Etude des produits d'intermodulation d'ordre 3 (IMD₃) par simulations

Comme on peut le voir sur la matrice de l'équation de propagation (III.74), le signal RF en sortie du SOA provient d'une part de l'amplification de ses composantes spectrales (les termes diagonaux de la matrice), et d'autre part des mélanges non-linéaires dus aux CPO (les termes non-diagonaux de la matrice). Afin de mieux comprendre la combinaison de ces effets dans le cas de la propagation des IMD₃, nous avons effectué des simulations avec deux conditions initiales différentes : avec et sans IMD₃ⁱⁿ à l'entrée du SOA ¹.

On considère tout d'abord qu'il n'y a pas de IMD₃ à l'entrée du SOA (IMD₃ⁱⁿ = 0). Par exemple, on peut rencontrer cette situation en radio-sur-fibre [100], lorsque les deux fréquences RF sont transposées dans le domaine optique par deux modulateurs distincts sur deux porteuses optiques incohérentes. Il est aussi possible d'éviter les IMD₃ⁱⁿ à l'entrée du SOA en utilisant un modulateur à bande latérale unique [106, 107].

Considérons à présent un modulateur de Mach-Zehnder qui ne présente pas de chirp. Dans ce cas, l'intensité optique à l'entrée du SOA est de la forme [105] :

$$I_{opt,in} = I_0 \left\{ 1 + \cos \left[m \left(\cos(\Omega_1 t) + \cos(\Omega_2 t) \right) + \phi \right] \right\}, \quad (\text{III.88})$$

où m est l'indice de modulation et ϕ le biais angulaire du modulateur. En développant cette expression en fonctions de Bessel de première espèce, et en suivant les notations de la figure III.36, les coefficients M_k à l'entrée du SOA s'écrivent lorsque le modulateur est en quadrature ($\phi = \pi/2$) :

$$M_{block,0} = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} ; \quad M_{block,1} = \begin{vmatrix} J_1(m)J_2(m) \\ -J_0(m)J_1(m) \\ -J_0(m)J_1(m) \\ J_1(m)J_2(m) \end{vmatrix} ; \quad M_{block,2} = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} ; \quad M_{block,-j} = M_{block,j}. \quad (\text{III.89})$$

En particulier, le terme à $2\Omega_{1,2} - \Omega_{2,1}$, noté IMD₃ⁱⁿ, est non nul et égal à IMD₃ⁱⁿ = $J_1(m)J_2(m)$.

Nous considérons que $\delta\Omega = \Omega_2 - \Omega_1 = 10$ MHz. Les résultats des simulations sont présentés sur la figure III.38. La figure III.38(a) représente la puissance des IMD₃ en sortie de liaison, pour différentes valeurs du courant I . On a choisi de normaliser la puissance des IMD₃ par m^6 : en effet, la puissance des IMD₃ est proportionnelle au cube de la puissance RF appliqué au modulateur $(P_{RF}^{in})^3$; et P_{RF}^{in} est proportionnelle au carré de l'indice de modulation m^2 . Nous avons tracé les courbes pour $m = 0,01$ et $m = 0,5$ sur la figure III.38(a). Comme nous l'avons anticipé, les deux réseaux de courbes ($m = 0,01$ et $m = 0,5$) coïncident parfaitement. Sur la figure III.38(b), nous avons tracé la phase de $M_{2\Omega_2 - \Omega_1}^{out}$ en sortie du SOA, en fixant arbitrairement la phase de $M_{2\Omega_2 - \Omega_1}^{in}$ en entrée du SOA à zéro.

Les courbes en pointillés correspondent à la condition initiale IMD₃ⁱⁿ = 0. Les IMD₃ en sortie de liaison sont donc uniquement dus aux mélanges non-linéaires par CPO dans le SOA. On retrouve bien sur les courbes d'IMD₃ le comportement passe-bas des CPO avec une fréquence

1. Vu le nombre des termes impliqués, l'étude de l'IMD₃ ne peut se faire que par analyse des simulations ; il n'est pas possible de dériver un modèle analytique simple.

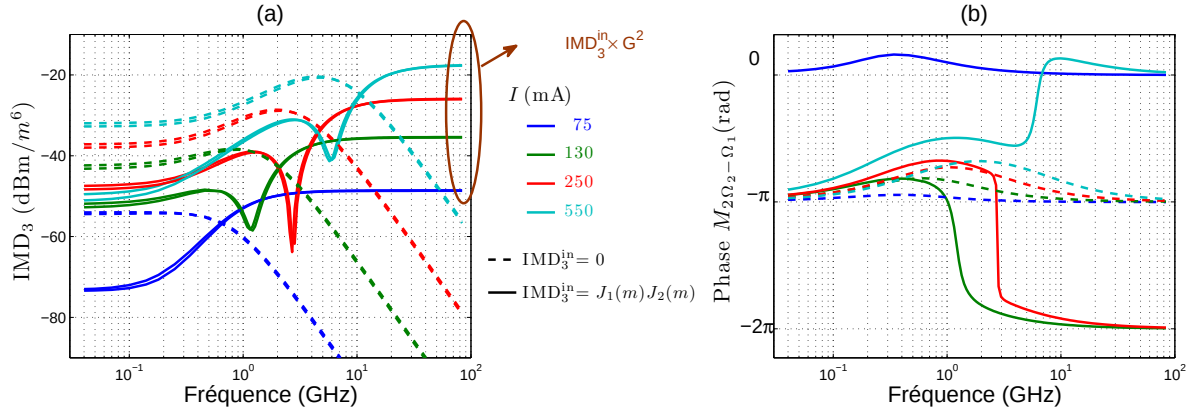


FIGURE III.38 – Résultats des simulations pour $\delta\Omega = 10$ MHz, $P_{in} = 10$ mW, en fonction de la fréquence de modulation $\Omega_1/(2\pi)$. (a) Puissance des IMD₃ en sortie de liaison pour différents courants. (b) Phase correspondante pour $M_{2\Omega_2-\Omega_1}^{out}$.

de coupure proche de $1/\tau_s$. De plus, la phase de $M_{2\Omega_2-\Omega_1}^{out}$ est alors proche de $-\pi$, ce qui est encore une fois caractéristique des CPO, qui génèrent un gain en opposition de phase avec la modulation, comme nous l'avons déjà évoqué plusieurs fois.

Les courbes en trait plein correspondent à la condition initiale $\text{IMD}_3^{\text{in}} = J_1(m)J_2(m)$. Dans ce cas, les IMD₃ en sortie de liaison correspondent à la fois à l'amplification des produits d'intermodulation présents en entrée du SOA, IMD_3^{in} , et à la génération des IMD₃ par CPO dans le SOA. A haute fréquence, on constate que les IMD₃ en sortie de liaison correspondent à l'amplification des IMD_3^{in} en entrée du SOA : $\text{IMD}_3 = G^2 \times \text{IMD}_3^{\text{in}}$, avec G le gain optique du SOA (sans CPO). De plus, la phase de $M_{2\Omega_2-\Omega_1}^{out}$ est alors proche de 0 [2π], ce qui est caractéristique de l'amplification optique habituelle (sans CPO). A basse fréquence, on constate que les IMD₃ en sortie de liaison correspondent à la génération des IMD₃ par CPO : la phase de $M_{2\Omega_2-\Omega_1}^{out}$ est alors proche de $-\pi$. On peut remarquer qu'à bas courant ($I = 75$ mA), les IMD₃ en sortie de liaison sont uniquement dus à l'amplification des IMD_3^{in} (la phase de $M_{2\Omega_2-\Omega_1}^{out}$ est proche de 0 [2π] quelle que soit la fréquence).

Nous avons tracé sur la figure III.39, les deux contributions des IMD₃ en sortie de liaison pour un courant donné. La courbe en pointillés rouges représente la puissance des IMD₃ en sortie de liaison pour $\text{IMD}_3^{\text{in}} = 0$, ce qui correspond donc aux IMD₃ générés par CPO. La courbe en pointillés bleus représente $G_{RF} \times \text{IMD}_3^{\text{in}}$ pour $\text{IMD}_3^{\text{in}} = J_1(m)J_2(m)$, ce qui correspond donc aux IMD_3^{in} amplifiés. La courbe noire représente la puissance des IMD₃ en sortie de liaison pour $\text{IMD}_3^{\text{in}} = J_1(m)J_2(m)$, ce qui correspond à la puissance totale des IMD₃. On retrouve bien que les IMD₃ générés par CPO sont dominants à basse fréquence, ce qui explique que la phase de $M_{2\Omega_2-\Omega_1}^{out}$ est alors proche de $-\pi$. A haute fréquence, les IMD₃ amplifiés dominent, ce qui explique que la phase de $M_{2\Omega_2-\Omega_1}^{out}$ est alors proche de 0 [2π]. A basse fréquence, les IMD_3^{in} amplifiés et les IMD₃ générés par CPO interagissent destructivement. A la fréquence où les IMD₃ générés par CPO et les IMD₃ amplifiés sont égaux (mais toujours en opposition de phase), il y a ainsi un creux dans la puissance totale des IMD₃. Pour conclure, il est important de constater que sur la plage de fréquence où le CPO permet de générer des retards ($\Omega < 1/\tau_s$), le niveau des IMD₃ est inférieur à celui qu'aurait un amplificateur de même gain optique sans CPO ($G^2 \times \text{IMD}_3^{\text{in}}$) : dans ce cas particulier, la différence atteint 30 dB.

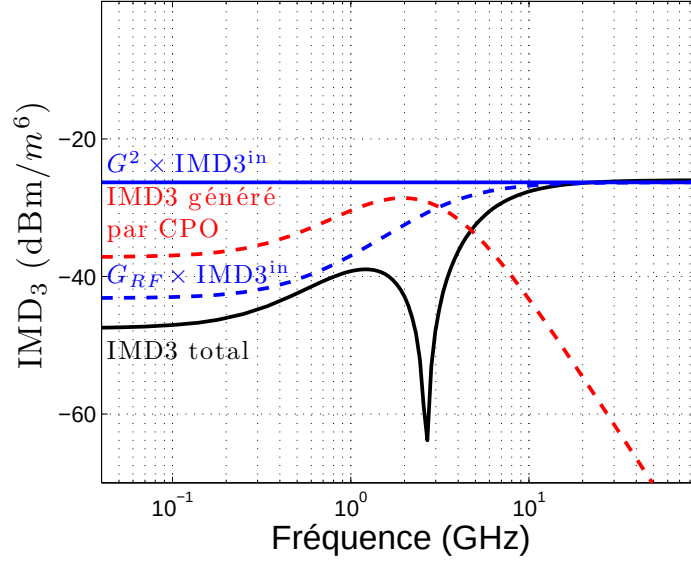


FIGURE III.39 – Simulation de la puissance des IMD_3 pour $I = 250$ mA, en fonction de la fréquence de modulation $\Omega_1/(2\pi)$. La courbe en pointillés rouges représente la puissance des IMD_3 en sortie de liaison pour $\text{IMD}_3^{\text{in}} = 0$ (ce qui correspond aux IMD_3 générés par CPO). La courbe en pointillés bleus représente $G_{\text{RF}} \text{IMD}_3^{\text{in}}$ pour $\text{IMD}_3^{\text{in}} = J_1(m)J_2(m)$ (ce qui correspond aux IMD_3^{in} amplifiés). La courbe noire représente la puissance des IMD_3 en sortie de liaison pour $\text{IMD}_3^{\text{in}} = J_1(m)J_2(m)$ (ce qui correspond à la puissance totale des IMD_3). La droite bleue représente les IMD_3^{in} amplifiés par un amplificateur de même gain optique G , mais sans CPO ($G^2 \times \text{IMD}_3^{\text{in}}$).

Vérification expérimentale

Nous avons vérifié la pertinence de notre modèle en mesurant la puissance des IMD_3 en sortie de la liaison présentée sur la figure III.37. Le principe de la mesure est simple. Deux signaux RF de fréquences Ω_1 (3 GHz) et Ω_2 (3.01 GHz) sont envoyés à l'entrée du Mach-Zehnder. $\delta\Omega$ est donc égal à 10 MHz. En sortie de liaison, on mesure grâce à un analyseur de spectre électrique la puissance du signal à $2\Omega_2 - \Omega_1$ (3.02 GHz) et $2\Omega_1 - \Omega_2$ (2.98 GHz). Une atténuation de 12,5 dB a été introduite avant la photodiode afin d'éviter toute non-linéarité du photodétecteur. Les mesures suivantes ont été obtenues en utilisant un banc de mesure automatisé sous Labview qui a été développé par le laboratoire III-V lab.

La figure III.40 représente la puissance des IMD_3 mesurée en sortie de liaison en fonction du courant I , ainsi que les résultats de la simulation correspondante. On constate une bonne adéquation entre le modèle et les valeurs expérimentales. Le creux mis en évidence par ces mesures correspond au courant où les IMD_3 générés par CPO et les IMD_3 amplifiés sont égaux (mais en opposition de phase). En effet, la figure III.38(a) montre que la fréquence du creux dans la puissance totale des IMD_3 varie avec le courant, et qu'à 3 GHz le creux est aux alentours de $I = 250$ mA.

SFDR

Nous avons à présent tous les éléments pour étudier la SFDR de l'architecture classique. Nous rappelons que la SFDR est déterminée par le plancher de bruit P_{bruit} et la puissance en

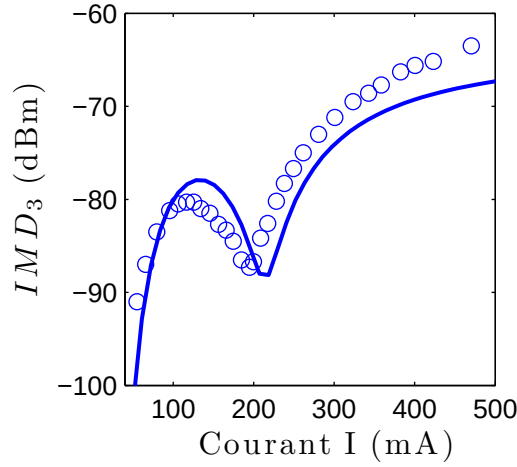


FIGURE III.40 – Puissance des IMD_3 mesurée à 3.02 GHz (o) et simulée (trait plein) en sortie de liaison en fonction du courant I . Deux signaux RF de fréquence Ω_1 (3 GHz) et Ω_2 (3.01 GHz) sont envoyés à l'entrée du Mach-Zehnder. $\delta\Omega$ est donc égal à 10 MHz. La puissance RF à l'entrée du Mach-Zehnder est $P_{RF,in} = 0$ dBm, et la puissance optique à l'entrée du SOA est $P_{in} = 8,5$ dBm.

sortie $P_{out}^{IP_3}$ du point d'interception d'ordre 3 IP_3 :

$$SFDR(\text{dB/Hz}^{2/3}) = 10 \log \left(\left[\frac{P_{out}^{IP_3}}{\rho_{\text{bruit}}} \right]^{2/3} \right), \quad (\text{III.90})$$

et correspond à la situation où les signaux parasites (ici les IMD_3) ont la même puissance que le plancher de bruit (cf. figure III.41). Le plancher de bruit ρ_{bruit} correspond à la densité spectrale de bruit. $P_{out}^{IP_3}$ est la puissance extrapolée du signal en sortie de liaison telle que la puissance des IMD_3 en sortie de liaison est égale à la puissance du signal en sortie de liaison. Sur la figure III.41, trois situations sont représentées : à haute fréquence ($\Omega\tau_s \gg 1$), ce qui correspond à un amplificateur sans CPO ; à basse fréquence ($\Omega\tau_s \ll 1$), ce qui correspond à la plage de fréquence d'utilisation de la ligne à retards accordables ; à la fréquence du creux dans la puissance des IMD_3 (cf. figure III.38(a)), ce qui correspond à la fréquence où la dynamique est la plus élevée. Sur cette figure, on retrouve le résultat de la partie précédente, à savoir que le rapport signal-sur-bruit est constant quelle que soit la fréquence. Ainsi, les CPO n'altèrent pas le rapport signal-sur-bruit de la ligne à retards accordables. De plus, on vient de montrer que la puissance des IMD_3 en sortie de liaison est plus faible à basse fréquence qu'à haute fréquence lorsqu'on considère un modulateur de Mach-Zehnder réel. Ainsi, la SFDR d'une ligne à retards accordables est supérieure à celle qui aurait été obtenue avec un amplificateur de même gain optique et de même facteur de bruit.

Nous avons calculé la SFDR et $P_{out}^{IP_3}$ pour une fréquence de modulation allant de 40 kHz à 30 GHz, et pour plusieurs courants. Nous comparons la situation d'un modulateur parfaitement linéaire (pas d'intermodulation à l'entrée du SOA), et le cas d'un modulateur de Mach-Zehnder réel (avec des produits d'intermodulation à l'entrée du SOA donnés par le développement en série de Bessel). Ces deux situations sont représentées sur la figure III.42.

La première conclusion est que dans les deux cas, sur la plage de fréquence d'utilisation

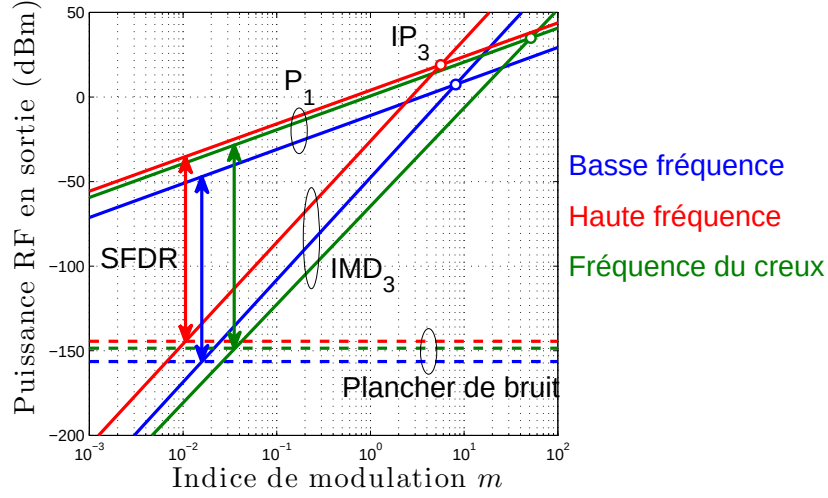


FIGURE III.41 – Détermination de la SFDR pour $I_{bias} = 250 \text{ mA}$, $P_{in} = 10 \text{ mW}$, et $\text{IMD}_3^{in} = J_1(m)J_2(m)$. En bleu : modulation RF basse fréquence ($\ll 1/\tau_s$); en rouge : modulation RF haute fréquence ($\gg 1/\tau_s$); en vert : modulation RF de fréquence proche de celle du creux dans la puissance des IMD_3 ($\approx 1/\tau_s$).

de la ligne à retards accordables ($\Omega < 1/\tau_s$), la SFDR varie de 105 à 115 dB/Hz^{2/3} (de 107 à 115 dB/Hz^{2/3} en prenant en compte un modulateur de Mach-Zehnder réaliste). Ces valeurs correspondent raisonnablement aux valeurs requises dans les systèmes RADAR.

De plus, sur cette même plage de fréquence, en présence d' IMD_3 en entrée du SOA, les CPO améliorent la dynamique de la liaison, à la fois par rapport au cas d'un modulateur parfaitement linéaire, et dans le cas d'un modulateur de Mach-Zehnder suivi d'un amplificateur de même gain et de même facteur de bruit, mais sans CPO. Ce mécanisme a déjà été utilisé par la communauté travaillant sur les transmissions optiques de signaux analogiques, afin de linéariser un modulateur de Mach-Zehnder grâce à un SOA à basse fréquence [108, 109]. Cependant, notre analyse théorique de la génération de produits d'intermodulation, et l'interprétation simple que les IMD_3 générés par CPO sont en opposition de phase par rapport aux IMD_3^{in} en entrée de SOA, amène un nouvel éclairage sur ce phénomène.

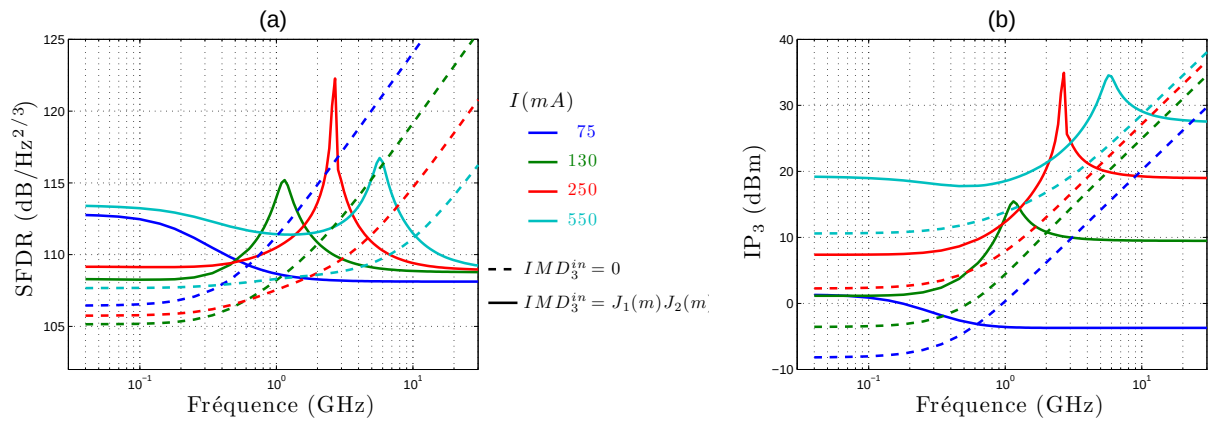


FIGURE III.42 – (a) SFDR et (b) $P_{out}^{IP_3}$, en fonction de la fréquence de modulation, pour différents courants, dans la configuration d'un modulateur parfaitement linéaire (en pointillé) et dans la configuration d'un modulateur de Mach-Zehnder réel (en trait plein).

III.5.d. Influence du filtrage sur les non-linéarités et la dynamique

Nous étudions dans cette partie les non-linéarités et la dynamique de l'architecture utilisant le couplage gain-indice, que nous avons introduit dans la partie III.3. Nous rappelons le montage expérimental sur la figure III.43.

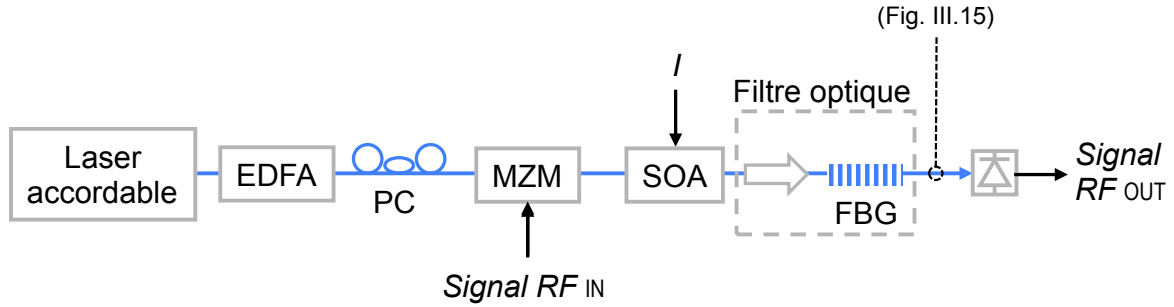


FIGURE III.43 – Montage expérimental de l'architecture utilisant le couplage gain-indice. PC = Contrôleur de polarisation. FBG = Réseau de Bragg inscrit dans une fibre optique. Selon la longueur d'onde utilisée, le filtre optique atténue plus ou moins la bande latérale rouge (cf. figure III.15 page 94).

Produits d'intermodulation

Etude des produits d'intermodulation d'ordre 3 (IMD_3) par simulations

Nous avons tracé sur la figure III.44, les deux contributions des IMD_3 en sortie de liaison dans les mêmes conditions expérimentales que la figure III.39, mais en ajoutant un filtre idéal entre le SOA et la photodiode, ce qui permet d'annuler les composantes rouges avant la photodiode. La courbe en pointillés rouges représente la puissance des IMD_3 en sortie de liaison pour $IMD_3^{in} = 0$, ce qui correspond donc aux IMD_3 générés par CPO. La courbe en pointillés bleus représente $G_{RF} \times IMD_3^{in}$ pour $IMD_3^{in} = J_1(m)J_2(m)$, ce qui correspond donc aux IMD_3^{in} amplifiés. La courbe noire représente les IMD_3 en sortie de liaison pour $IMD_3^{in} = J_1(m)J_2(m)$, ce qui correspond à la puissance totale des IMD_3 .

Nous avons déjà mis en évidence le fait que le filtrage des composantes rouges permet de révéler le couplage gain-indice dans le domaine électrique, et que le mécanisme de CPO dominant est alors les CPO exacerbées par le couplage gain-indice (α CPO). Les produits d'intermodulation générés dans le SOA le sont donc par α CPO. La puissance des IMD_3 générés par CPO est donc plus élevée avec filtrage. De plus à basse fréquence, la différence de phase entre les IMD_3 générés par α CPO et les IMD_3 amplifiés est de 90 degrés, alors qu'à haute fréquence cette différence est de 180 degrés (cf. figure III.19). Ainsi les deux contributions interfèrent constructivement à basse fréquence, et destructivement à haute fréquence, ce qui explique l'allure de la courbe de la puissance totale des IMD_3 , et en particulier le creux observé à haute fréquence.

Deux propriétés doivent être retenues de cette analyse : tout d'abord, la puissance des IMD_3 avec filtrage est de manière générale plus élevée que lorsqu'il n'y a pas de filtre avant la photodiode. Mais à haute fréquence, un creux dans la puissance des IMD_3 peut apparaître. Comme l'architecture utilisant le couplage gain-indice est utilisée en tant que déphaseur RF, notamment aux fréquences élevées, nous allons étudier ce cas plus en détail dans le paragraphe suivant.

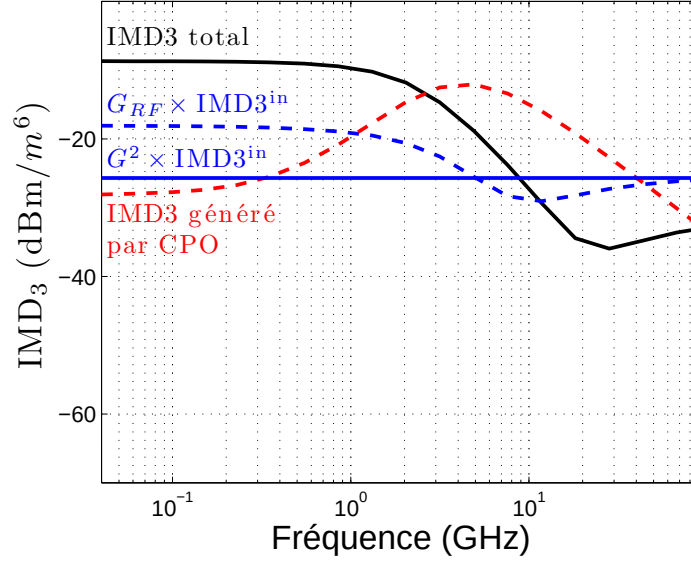


FIGURE III.44 – Simulation de la puissance des IMD_3 pour $I = 250$ mA, en fonction de la fréquence de modulation $\Omega_1/(2\pi)$, avec un filtre idéal annulant les composantes rouges avant la photodiode. La courbe en pointillés rouges représente les IMD_3 en sortie de liaison pour $\text{IMD}_3^{\text{in}} = 0$ (ce qui correspond aux IMD_3 générés par CPO). La courbe en pointillés bleus représente $G_{RF} \times \text{IMD}_3^{\text{in}}$ pour $\text{IMD}_3^{\text{in}} = J_1(m)J_2(m)$ (ce qui correspond aux IMD_3^{in} amplifiés). La courbe noire représente les IMD_3 en sortie de liaison pour $\text{IMD}_3^{\text{in}} = J_1(m)J_2(m)$ (ce qui correspond à la puissance totale des IMD_3). La droite bleue représente les IMD_3^{in} amplifiés par un amplificateur de même gain optique G , mais sans CPO ($G^2 \times \text{IMD}_3^{\text{in}}$).

IMD₃ en sortie du déphaseur RF

Nous avons mesuré la puissance des IMD_3 en sortie de la liaison présentée sur la figure III.43. Ces mesures ont été réalisées dans les mêmes conditions expérimentales que celles qui donnent la puissance du signal et de phase présentées page 95. La seule différence est que cette fois-ci, nous envoyons deux signaux RF de fréquence Ω_1 (10 GHz) et Ω_2 (10,01 GHz). $\delta\Omega$ est donc égal à 10 MHz. Les mesures de la puissance des IMD_3 ont été obtenues en utilisant un banc de mesure automatisé sous Labview développé par le laboratoire III-V lab. Une atténuation de 12,5 dB a été introduite avant la photodiode afin d'éviter toute non-linéarité du photodétecteur. La puissance RF à l'entrée du SOA est de $P_{RF}^{\text{in}} = 9$ dBm, ce qui correspond à un taux de modulation $m = 0,17$. La puissance optique d'entrée dans le SOA est $P_{in} = 10$ dBm. Les résultats sont présentés en fonction du courant de biais I . Les différentes courbes de la figure III.45 correspondent à différentes valeurs de la longueur d'onde du laser λ_0 . Chacune correspond à une atténuation donnée de la bande latérale rouge repérées à droite des graphes (cf. figure III.15 page 94). Les points expérimentaux sont représentés par ($\circ$), et les simulations numériques sont en trait plein. Les simulations numériques sont obtenues en utilisant le modèle que nous avons présenté au début de cette partie, et nous avons pris en compte la fonction de transfert complexe du filtre optique utilisé.

Tout d'abord, nous constatons un très bon accord entre les résultats expérimentaux et les simulations. Nous constatons que même à une fréquence aussi élevée (10 GHz), il y a bien un creux dans la puissance des IMD_3 pour un courant donné, comme nous l'avons prédit. On constate que le creux dans la puissance des IMD_3 n'apparaît pas au même courant que le creux dans le signal. Autrement dit, la dynamique de la liaison peut varier fortement en changeant le

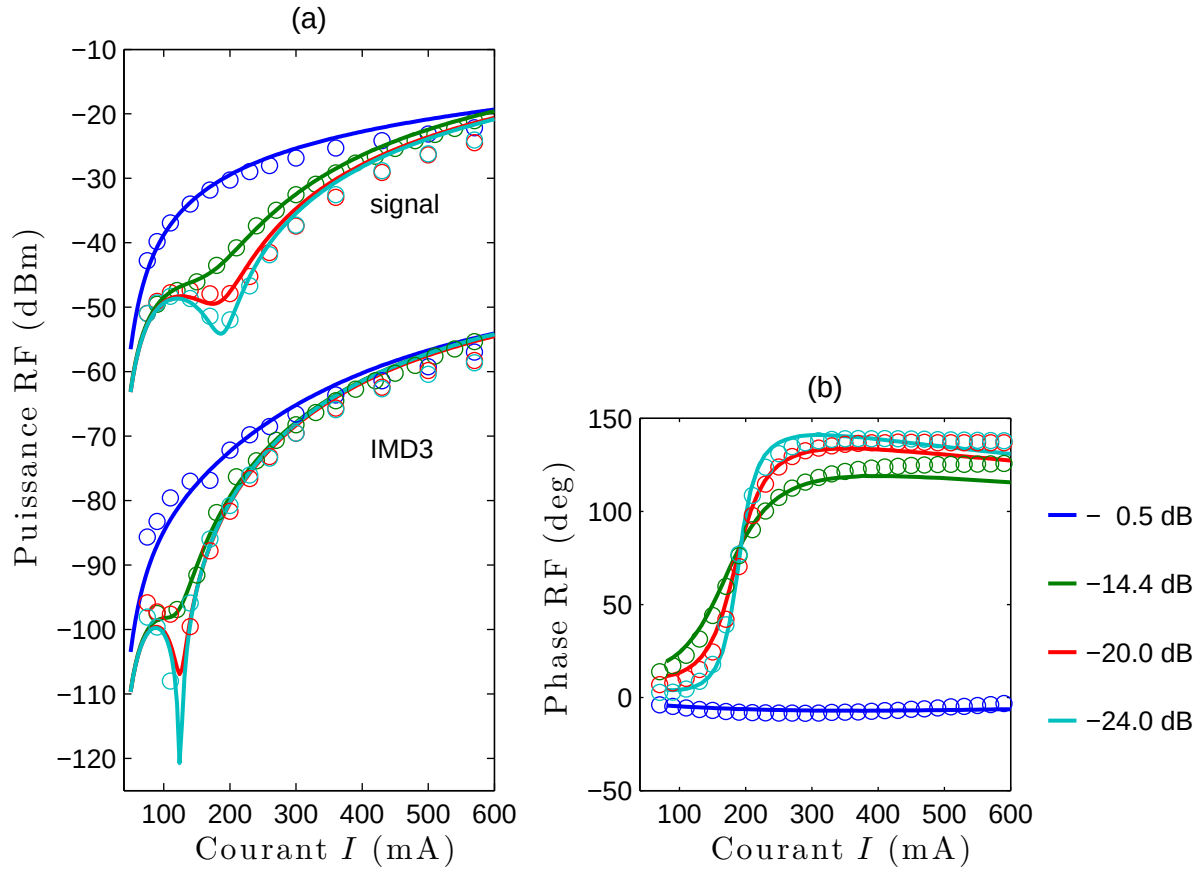


FIGURE III.45 – (a) Puissance du signal RF (à 10 GHz) et des produits d’intermodulation IMD_3 (à 10,02 GHz) en sortie de liaison, et (b) phase RF introduit par le SOA sur le signal (à 10 GHz), pour une puissance optique d’entrée dans le SOA $P_{in} = 10$ dBm, et pour différents courants de biais I . La puissance RF à l’entrée du SOA est de $P_{RF}^{in} = 9$ dBm, ce qui correspond à un taux de modulation $m = 0,17$. Nous avons représenté les points expérimentaux ($\circ$), et les simulations numériques (—) issues de notre modèle. Les différentes courbes correspondent à différentes valeurs de la longueur d’onde du laser λ_0 qui introduisent les atténuations de la bande latérale rouge repérées à droite des graphes (cf. figure III.15 page 94).

courant de biais. À noter que la courbe bleue, qui correspond à un degré de filtrage très faible, peut être interprétée comme la réponse d’un amplificateur optique sans CPO : en effet à 10 GHz, sans filtrage optique avant la photodiode, la réponse du SOA est similaire à celle d’un amplificateur optique classique (cf. figure III.38).

Ainsi, la dynamique minimale du déphaseur RF est inférieure à celle d’un amplificateur standard de même gain et de même facteur de bruit. Un compromis entre déphasage accordable accessible et SFDR devra être trouvé, comme nous allons l’expliciter dans la partie suivante.

Il est tout de même intéressant de retenir qu’un creux de la puissance des IMD_3 peut apparaître à haute fréquence en sortie de liaison incluant un SOA, dû à aux interférences destructives des IMD_3 générés par αCPO et des IMD_3 amplifiés. Ainsi, de la même manière que les interférences destructives des IMD_3 générés par CPO et des IMD_3 amplifiés ont été utilisées à basse fréquence pour linéariser un modulateur de Mach-Zehnder grâce à un SOA [108, 109],

on pourrait envisager d'utiliser un SOA suivi d'un filtre optique pour linéariser un modulateur de Mach-Zehnder à haute fréquence.

SFDR en sortie du déphaseur RF

Nous avons illustré sur la figure III.46 la détermination de la SFDR pour les courants correspondant aux creux du signal et des IMD_3 pour le degré de filtrage maximum, ce qui correspond respectivement au minimum et au maximum de la SFDR. On obtient que la SFDR varie de 80 à 103 dB/Hz^{2/3}. Il est intéressant de remarquer que la pente expérimentale de la puissance des IMD_3 , au courant correspondant au creux dans la puissance des IMD_3 , a une pente 4 en échelle log-log en fonction de la puissance RF en entrée. A très faible puissance RF en entrée, la pente est de 3. Pour des puissances RF en entrée élevées, la pente est de 5. Cela peut être expliqué en analysant le développement en série de Taylor de la puissance RF de la liaison opto-hyperfréquence en fonction de la tension appliquée au modulateur [99].

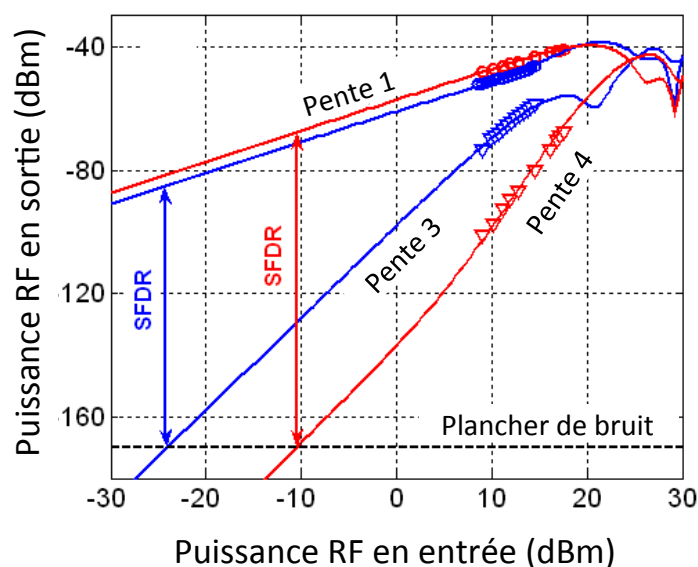


FIGURE III.46 – Illustration de la détermination de la SFDR à deux courants distincts au maximum du filtrage : à 110 mA, ce qui correspond au creux dans la puissance des IMD_3 (en rouge) ; à 200 mA, ce qui correspond au creux du signal (en bleu). On a considéré un plancher de bruit à -145 dB/Hz, ce qui correspond à un plancher à -170 dB/Hz en prenant en compte l'atténuation que nous avons expérimentalement introduit avant la photodiode.

Les conditions expérimentales correspondent à celles des mesures précédentes.

La dynamique du déphaseur RF basé sur l'architecture utilisant le couplage gain-indice est donc un peu limitée pour certaines applications RADAR. Un compromis peut être néanmoins trouvé entre le déphasage accordable accessible et la SFDR en jouant sur le degré de filtrage de la bande latérale rouge. Cela est illustré sur la figure III.47.

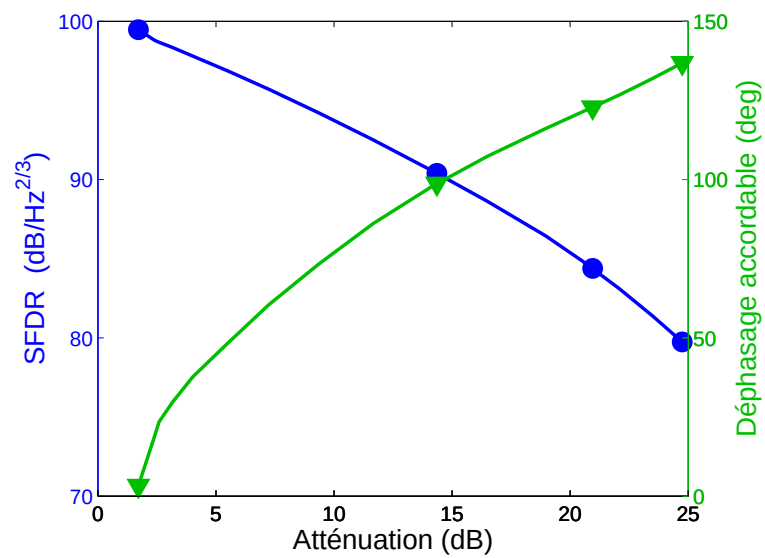


FIGURE III.47 – SFDR minimale et déphasage accordable accessible en fonction du degré de filtrage de la bande latérale rouge à 10 GHz. Résultats simulés en utilisant les modèles de la fonction de transfert du signal, le modèle semi-classique du bruit et le modèle des produits d'intermodulation. Les conditions expérimentales correspondent à celle des mesures précédentes.

III.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les deux architectures de lumière lente et rapide contrôlée par CPO qui avaient été proposées dans la littérature. Nous avons identifié les effets physiques en jeu, à savoir l'amplification optique, les CPO et les CPO exacerbées par le couplage gain-indice. Cela nous a permis de comprendre la réponse RF en amplitude et en phase de chacune de ces architectures. Nous avons identifié la fonction élémentaire à laquelle pourraient répondre ces architectures (retards vrais / déphasages), et nous avons évalué leurs performances. Enfin, dans un deuxième et troisième temps, nous avons étudié l'impact des CPO et du couplage gain-indice sur le bruit d'intensité et les non-linéarités d'un amplificateur optique, ce qui nous a permis de conclure sur la dynamique de la liaison opto-hyperfréquence incluant ces architectures. Nous résumons dans les paragraphes suivants les principaux résultats de ce chapitre.

III.6.a. Architecture classique : ligne à retards accordables basse fréquence

L'architecture classique permet de réaliser des retards vrais. Les performances et limitations sont résumées dans le tableau III.3. On entend par parallélisme la facilité, d'un point de vue opérationnel et de coût, qu'on aurait à mettre en place de nombreuses architectures dans un système réel.

Paramètres clés	Mesuré	Limite théorique / Commentaires
Retards vrais accordables	0 à 350 ps	$ \tau < \frac{1}{4} \Gamma \bar{g} L \tau_s$, ce qui correspond à 570 ps pour le SOA étudié.
Bande passante instantanée	350 MHz	$B_{\text{CPO}}^{3\text{dB}} < \frac{1}{2\pi\tau_s} \sqrt{\frac{\ln 2 (1+S_0)^2}{\frac{\Gamma \bar{g} S_0}{1+S_0} - \ln 2}}$, ce qui correspond à 450 MHz pour le SOA étudié.
Fréquence centrale	0	l'agilité de la ligne à retards est limitée par la durée de vie des porteurs : $[0 \ B_{\text{inst}}]$ soit $\Omega\tau_s < 1$
Dynamique SFDR	107 à 115 dB/Hz ^{2/3}	Supérieure à la dynamique d'un amplificateur optique de même gain et de même facteur de bruit optique.
Parallélisme		Indépendant de la longueur d'onde du laser.

TABLE III.3 – **Architecture classique : ligne à retards accordables basse fréquence.** La valeur de la SFDR est simulée, les modèles utilisés ayant été validés expérimentalement.

La principale limitation de cette architecture est qu'elle n'est pas agile en fréquence. En effet, la plage de fréquence RF utile est limitée par l'inverse de la durée de vie des porteurs. Nous verrons dans le chapitre suivant comment lever cette contrainte.

III.6.b. Architecture utilisant le couplage gain-indice : déphaseur RF accordable

L'architecture utilisant le couplage gain-indice permet de réaliser des déphasages RF. Les performances et limitations sont résumées dans le tableau III.4.

Paramètres clés	Mesuré	Limite théorique / Commentaires
Déphasages accordables	148 degrés	Différence de phase des contributions dues à l'amplification optique et aux CPO exacerbées par le couplage gain-indice (α CPO). Cela correspond à 180 degrés par composant à haute fréquence.
Bande passante instantanée	-	Pour des applications à bande passante étroite, idéalement monofréquence.
Fréquence centrale	10 GHz	5–40 GHz . A noter qu'à basse fréquence, la suppression de la bande latérale rouge par le filtre optique est difficile.
Dynamique SFDR	80 dB/Hz ^{2/3}	Strictement inférieure à la dynamique d'un amplificateur optique de même gain et de même facteur de bruit optique. Le filtre optique peut introduire du bruit supplémentaire dû aux conversions AM/FM.
Parallélisme		Sensible à la longueur d'onde du laser.

TABLE III.4 – **Architecture utilisant le couplage gain-indice : déphaseur RF accordable.** La valeur de la SFDR est simulée, les modèles utilisés ayant été validés expérimentalement.

La principale limitation de cette architecture est l'utilisation d'un filtre optique pour filtrer une des bandes latérales de modulation. Cela entraîne de grandes contraintes d'un point de vue opérationnel. En particulier la différence entre la longueur d'onde du laser et celle du filtre doit être fixe et contrôlée. Ainsi, on perd un des avantages du contrôle de la vitesse de groupe par CPO, à savoir que cet effet est indépendant de la longueur d'onde. Nous verrons dans le chapitre suivant comment contourner cette limitation.

De plus nous avons mis en évidence que ces déphaseurs RF ne peuvent être utilisés dans des liaisons opto-hyperfréquences nécessitant une grande dynamique, et donc en particulier dans la chaîne de réception des RADAR. Par contre, nous verrons dans le chapitre suivant que ce genre d'architecture peut être utilisé pour rendre accordable des oscillateurs opto-électroniques [110].

III.6.c. Outil de simulation d'une liaison opto-hyperfréquence incluant un SOA

Ce chapitre a permis de mettre en évidence la justesse du modèle de la fonction de transfert RF d'un SOA (suivi ou non suivi d'un filtre optique) développé à la fin du chapitre II en le comparant à de nombreuses mesures expérimentales. De plus, nous avons utilisé ce modèle dans un modèle semi-classique du bruit d'intensité additif du SOA qui prend en compte la non-uniformité spectrale du gain. Enfin, nous avons mis en place un modèle large signal qui

permet entre autres le calcul des harmoniques et des produits d'intermodulation en sortie du SOA. Tous ces modèles prennent en compte la saturation au cours de la propagation du SOA en fonction des conditions initiales (I, P_{in}) et l'adaptation "automatique" des paramètres a , τ_s , $\bar{g}$ et I_s en fonction de la saturation. Nous avons montré que cette adaptation est obtenue par une simple mesure du gain modal petit signal en fonction du courant de biais à la longueur d'onde d'utilisation. Enfin, le peu de paramètres inconnus restants (A, B, C, α) ont été fixés au début du chapitre en ajustant le modèle de la fonction de transfert à une série de mesures. Les modèles ainsi obtenus ont montré un excellent accord avec les résultats expérimentaux pour une large plage de courants I et de puissances optiques incidentes P_{in} .

Chapitre IV

Nouvelles architectures visant à dépasser les limitations intrinsèques du composant

Sommaire

IV.1	Montée en fréquence des CPO par modulation croisée de gain pour le contrôle de retards accordables à haute fréquence	142
IV.1.a.	Principe de la montée en fréquence des CPO par modulation croisée de gain (UpCPO)	142
IV.1.b.	Mesure de retards accordables à haute fréquence par UpCPO	145
IV.1.c.	Obtention de retards vrais accordables à haute fréquence	150
IV.1.d.	Conclusion	153
IV.2	Excitation paramétrique des CPO	154
IV.2.a.	Principe	154
IV.2.b.	Montage expérimental	156
IV.2.c.	Caractérisation du SOA modulable	157
IV.2.d.	Simulations numériques et résultats expérimentaux	159
IV.2.e.	Utilisation de l'excitation paramétrique des CPO dans un oscillateur opto-électronique	162
IV.2.f.	Conclusion	171

Nous avons décrit dans le chapitre III les performances et les limitations des deux architectures qui ont été proposées dans la littérature avant le début de cette thèse, ainsi que les effets physiques sur lesquels elles se basent. Nous proposons dans ce chapitre deux nouvelles architectures, qui permettent de contourner certaines des limitations intrinsèques que nous avons mises en évidence.

Tout d'abord, nous nous intéresserons à l'architecture classique qui permet de réaliser une ligne à retards vrais accordables. Nous avons vu que cette architecture n'est pas agile en fréquence et qu'elle est limitée aux basses fréquences par l'inverse de la durée de vie de porteurs. Nous présenterons dans une première partie comment rendre cette ligne à retards accordables agile en fréquence, en utilisant la saturation croisée du gain.

Ensuite, nous nous intéresserons à l'architecture utilisant le couplage gain-indice qui permet de réaliser un déphaseur RF accordable. Nous avons vu que l'utilisation d'un filtre optique pour supprimer une des bandes latérales de modulation engendre de fortes contraintes d'un point de vue opérationnel. Nous verrons dans la seconde partie de ce chapitre comment réaliser un déphaseur RF avec des caractéristiques équivalentes, sans utiliser de filtre optique. Enfin nous montrerons aussi que ce type d'architecture peut être utilisé pour rendre accordable un oscillateur opto-électronique.

IV.1 Montée en fréquence des CPO par modulation croisée de gain pour le contrôle de retards accordables à haute fréquence

Nous nous intéressons dans cette partie à la génération de retards accordables à haute fréquence, au delà de l'inverse de la durée de vie des porteurs. Dans le chapitre I, nous avons vu qu'il est possible de contrôler le retard vrai d'un signal RF sur porteuse optique dont la fréquence de modulation f_0 dépasse la largeur de la résonance utilisée (cf. page 35). Nous avons montré que cette solution nécessite non seulement une résonance optique contrôlable centrée sur la fréquence de la bande latérale de modulation ($\omega_0 + 2\pi f_0$), et non sur la fréquence de la porteuse optique (ω_0), mais aussi un ajustement de $n(\omega_1) - n(\omega_0)$ (cf. équation (I.32)). La bande passante instantanée B_{inst} de cette ligne à retards accordables est par contre toujours limitée par la largeur de la résonance. L'ajustement de $n(\omega_1) - n(\omega_0)$ nécessite un déphaseur RF accordable dont la bande passante instantanée est identique à celle de la ligne à retards accordables.

Nous avons illustré cette situation sur la figure IV.1. Les retards accordables, obtenus en utilisant une résonance optique centrée sur la fréquence de la bande latérale de modulation, permettent de rendre la phase RF linéaire par rapport à la fréquence RF : $\phi = 2\pi\tau f + \phi_0$ sur $[f_0 - B_{inst}/2, f_0 + B_{inst}/2]$. Quand τ est accordé, ϕ_0 varie (figure IV.1(b)). Afin de réaliser une ligne à retards vrais accordables, il est nécessaire d'utiliser le déphaseur RF accordable pour ajuster le biais de phase ϕ_0 (figure IV.1(c)) : pour un retard τ donné, une phase fixe $-\phi_0$ doit être introduite sur $[f_0 - B_{inst}/2, f_0 + B_{inst}/2]$. On obtient alors une ligne à retards vrais accordables, où $\phi = 2\pi\tau f$ sur $[f_0 - B_{inst}/2, f_0 + B_{inst}/2]$ (figure IV.1(a)).

Cependant nous avons vu que la résonance introduite par les CPO est centrée sur la fréquence ω_0 de la porteuse optique. Nous allons montrer dans le paragraphe suivant comment décaler cette résonance à une fréquence $\omega_0 + 2\pi f_0$, avec f_0 une fréquence RF arbitrairement élevée.

IV.1.a. Principe de la montée en fréquence des CPO par modulation croisée de gain (UpCPO)

L'idée pour générer par CPO des retards accordables à haute fréquence, c'est-à-dire au-delà de la limite imposée par l'inverse de la durée de vie des porteurs, est de combiner les CPO avec la modulation croisée du gain (XGM). La XGM est déjà utilisée en radio-sur-fibre pour transposer des signaux analogiques sur des porteuses RF à haute fréquence [111]. La XGM va nous permettre ici de transposer les CPO à haute fréquence, afin de générer un signal à haute fréquence et de contrôler son retard.

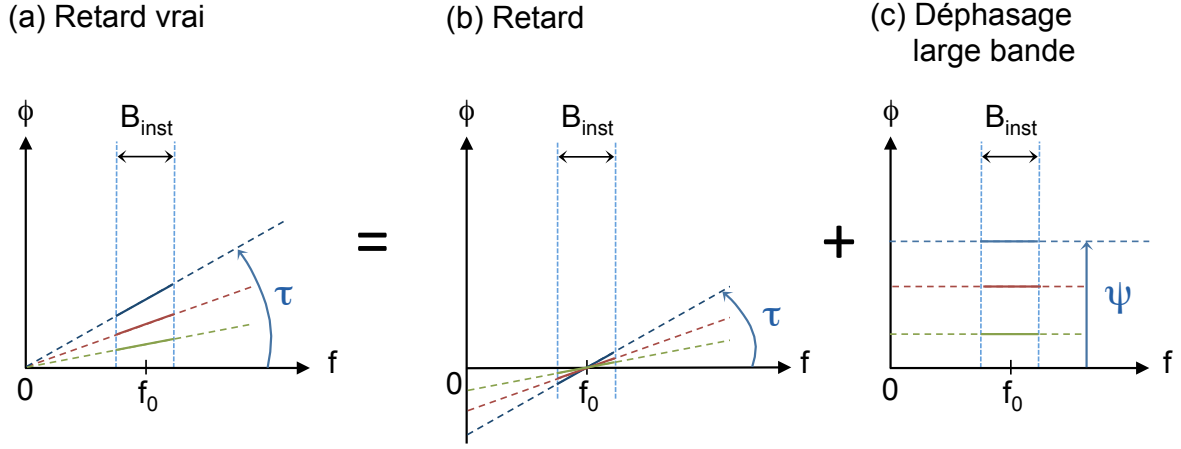


FIGURE IV.1 – Illustration de la génération de retards vrais accordables à une fréquence f_0 avec une résonance de largeur très inférieure à f_0 . (a) Retards vrais accordables à f_0 , avec une bande passante instantanée B_{inst} . (b) Retards accordables obtenus en utilisant une résonance optique centrée sur la fréquence de la bande latérale de modulation (à $\omega_0 + 2\pi f_0$). (c) Déphasages accordables nécessaires.

Le principe est décrit sur la figure IV.2. Avant le SOA, l'intensité optique est modulée par un signal RF de fréquence f_{CPO} , inférieure à l'inverse de la durée de vie des porteurs (figure IV.2(a)). Ainsi, ce signal RF va induire des CPO dans le SOA. Le gain du SOA est donc modulé à f_{CPO} . Un deuxième signal RF sur porteuse optique se propage dans le SOA (figure IV.2(b)). Sa fréquence, f_{op} , est supérieure à l'inverse de la durée de vie des porteurs. Le gain modulé à f_{CPO} génère par modulation croisée de gain deux signaux RF portés optiquement à $f_{op} + f_{CPO}$ et $f_{op} - f_{CPO}$. Après la photodétection, le spectre électrique est donc composé des signaux à f_{op} , f_{CPO} , $f_{op} + f_{CPO}$ et $f_{op} - f_{CPO}$ (voir la figure IV.2(c)). Cette montée en fréquence des CPO par modulation croisée de gain, que nous notons "UpCPO"¹, crée une résonance optique au voisinage de f_{op} , à laquelle est associée une courbe de dispersion (voir la figure IV.2(d)). L'objectif de cette partie est d'utiliser cette courbe de dispersion afin de contrôler les retards introduits sur les signaux situés à $f_{op} \pm f_{CPO}$.

Le modèle des UpCPO est très proche de celui des produits d'intermodulation que nous avons présenté dans le chapitre précédent. Nous présentons ici uniquement le modèle du premier ordre, afin de mettre en évidence les caractéristiques importantes de cet effet.

On considère un premier laser modulé en intensité par un signal de fréquence f_{CPO} . En régime de petit signal RF, le spectre optique associé est donc composé d'une porteuse optique d'amplitude complexe E_0 , et de deux bandes latérales de modulation E_1 et E_{-1} . L'intensité optique s'écrit donc : $M_0^E + M_{CPO}e^{-i2\pi f_{CPO}t} + c.c..$ M_0^E est la composante continue de l'intensité optique et $M_{CPO} = E_0E_{-1}^* + E_1E_0^*$ est le terme oscillant à f_{CPO} .

De la même façon, on définit les notations associées à un second laser, qui est modulé en intensité par un signal RF dont la fréquence f_{op} est supérieure à l'inverse de la durée de vie des porteurs. En régime de petit signal RF, le spectre optique associé est donc composé d'une porteuse optique d'amplitude complexe F_0 , et de deux bandes latérales de modulation F_1 et F_{-1} . L'intensité optique s'écrit donc : $M_0^F + M_{op}e^{-i2\pi f_{op}t} + c.c..$ M_0^F est la composante continue

1. Acronyme venant de l'anglais *Up-converted CPO*.

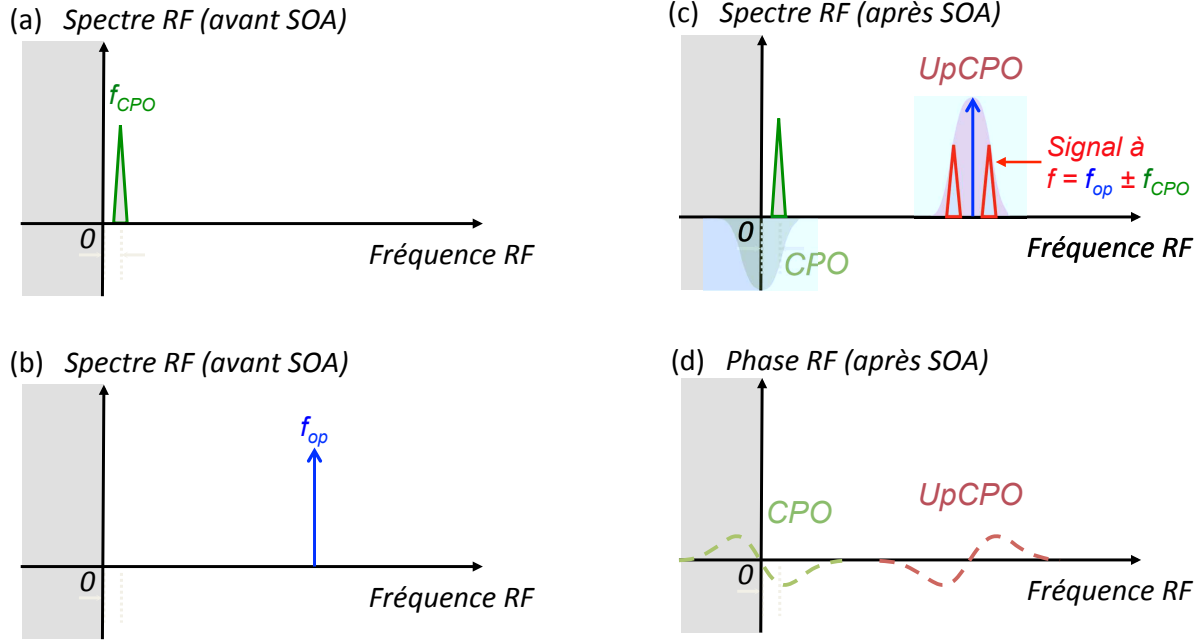


FIGURE IV.2 – Montée en fréquence par saturation croisée du gain. (a) Spectre RF de la modulation incidente basse fréquence avant le SOA, qui correspond à la modulation des porteurs dans le SOA à f_{CPO} . (b) Spectre RF de la modulation incidente haute fréquence avant le SOA. (c) Spectre RF après la photodétection. Les UpCPO sont créées par XGM dans le SOA, générant deux signaux RF à $f_{op} + f_{CPO}$ et $f_{op} - f_{CPO}$. (d) Phase RF introduite par le SOA, associée aux CPO (en vert) et à l'UpCPO (en rouge).

de l'intensité optique et $M_{op} = F_0 F_{-1}^* + F_1 F_0^*$ est le terme oscillant à f_{op} .

On suppose que la fréquence f_{op} est très supérieure à l'inverse de la durée de vie des porteurs. Ainsi, le gain modal n'est significativement modulé par CPO qu'à la fréquence f_{CPO} . Par conséquent, comme nous l'avons déjà montré page 68, le gain s'écrit :

$$g = \bar{g} + g_{CPO} e^{-i2\pi f_{CPO} t} + c.c., \quad (IV.1)$$

avec :

$$g_{CPO} = \frac{-\bar{g} M_{CPO} / I_s}{1 + M_0 / I_s - i2\pi f_{CPO} \tau_s}. \quad (IV.2)$$

D'après l'équation (II.42), les équations de propagation des signaux d'intérêt à $f_{op} - f_{CPO}$ et $f_{op} + f_{CPO}$ s'écrivent respectivement :

$$\frac{dM_{signal}^+}{dz} = (\Gamma \bar{g} - \gamma) M_{signal}^+ + \Gamma g_{CPO} \left[\frac{1}{2} (M_{op}^R + M_{op}^B) + \frac{i\alpha}{2} (M_{op}^R - M_{op}^B) \right], \quad (IV.3)$$

$$\frac{dM_{signal}^-}{dz} = (\Gamma \bar{g} - \gamma) M_{signal}^- + \Gamma g_{CPO}^* \left[\frac{1}{2} (M_{op}^R + M_{op}^B) + \frac{i\alpha}{2} (M_{op}^R - M_{op}^B) \right], \quad (IV.4)$$

avec $M_{op}^R = F_0 F_{-1}^*$ (resp., $M_{op}^B = F_1 F_0^*$). M_{signal}^+ et M_{signal}^- désignent les signaux créés par UpCPO de fréquences respectives $f_{op} + f_{CPO}$ et $f_{op} - f_{CPO}$. g_{CPO}^* est le complexe conjugué de g_{CPO} .

Afin de déduire une expression analytique simple du signal, nous intégrons l'équation (IV.3)

sur une petite tranche dz , de longueur L . On suppose qu'il n'y a pas de produits d'intermodulation entre M_{CPO} et M_{op} en entrée du SOA, donc $M_{\text{signal}}^+(0) = 0$. Si le modulateur utilisé n'a pas de chirp, on peut considérer que $M_{\text{op}}^R(0)$ et $M_{\text{op}}^B(0)$ sont d'une part d'amplitudes égales, et d'autre part en phase. Ainsi $M_{\text{op}}^R(0) - M_{\text{op}}^B(0) = 0$. Lorsque f_{CPO} est inférieure à $1/\tau_s$, on peut donc négliger les contributions des premier et troisième termes du second membre de l'équation (IV.3). Cela permet de déduire une approximation analytique simple du signal RF $M_{\text{signal}}^+(L)$, lorsque f_{CPO} est inférieure à $1/\tau_s$:

$$M_{\text{signal}}^+(L) = \frac{1}{2} \Gamma g_{\text{CPO}} L (M_{\text{op}}^R(0) + M_{\text{op}}^B(0)). \quad (\text{IV.5})$$

En utilisant l'équation IV.2, on obtient :

$$M_{\text{signal}}^+(L) = \frac{1}{2} \frac{-\Gamma \bar{g} L}{1 + M_0/I_s - i2\pi f_{\text{CPO}} \tau_s} M_{\text{op}}(0) M_{\text{CPO}}(0)/I_s. \quad (\text{IV.6})$$

On en déduit que la phase RF de $M_{\text{signal}}^+(L)$ s'écrit :

$$\arg(M_{\text{signal}}^+(L)) = -\pi + \frac{2\pi\tau_s}{1 + M_0/I_s} f_{\text{CPO}} = -\pi + \frac{2\pi\tau_s}{1 + M_0/I_s} (f - f_{\text{op}}). \quad (\text{IV.7})$$

La phase RF est donc bien une fonction affine de la fréquence du signal f . L'UpCPO permet donc de générer des retards accordables à haute fréquence, qui seront au maximum de l'ordre de τ_s . Ces retards ne dépendent pas du facteur α , ni de la fréquence f_{op} . Néanmoins, au cours de la propagation dans le SOA, la différence $M_{\text{op}}^R - M_{\text{op}}^B$ augmente puisque le facteur α est élevé dans les semi-conducteurs. Il s'en suit que le troisième terme du second membre de l'équation (IV.3) n'est alors plus négligeable. Les retards obtenus diffèrent donc quelque peu de l'expression analytique que nous venons d'établir. Néanmoins, nous allons voir grâce aux expériences et aux simulations numériques, que notre approximation analytique produit des résultats satisfaisants.

IV.1.b. Mesure de retards accordables à haute fréquence par UpCPO

Le montage que nous avons mis en place pour la mesure de retards accordables à haute fréquence par UpCPO est représenté sur la figure IV.3. Un premier laser, à $\lambda_1 = 1548,59 \text{ nm}$, est directement modulé à basse fréquence $f_{\text{CPO}} < 2,5 \text{ GHz}$. Un second laser, à $\lambda_2 = 1547,03 \text{ nm}$, est modulé à plus haute fréquence f_{op} . La résonance créée par UpCPO est centrée sur cette fréquence f_{op} . Nous avons choisi ces longueurs d'onde proches du maximum du gain du SOA. La différence en longueur d'onde $\Delta\lambda$ des deux lasers correspond à 195 GHz , ce qui est très supérieur à la plage utile de fréquence RF visée (maximum 40 GHz , limité par les modulateurs utilisés), mais suffisamment faible pour que les deux canaux voient le même gain optique. Le premier canal permet la conversion électrique-optique du signal RF à f_{op} . Il est composé d'une diode laser DFB et d'un modulateur de Mach-Zehnder. Le second canal est composé d'une diode laser modulée en direct, qui permet la conversion électrique-optique du signal RF à f_{CPO} . Ce signal RF basse fréquence porté optiquement induit des CPO dans le SOA. La modulation du gain du SOA qui en résulte est vue par le second canal. Les signaux M_{signal}^+ et M_{signal}^- sont créés par XGM à $f = f_{\text{op}} + f_{\text{CPO}}$ et $f = f_{\text{op}} - f_{\text{CPO}}$. L'amplitude et la phase de ces signaux sont analysées expérimentalement à l'aide d'un VNA. En réalité, dans le montage expérimental, le VNA génère un signal à la fréquence f . Le signal RF de fréquence f_{op} est produit par un

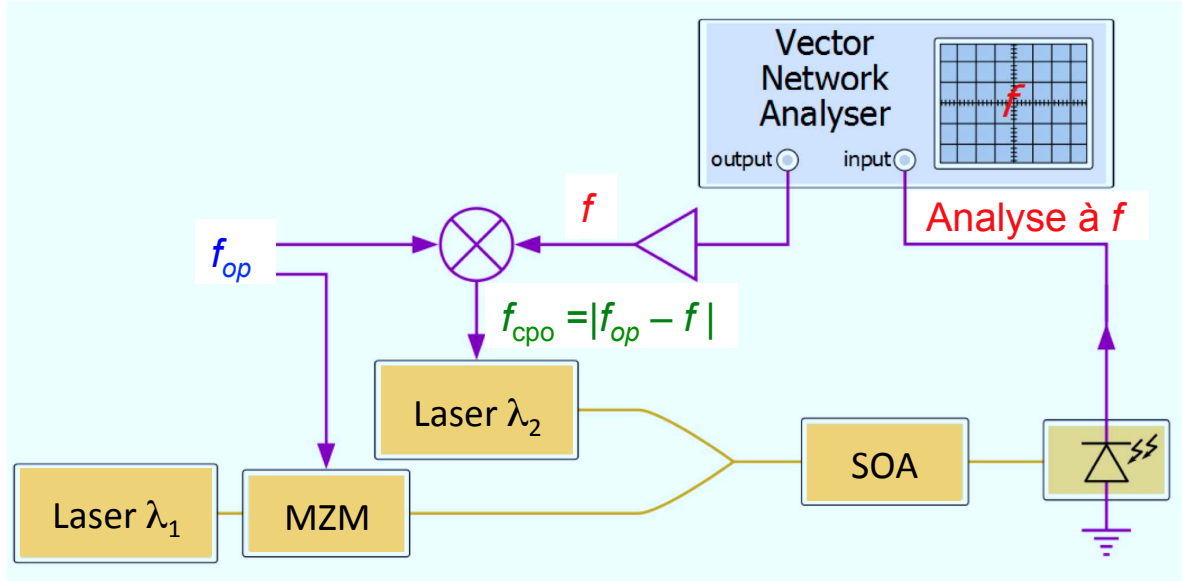


FIGURE IV.3 – Montage expérimental pour mesurer les retards accordables à haute fréquence contrôlés par UpCPO.

synthétiseur RF indépendant. Le signal à f_{CPO} est généré par différence entre f et f_{op} . Après la photodiode, le spectre électrique contient quatre fréquences (cf. figure IV.2(a)). Cependant le VNA analyse uniquement la fréquence qu'il émet, c'est-à-dire f . Les résultats expérimentaux que nous présentons sont obtenus lorsque la fréquence f est balayée. Nous prenons comme références en gain et en phase celles obtenues à fort courant ($I = 599$ mA), la phase étant dans ces conditions quasi-constante en fonction de la fréquence (la valeur de τ_s est alors petite et celle de I_s grande).

Nous avons tout d'abord utilisé un modulateur de Mach-Zehnder sans "chirp" pouvant transposer sur voie optique des signaux analogiques dont la fréquence f_{op} peut aller jusqu'à 20 GHz. Les résultats expérimentaux sont reproduits sur la figure IV.4 pour différentes valeurs de f_{op} : 5, 10 et 16 GHz, alors que la fréquence f_{CPO} est balayée de 0 à 1 GHz. La puissance optique d'entrée dans le SOA, P_{in} , est de 5,8 dBm. Les puissances optiques des deux canaux sont les mêmes. Les taux de modulation à l'entrée du SOA sont de 0,30 pour le premier canal et de 0,33 pour le second. On constate sur la figure IV.4 que la phase RF est affine en fonction de la fréquence au voisinage de f_{op} . La pente de cette loi linéaire est contrôlée par la valeur du courant I . Les UpCPO nous permettent donc, dans cette expérience, de contrôler des retards de 0 à 389 ps, avec une demi-bande passante¹ B_{CPO}^{3dB} de 360 MHz, quelles que soient les fréquences, c'est-à-dire à 5, 10 et 16 GHz. Sur les figures IV.4(e-f), nous avons aussi tracé les résultats issus de nos simulations, qui sont en bon accord avec les mesures.

Sur la figure IV.4, on constate que les réponses en amplitude et en phase ne dépendent pas de la fréquence f_{op} . En effet, nous avons vu que le modèle en régime de petit signal RF ne dépend pas de f_{op} , tant que $f_{op} \gg \frac{1}{2\pi\tau_s}$. Afin de confirmer expérimentalement cette assertion à plus haute fréquence, nous avons réalisé les mêmes expériences avec un modulateur permettant de transposer sur voie optique des signaux analogiques dont la fréquence f_{op} peut aller jusqu'à

1. Afin de pouvoir comparer facilement les bandes passantes par CPO et UpCPO, on considère ici la demi-bande passante à 3dB.

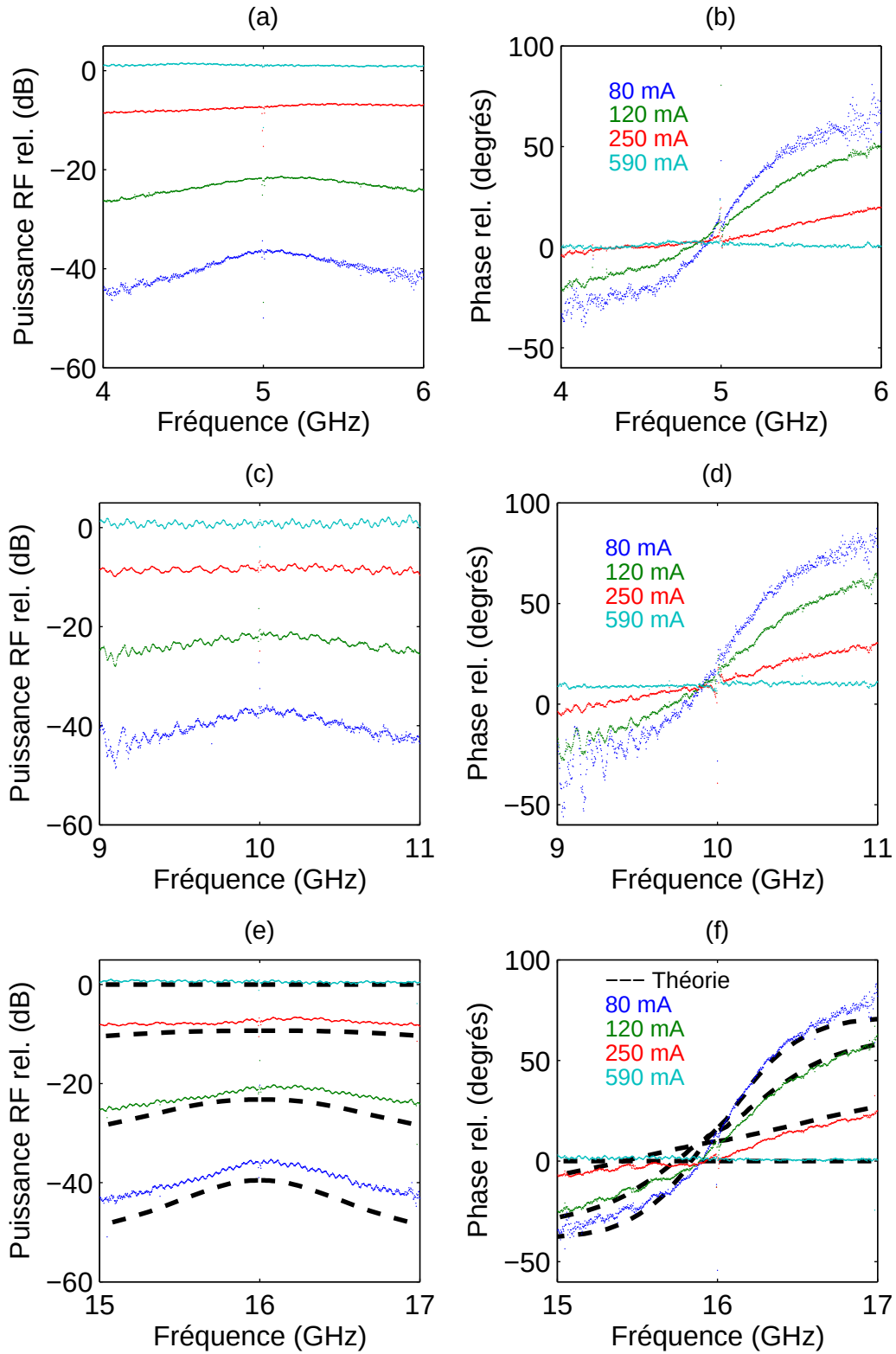


FIGURE IV.4 – Résultats obtenus avec un modulateur sans chirp. Nous avons reproduit les résultats pour différentes valeurs de f_{op} : (a-b) 5 GHz ; (c-d) 10 GHz ; (e-f) 16 GHz, alors que la fréquence f_{CPO} est balayée de 0 à 1 GHz. La puissance optique d'entrée dans le SOA, P_{in} , est de 5,8 dBm. Les puissances optiques des deux canaux sont les mêmes. Le courant I du SOA varie de 80 à 590 mA. Une référence en gain et en phase est prise à fort courant ($I = 599$ mA), la phase étant alors quasi-constante en fonction de la fréquence.

40 GHz. En se plaçant à des fréquences supérieures à 20 GHz, on n'utilise plus les mêmes composants RF ou opto-électroniques, ni les mêmes connecteurs et câbles RF. Le modulateur que nous avons utilisé est un Mach-Zehnder en LiNbO_3 (z-cut). Le chirp de ce modulateur a été mesuré à 0,72. La puissance optique d'entrée dans le SOA, P_{in} , est de 13,3 dBm. Les puissances optiques des deux canaux sont identiques. Les taux de modulation à l'entrée du SOA sont de 0,14 pour le premier canal de 0,33 pour le second. Les résultats expérimentaux sont représentés sur la figure IV.5(b-c) pour différentes valeurs de f_{op} : 16 et 35 GHz, alors que la fréquence f_{CPO} est balayée de 0 à 2,5 GHz. Sur la figure IV.5(a), nous avons tracé les résultats issus de nos simulations. Celles-ci sont en bon accord avec les mesures. Les UpCPO nous permettent, dans cette expérience, de contrôler des retards de 0 à 89 ps, avec une demi-bande passante B_{CPO}^{3dB} de 1,2 GHz, à 16 et 35 GHz. On constate qu'on obtient bien, là encore, la même réponse en amplitude et en phase quelle que soit la fréquence f_{op} . On constate que la réponse du SOA par UpCPO est différente en utilisant un modulateur avec et sans chirp. En effet, lorsque le modulateur introduit du chirp, le troisième terme du second membre de l'équation (IV.3) n'est plus négligeable à l'entrée du SOA. Pour obtenir de grands retards, il est donc important que le modulateur ne présente pas de chirp.

Nous avons montré expérimentalement que le contrôle des retards avec les UpCPO est une solution agile en fréquence. La limite supérieure de la plage de fréquence utilisable, Δf_{op} , est potentiellement supérieure à 100 GHz. En effet, les efficacités de la montée en fréquence par XGM sont directement reliées au spectre du gain du SOA [100] : de grandes efficacités sont obtenues tant que les longueurs d'onde en entrée du SOA sont dans la bande passante du gain du SOA, qui est d'environ 80 nm, soit 9 THz.

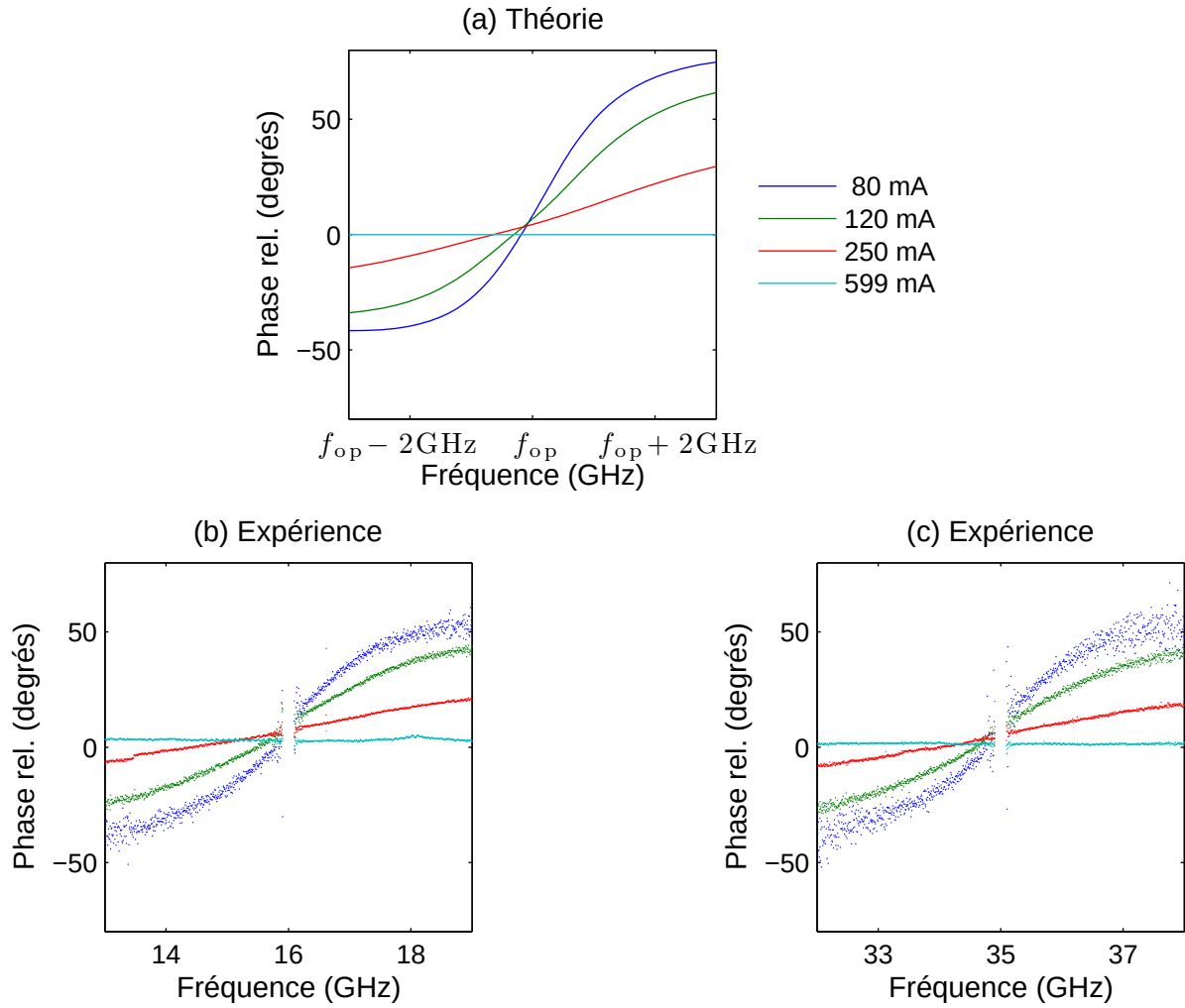


FIGURE IV.5 – Résultats obtenus avec un modulateur avec un chirp de 0,72. Nous avons représenté les résultats pour différentes valeurs de f_{op} : (b) 16 GHz ; (c) 35 GHz, alors que la fréquence f_{CPO} est balayée de 0 à 2,5 GHz. La figure (a) présente les résultats des simulations. La puissance optique d'entrée dans le SOA, P_{in} , est de 13,3 dBm. Les puissances optiques des deux canaux sont les mêmes. Le courant I du SOA varie de 80 à 599 mA. Une référence en gain et en phase est prise à fort courant ($I = 599\text{ mA}$), la phase étant alors quasi-constante en fonction de la fréquence.

IV.1.c. Obtention de retards vrais accordables à haute fréquence

Nous venons de montrer qu'il est possible de générer des retards accordables à haute fréquence par UpCPO. Afin de réaliser des retards *vrais* accordables, nous avons vu que ce dispositif devait être associé à un déphaseur large bande (voir la figure IV.1).

Dans un premier temps, nous avons cherché à introduire un déphaseur large bande par voie optique dans le montage que nous utilisons dans l'expérience précédente. Dans notre cas, nous souhaitons introduire un déphasage large bande sur un signal RF déjà transposé sur une porteuse optique, avec deux bandes latérales de modulation. Nous rappelons que la réalisation de déphasages accordables large bande impose alors une relation de dispersion particulière entre la porteuse optique et les bandes latérales, que nous avons illustrée sur la figure I.11 page 33, et que nous rappelons ici :

$$\begin{aligned} k(\omega) - k_0 &= \frac{\psi}{L}, & \text{si } \omega \in \mathcal{V}(\omega_1), \\ k(\omega) - k_0 &= -\frac{\psi}{L}, & \text{si } \omega \in \mathcal{V}(\omega_{-1}), \end{aligned} \quad (\text{IV.8})$$

où les indices 0, 1 et -1 correspondent respectivement à la porteuse optique, et aux deux bandes latérales, et où ψ est le déphasage qu'on souhaite contrôler. Cette relation est difficilement réalisable par voie optique par des méthodes simples lorsque les deux bandes latérales de modulation sont présentes.

Dans la littérature, les déphaseurs large bande par voie optique, continûment accordables, sont réalisés dans le cadre d'une modulation à bande latérale unique. En effet, cela impose que seule une équation de (IV.8) doit être vérifiée, ce qui simplifie énormément la réalisation du déphaseur RF large bande. En effet, considérons un signal RF, M_{in} , qui module en bande latérale unique une porteuse optique, notée E_0 . L'unique bande latérale de modulation est notée E_1 . On a donc $M_{in} = E_0^* E_1$. Si on introduit un déphasage ϕ uniquement sur la porteuse optique, on obtient :

$$M_{out} = E_0^* E_1 e^{-i\phi} = M_{in} e^{-i\phi}. \quad (\text{IV.9})$$

Le signal RF est donc déphasé de $-\phi$. Théoriquement, le déphasage introduit ne dépend pas de la fréquence RF. Il est donc large bande. Ainsi, le contrôle de la phase à la fréquence de la porteuse optique (donc en bande très étroite) permet de réaliser facilement un déphaseur RF large bande. Les auteurs de [43] ont nommé cette technique "Seperate Carrier Tuning".

Avant d'envisager l'utilisation d'un tel déphaseur, il nous faut vérifier dans un premier temps l'influence d'un éventuel filtrage d'une bande latérale après le SOA, sur les retards accordables générés par UpCPO. Lorsqu'on filtre une des bandes latérales de modulation après le SOA, l'équation (IV.3) est remplacée par :

$$\frac{dM_{signal}^{+,R}}{dz} = (\Gamma\bar{g} - \gamma) M_{signal}^{+,R} + \frac{1}{2} \Gamma g_{CPO} M_{op}^R + \frac{i\alpha}{2} \Gamma g_{CPO} M_{op}^R, \quad (\text{IV.10})$$

$$\frac{dM_{signal}^{+,B}}{dz} = (\Gamma\bar{g} - \gamma) M_{signal}^{+,B} + \frac{1}{2} \Gamma g_{CPO} M_{op}^B - \frac{i\alpha}{2} \Gamma g_{CPO} M_{op}^B. \quad (\text{IV.11})$$

Intégrons l'équation (IV.3) sur une petite tranche dz , de longueur L . On suppose qu'il n'y a pas de produits d'intermodulation entre M_{CPO} et M_{op} en entrée du SOA. Lorsque f_{CPO} est inférieure à $1/\tau_s$, on peut donc négliger cette fois-ci les contributions des premier et deuxième

termes du second membre de l'équation (IV.10) et (IV.11), du fait de la valeur élevée du facteur α . Cela permet de déduire une approximation analytique simple des signaux RF $M_{signal}^{+,R}(L)$ et $M_{signal}^{+,B}(L)$:

$$M_{signal}^{+,R}(L) = \frac{i\alpha}{2} \Gamma_{gCPO} L M_{op}^R(0), \quad (IV.12)$$

$$M_{signal}^{+,B}(L) = -\frac{i\alpha}{2} \Gamma_{gCPO} L M_{op}^B(0) \quad (IV.13)$$

lorsque f_{CPO} est inférieure à $1/\tau_s$. En utilisant l'équation IV.2, on en déduit que la phase RF de $M_{signal}^{+,R}(L)$ et $M_{signal}^{+,B}(L)$ s'écrit lorsque f_{CPO} est inférieure à $1/\tau_s$:

$$\arg(M_{signal}^{+,R}(L)) = -\frac{\pi}{2} + \frac{2\pi\tau_s}{1 + M_0/I_s} f_{CPO} = -\frac{\pi}{2} + \frac{2\pi\tau_s}{1 + M_0/I_s} (f - f_{op}), \quad (IV.14)$$

$$\arg(M_{signal}^{+,B}(L)) = \frac{\pi}{2} + \frac{2\pi\tau_s}{1 + M_0/I_s} f_{CPO} = \frac{\pi}{2} + \frac{2\pi\tau_s}{1 + M_0/I_s} (f - f_{op}). \quad (IV.15)$$

Cette analyse qualitative nous permet de prédire qu'en filtrant la bande latérale rouge ou bleue, on devrait obtenir des retards relatifs équivalents à ceux obtenus sans filtrage avec un modulateur sans chirp.

Afin de confirmer ces prédictions, nous avons effectué une simulation numérique. Les conditions expérimentales sont similaires à celles de la figure IV.4 (modulateur sans chirp, P_{in} est de 5,8 dBm, les puissances optiques des deux canaux sont les mêmes). Nous avons inclus un filtre optique après le SOA qui permet de supprimer une des bandes latérales de modulation, bleue ou rouge. Nous présentons les résultats sur la figure IV.6. On constate qu'on obtient bien des retards accordables, jusqu'à 220 ps, sur une demi-bande passante B_{CPO}^{3dB} de 540 MHz, à 35 GHz. Les mêmes retards sont obtenus en supprimant la bande latérale bleue ou rouge. Il est donc intéressant de supprimer la bande latérale bleue, puisque le signal $M_{signal}^{\pm,R}$ a une puissance de sortie plus élevée que le signal $M_{signal}^{\pm,B}$.

Essayons à présent de déterminer quel déphaseur RF large bande est compatible avec l'approche UpCPO. Le déphasage introduit sur la porteuse optique peut être contrôlé par des moyens variés : par exemple en utilisant la dispersion associée à des résonances non-linéaires [112], ou encore en utilisant des micro-résonateurs [43, 113].

Nous avons étudié expérimentalement la réalisation d'un déphaseur large bande par diffusion Brillouin stimulée [48]. Ce travail a été réalisé au cours d'une collaboration avec l'EPFL et l'Universidad Politécnica de Valencia. Nous avons montré qu'il était possible de contrôler des déphasages de 0 à 2π sur une bande instantanée dépassant 100 MHz, en utilisant la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre de 21 km [48]. Ces résultats sont détaillés dans l'annexe A. Néanmoins, l'encombrement et le temps de reconfiguration (100 ms) de ce dispositif sont incompatibles avec certaines applications RADAR, alors que l'approche de l'UpCPO dans les SOAs permet justement de répondre à ces besoins spécifiques.

Pour répondre à ces contraintes, nous avons exploré la possibilité de réaliser un déphaseur RF large bande à base de micro-anneaux. En effet, nos partenaires du projet européen GOSPEL, de Denmark Technology University, ont montré qu'il était possible de réaliser un déphaseur RF en utilisant des micro-anneaux en silicium [113]. Nous leur avons donc demandé de fabriquer sur la même puce quatre micro-anneaux qui permettent d'une part de filtrer la bande latérale bleue

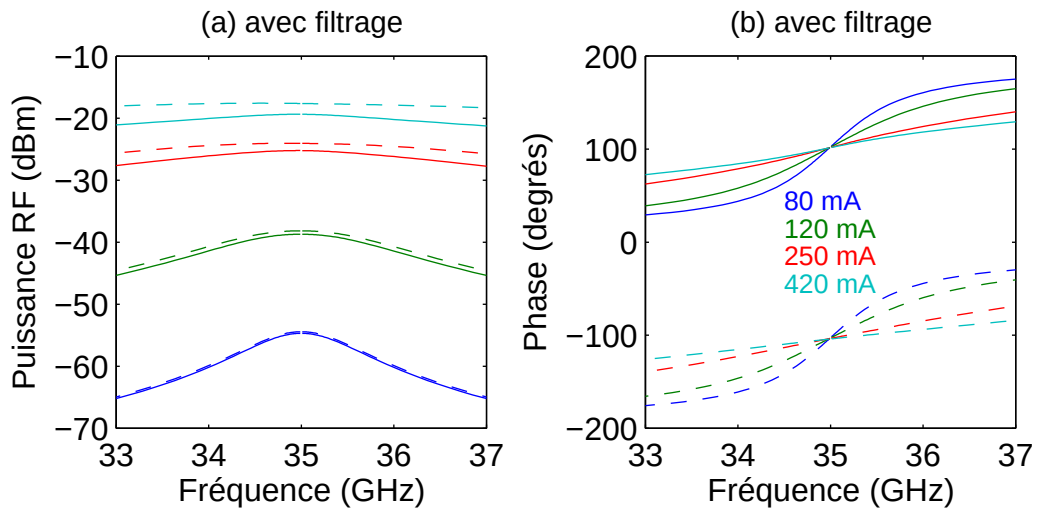


FIGURE IV.6 – Simulation numérique des retards accordables obtenus par UpCPO incluant un filtre après le SOA qui supprime la bande latérale bleue de modulation ($M_{signal}^{\pm,R}$ est représenté en pointillés), ou qui supprime la bande latérale rouge ($M_{signal}^{\pm,B}$ est représenté en trait plein). Le modulateur considéré est sans chirp. La fréquence f_{CPO} est balayée de 0 à 2,5 GHz. La puissance optique d'entrée dans le SOA, P_{in} , est de 5,8 dBm. Les puissances optiques des deux canaux sont les mêmes. Le courant I du SOA varie de 80 à 420 mA.

après le SOA, afin de se placer dans le cadre d'une modulation en bande latérale unique ; et qui permettent d'autre part d'introduire un déphasage contrôlable sur la porteuse optique. Les performances que nous avons obtenues avec ces micro-anneaux sont présentées dans l'annexe E. Nous avons mis en évidence que cette puce, d'une longueur inférieure à 1 mm, permet de contrôler des déphasages RF de 360 degrés, sur une bande passante instantanée supérieure à 3 GHz, à 35 GHz. La variation de transmission associée est inférieure à 5 dB. Ces performances sont donc en accord avec les spécifications requises afin de réaliser une ligne à retards vrais accordables à haute fréquence en associant ce déphaseur RF à base de micro-anneaux et la ligne à retards accordables par UpCPO dans les SOAs.

IV.1.d. Conclusion

En conclusion, nous avons montré qu'il était possible d'utiliser un SOA pour contrôler des retards à haute fréquence, et ainsi dépasser la limitation imposée par l'inverse de la durée de vie des porteurs. Nous avons mis en évidence expérimentalement un contrôle des retards jusqu'à 35 GHz. La montée en fréquence des CPO par XGM (UpCPO) permet d'ajuster facilement la fréquence centrale de la résonance induite par CPO, qui pourrait atteindre les THz. Les performances en termes d'amplitude des retards accordables et de bande passante par UpCPO sont similaires à celles atteintes par CPO dans le même composant.

De plus nous avons montré que cette approche pouvait être associée à un déphaseur RF large bande afin de réaliser une ligne à retards vrais accordables. Nous avons montré que l'UpCPO dans les SOAs associé à un déphaseur RF large bande à base de micro-anneaux, permet de réaliser une ligne à retards de très faible encombrement (2 mm au total), avec un temps de reconfiguration rapide, à des fréquences de fonctionnement qui peuvent être arbitrairement élevées (expérimentalement montré jusqu'à 35 GHz). Le déphaseur RF large bande à base de micro-anneaux a l'inconvénient d'imposer la longueur d'onde d'un des lasers utilisés, et n'est donc pas la solution optimale pour réaliser des lignes à retards vrais accordables par UpCPO dans les SOAs. Toutefois cette approche semble le meilleur compromis actuel compatible avec le montage présenté sur la figure IV.3.

Un montage plus performant pourrait être envisagé en remplaçant le laser et le modulateur utilisés pour transposer la haute fréquence f_{op} par un laser qui émet deux modes longitudinaux, à deux fréquences distinctes et sur deux polarisations orthogonales (par exemple décrit dans [114]). La génération de retards accordables par UpCPO serait alors inchangée, mais la réalisation du déphaseur RF large bande serait grandement facilitée par l'utilisation d'un milieu biréfringent accordable [26].

IV.2 Excitation paramétrique des CPO

Dans le chapitre précédent, nous avons expliqué comment des oscillations de population cohérentes de forte amplitude, car exacerbées par le couplage gain-indice, peuvent être utilisées afin de réaliser un déphaseur RF. Néanmoins, un filtre optique après le SOA est nécessaire pour révéler la contribution des CPO exacerbées par le couplage gain-indice dans le domaine électrique, ce qui pose des contraintes supplémentaires d'un point de vue opérationnel.

Une autre méthode pour créer des oscillations de population dans un semi-conducteur serait de moduler directement le courant. Afin que ces oscillations de population créées par modulation du courant aient les mêmes propriétés que les CPO, la modulation RF de la voie électrique doit pouvoir interagir destructivement avec la modulation RF de la voie optique, comme cela était le cas pour les CPO "normaux". La relation de phase entre les modulations électrique et optique doit donc être définie, contrôlée et constante en particulier en fonction de la fréquence RF. Dans cette partie, nous nous proposons de réaliser et d'étudier ces oscillations cohérentes de population créées par modulation de courant, et de vérifier si cette nouvelle architecture permet de concevoir un déphaseur RF.

IV.2.a. Principe

Nous rappelons que la densité de porteurs est régie par l'équation suivante :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_s} - \frac{g(N) <|E|>^2}{\hbar\omega_0}. \quad (\text{IV.16})$$

Nous nous proposons ici d'étudier le cas où le courant du SOA I est modulé à la même fréquence Ω que celle du signal RF porté optiquement à l'entrée du SOA :

$$I(t) = I_0 + I_1 e^{-i\Omega t} + c.c. \quad (\text{IV.17})$$

Cela revient à moduler un paramètre supplémentaire de l'équation décrivant l'évolution de la densité de porteurs. Nous désignerons ainsi la création de CPO supplémentaires par modulation de courant sous le terme d'excitation paramétrique des CPO. A partir des équations IV.16 et IV.17, et de la décomposition de la densité de porteurs, du gain et de l'intensité optique (voir page 68), on montre que la variation du gain g_1 à la fréquence Ω s'écrit :

$$g_1 = \frac{\frac{aI_1}{qV} - \frac{\bar{g}M_1}{I_s}}{1 + M_0/I_s - i\Omega\tau_s}. \quad (\text{IV.18})$$

La modulation du courant crée donc un terme supplémentaire de modulation du gain. Les oscillations de population ainsi générées ont des propriétés similaires aux CPO usuelles si et seulement si la relation de phase entre la modulation RF de la voie électrique et la modulation RF entrante de la voie optique est définie, contrôlée et constante quelle que soit la fréquence RF. I_1 et $M_1(0)$ doivent donc être proportionnels, la constante de proportionnalité étant complexe. On définit donc le complexe sans dimension $\eta e^{i\phi}$ tel que I_1 et $M_1(0)$ vérifient pour toute fréquence Ω :

$$I_1 = \frac{qV\tau_s(0)}{\hbar\omega_0} \eta e^{i\phi} M_1(0). \quad (\text{IV.19})$$

Nous avons établi page 74 que l'équation régissant la propagation d'un signal RF sur porteuse optique est :

$$\frac{dM_1}{dz} = \{-\gamma + \Gamma\bar{g}\} M_1 + g_1 M_0, \quad (\text{IV.20})$$

avec $M_1 = E_1 E_0^* + E_0 E_{-1}^*$ le signal RF issu du battement entre la porteuse optique et les deux bandes latérales de modulation.

Afin de mettre en évidence les différentes contributions, nous intégrons l'équation (IV.20) sur une petite tranche dz , de longueur L . Cela permet de déduire une approximation analytique simple de la fonction de transfert RF $S_{21} = \frac{M_1(L)}{M_1(0)}$:

$$\frac{M_1(L)}{M_1(0)} = \bar{\mathcal{G}} + \mathcal{G}_{\text{CPO}} + \mathcal{G}_{\text{EP-CPO}}. \quad (\text{IV.21})$$

Nous retrouvons les termes de l'amplification optique, $\bar{\mathcal{G}} = 1 - \gamma L + \Gamma\bar{g}L$, et la contribution classique des CPO, $\mathcal{G}_{\text{CPO}}$ dont nous rappelons l'expression :

$$\mathcal{G}_{\text{CPO}} = \frac{-\Gamma\bar{g}L S_0}{1 + S_0 - i\Omega\tau_s}, \quad (\text{IV.22})$$

avec $S_0 = M_0/I_s$. Le terme supplémentaire, $\mathcal{G}_{\text{EP-CPO}}$, correspond à l'excitation paramétrique des CPO et s'écrit :

$$\mathcal{G}_{\text{EP-CPO}} = \frac{\eta e^{i\phi} S_0}{1 + S_0 - i\Omega\tau_s}. \quad (\text{IV.23})$$

On constate que le paramètre η permet de contrôler l'amplitude du terme $\mathcal{G}_{\text{EP-CPO}}$. Ainsi, un choix judicieux du rapport entre les amplitudes de la modulation RF de la voie optique à l'entrée du SOA (M_1) et celle de la voie électrique (I_1), nous permettra de rendre ces CPO excitées paramétriquement d'amplitude suffisante par rapport au terme de l'amplification optique $\bar{\mathcal{G}}$. Notons qu'en fixant $\phi = \pi/2$, le terme $\mathcal{G}_{\text{EP-CPO}}$ a une forme identique au terme des CPO exacerbées par le couplage gain-indice (voir l'équation (III.22) page 95).

L'amplitude et la phase des différentes contributions sont représentées sur les figures IV.7(a-b). On constate que le terme $\mathcal{G}_{\text{EP-CPO}}$ est bien dominant à basse fréquence ($\Omega\tau_s < x_T$) par rapport à l'amplification optique $\bar{\mathcal{G}}$ (et le terme de CPO classique $\mathcal{G}_{\text{CPO}}$). A haute fréquence ($\Omega\tau_s > x_T$), l'amplification optique est dominante. Il existe donc une transition entre les deux phénomènes à la fréquence normalisée x_T . La différence de phase entre les deux phénomènes à la transition dépend du déphasage ϕ . Suivant la fréquence de la transition voulue, ϕ doit être fixé à une valeur comprise entre $\pi/2$ et π pour obtenir un déphasage suffisant (les deux phénomènes doivent être en quasi-opposition de phase à la transition).

Le gain et la phase RF, introduits par le SOA lorsque le courant est directement modulé de manière cohérente, sont représentés sur les figures IV.7(c-d). Ces simulations numériques, réalisées pour différentes valeurs du déphasage ϕ , confirment qu'en fixant $\phi = \pi/2$, la fonction de transfert RF associée à l'excitation paramétrique des CPO est similaire à celle obtenue en utilisant les CPO exacerbées par le couplage gain-indice (représentée sur la figure III.19 page 97).

Il nous reste à vérifier que la fréquence de la transition entre $\mathcal{G}_{\text{EP-CPO}}$ et $\bar{\mathcal{G}}$ est contrôlable par un paramètre. La fréquence de la transition est obtenue pour la condition $|\mathcal{G}_{\text{EP-CPO}}| = |\bar{\mathcal{G}}|$. Elle apparaît à haute fréquence ($\Omega\tau_s \gg 1 + S_0$). D'après l'équation (IV.23), on peut approcher

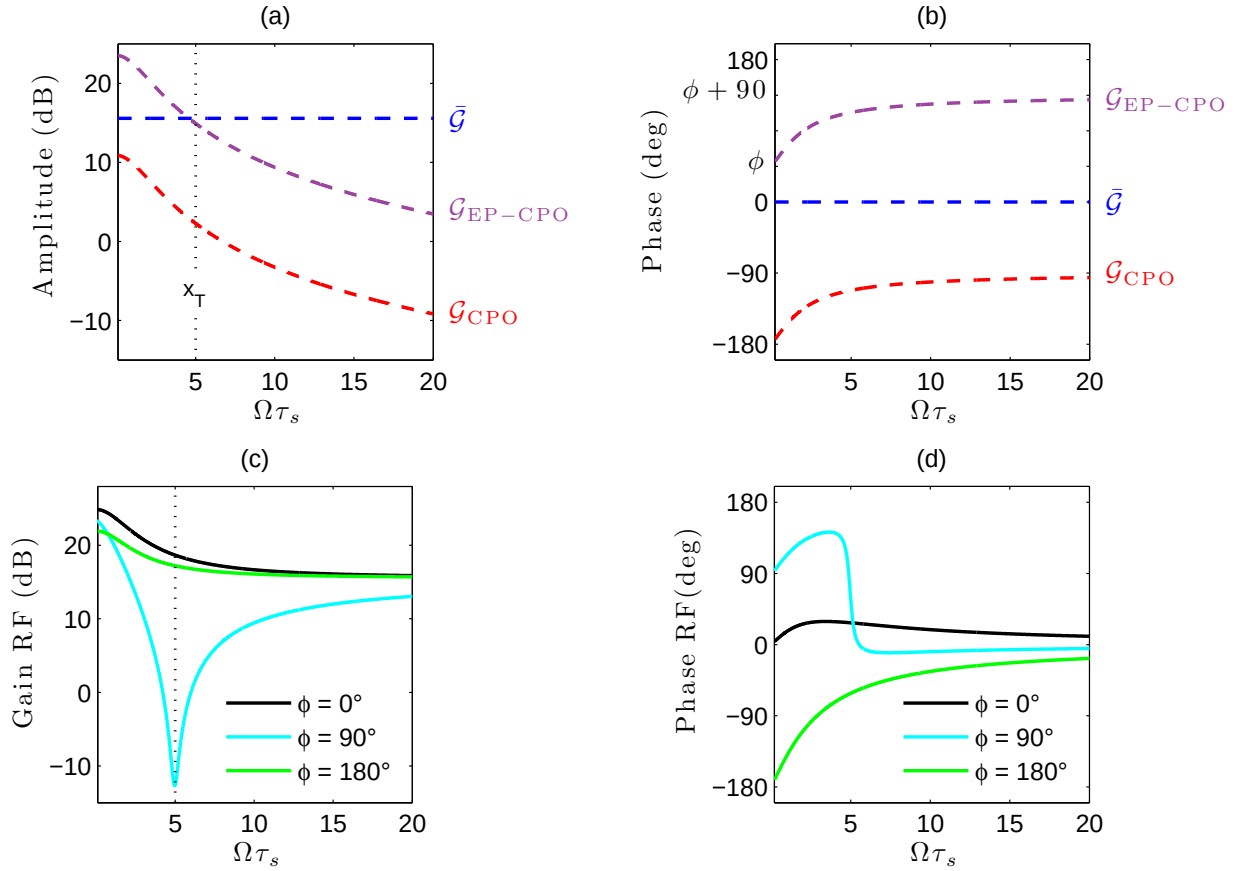


FIGURE IV.7 – (a) Amplitude et (b) phase des différentes contributions lorsque le courant est modulé de manière cohérente, en fonction de la fréquence normalisée. (c) Gain RF total et (d) phase RF introduits par le SOA, lorsque le courant est modulé de manière cohérente, pour différentes valeurs de ϕ .

Paramètres : $\Gamma\bar{g}L = 7$, $\gamma L = 2$, $S_0 = 1$, $\eta = 30$.

la fréquence normalisée x_T par :

$$x_T \approx \frac{\eta S_0}{1 + \Gamma\bar{g}L - \gamma L}. \quad (\text{IV.24})$$

Remarquons tout d'abord que ce modèle analytique prédit une plage de fréquence d'utilisation théorique assez élevée, c'est-à-dire au delà de 16 GHz, pour une puissance optique d'entrée de 10 mW et un rapport η de 10. Néanmoins, dans la pratique, nous allons voir que la fréquence d'utilisation sera limitée par le circuit d'accès électrique du SOA.

Le paramètre η permet donc de contrôler la fréquence normalisée de la transition x_T . Nous avons utilisé cette méthode pour démontrer la faisabilité d'un déphaseur RF basé sur l'excitation paramétrique des CPO [115]. Nous avons choisi de présenter ici le contrôle de la fréquence de transition par le courant de biais du SOA, qui modifie les valeurs du gain $\bar{g}$ et de l'intensité de saturation I_s ($S_0 = M_0/I_s$), ce qui est plus accessible d'un point de vue opérationnel.

IV.2.b. Montage expérimental

Le montage expérimental est représenté sur la figure IV.8. Le signal RF à déphaser est tout d'abord divisé en deux par un coupleur RF hybride 50/50, qui déphase les deux sorties de

90 degrés. Le signal RF issu de la première sortie est dirigé vers la voie optique. Celle-ci est composée d'un atténuateur RF qui permet de contrôler le rapport η entre le signal RF de la voie optique et celui de la voie électrique. Le signal RF est ensuite transposé sur une porteuse optique via un modulateur de Mach-Zehnder, relié à l'entrée optique du SOA via un isolateur optique. Le signal RF de la deuxième sortie est dirigé vers la voie électrique. La voie électrique est constituée d'un Té de polarisation (bias tee), et d'une ligne à retards qui permet d'introduire un retard fixe afin d'équilibrer les temps de propagation des signaux RF dans les voies optique et électrique. Cette étape est essentielle afin que la relation IV.19 soit vérifiée et que la relation de phase entre les oscillations de population induites par la modulation de courant et le signal RF optiquement porté à l'entrée du SOA soit constante quelle soit la fréquence RF.

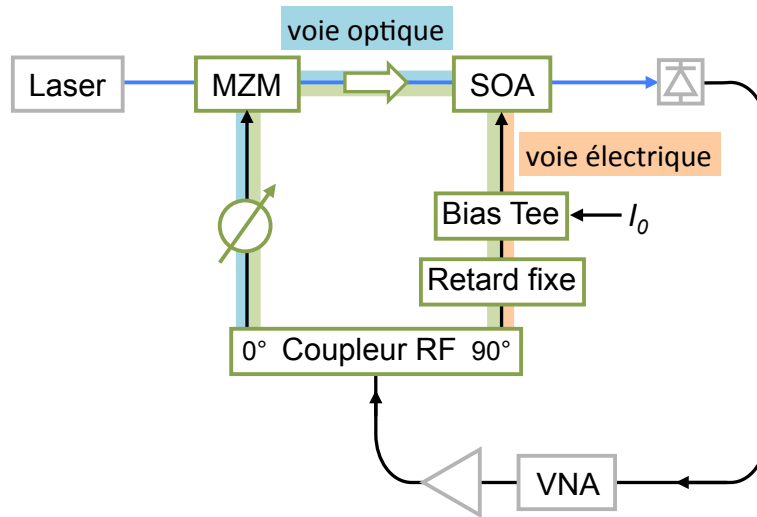


FIGURE IV.8 – Montage expérimental permettant de caractériser le déphaseur RF basé sur l'excitation paramétrique des CPO. Nous avons indiqué en vert les éléments constituant le déphaseur RF.

IV.2.c. Caractérisation du SOA modulable

Les SOA modulables à haute fréquence ne sont pas disponibles commercialement. Nous avons eu la chance de pouvoir utiliser une puce modulable jusqu'à quelques GHz fabriquée par nos collègues Guilhem de Valicourt et Romain Brenot du laboratoire commun Alcatel-Thales (III-V lab). L'utilisation de cette puce nécessite la mise en place d'un banc de couplage que nous présentons rapidement sur la figure IV.9.

Le SOA en question a une longueur de $L = 750 \mu\text{m}$. Sa couche active est constituée d'un matériau massif. Les étapes de caractérisation que nous avons présentées au début du chapitre III nous permettent de déduire les paramètres caractéristiques utiles à la simulation, présentés dans le tableau IV.1.

Nous avons caractérisé la fonction de transfert électrique du SOA pour un courant donné. Nous avons pour cela utilisé le montage représenté sur la figure IV.8 en déconnectant la modulation RF arrivant sur le modulateur de Mach-Zehnder. Le spectre RF mesuré est représenté sur la figure IV.10. La bande passante à -3 dB est de 1,4 GHz. Le résultat de la simulation numérique est tracé en noir sur le même graphe. On constate que notre modèle est en bon

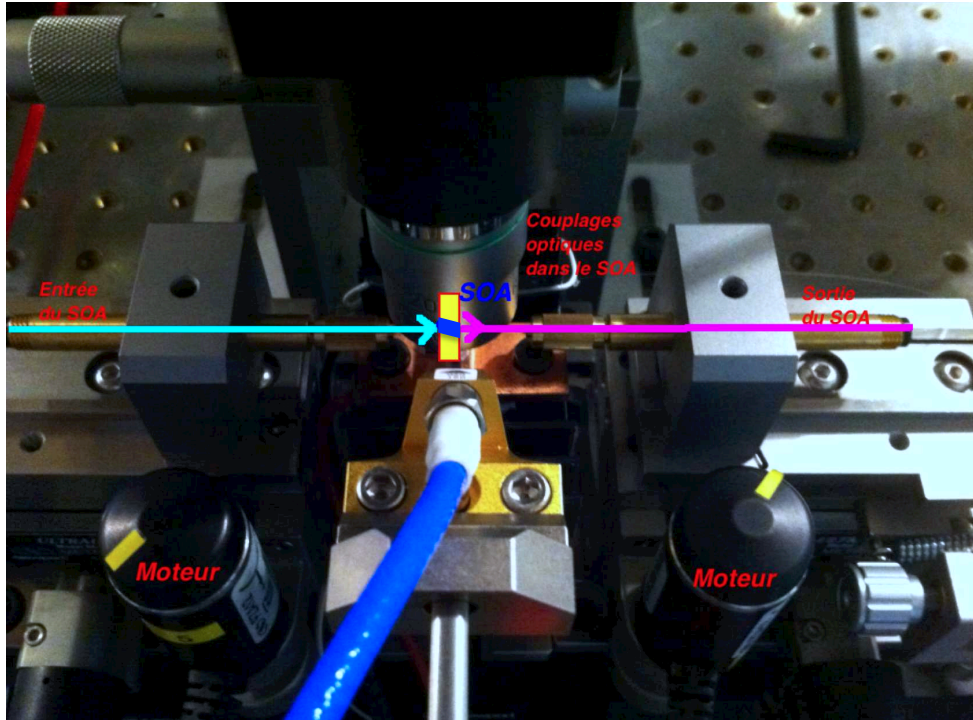


FIGURE IV.9 – Photo du banc de couplage. Les fibres optiques d’entrée et de sortie sont maintenues par des mandrins métalliques et fixées aux micro-positionneur XYZ à commande piézoélectrique. Un microscope couplé à une caméra infrarouge permet de visualiser la position des fibres par rapport au SOA. L’alimentation électrique du SOA est réalisée à l’aide d’une pointe hyperfréquence sur micro-positionneur.

TABLE IV.1 – Paramètres du SOA modulable extraits de la caractérisation

γ_i	0,283
γ	$4,29 \times 10^3 \text{ m}^{-1}$
C_1	$10,54 \times 10^3 \text{ m}^{-1}$
C_2	$167,9 \text{ A}^{-1} \text{ m}^{-1}$

accord avec les résultats expérimentaux à basse fréquence, et indique en particulier une bande passante à -3 dB similaire aux mesures. Cependant, il existe un désaccord sur la valeur de la pente au delà de la fréquence de coupure. Le modèle donne en effet 10 dB/dec alors que l’expérience donne 30 dB/dec. Etant donné que notre modèle a toujours été en bon accord avec les expériences précédentes où le courant du SOA était constant (les porteurs étaient alors modulés par voie optique), nous avons imputé ce désaccord à la fonction de transfert du circuit d’accès électrique du SOA. Nous avons donc inclus dans notre modèle la fonction d’accès électrique F_{elec} . Nous avons pour cela choisi un filtre d’ordre 2 dont nous avons ajusté les paramètres de façon empirique :

$$F_{\text{elec}} = \frac{1}{1 + iX_2 (f/X_1) - (fX_2)^2}, \quad (\text{IV.25})$$

avec $X_1 = 8,3$ et $X_2 = 3,9 \text{ ns}$. Le circuit d’accès électrique limite donc dans la pratique les fréquences de transition accessibles. La limite d’utilisation du déphaseur RF dans la pratique

est de 5,5 GHz, alors que la limite théorique est de 16 GHz si le circuit d'accès électrique avait été idéal.

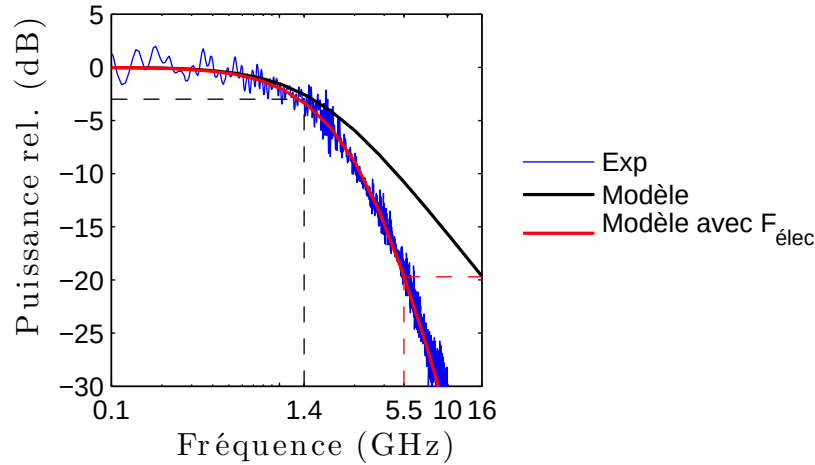


FIGURE IV.10 – Réponse RF de la modulation électrique du SOA. En bleu, les résultats expérimentaux pour $I=80$ mA. En noir, le modèle classique. En rouge, le modèle incluant une fonction d'accès électrique empirique. Les pointillés noirs indiquent la bande passante à -3 dB. Les pointillés rouges indiquent la limite d'utilisation du déphaseur RF dans la pratique, en comparaison avec la limite théorique, 16 GHz, qui aurait été obtenue avec un circuit d'accès électrique idéal.

IV.2.d. Simulations numériques et résultats expérimentaux

Nous avons à présent tous les éléments pour réaliser les simulations numériques du déphaseur RF. Les résultats sont présentés sur les figures IV.11 et IV.12, pour une puissance optique à l'entrée du SOA $P_{in} = 1$ mW, et une puissance RF à l'entrée du coupleur RF hybride $P_{RF,in} = 10$ dBm. On constate qu'entre 2 et 3 GHz, le courant de biais du SOA permet d'introduire un déphasage variable d'amplitude proche de 150 degrés, comme nous l'avons explicité sur la figure IV.12.

Les résultats expérimentaux sont obtenus en utilisant le montage de la figure IV.8. Ils sont présentés sur les figures IV.13(a-b). Tout d'abord, on constate que les simulations numériques sont en bon accord avec les mesures. En modulant le courant avec un signal RF qui a une relation de phase définie et constante en fonction de la fréquence avec le signal RF de la voie optique en entrée du SOA, nous avons réussi à générer des oscillations de population qui ont les mêmes propriétés que les CPO exacerbées par le couplage gain-indice. Ce montage ne nécessite pas la suppression d'une des bandes latérales de modulation : on s'affranchit donc de l'utilisation d'un filtre optique, ce qui permet de réduire considérablement les contraintes techniques. En effet, cette méthode est indépendante de la longueur d'onde du laser, à la différence de autres techniques optiques, comme les micro-anneaux ou les déphaseurs basés sur les CPO exacerbées par le couplage gain-indice dans les SOAs. La figure IV.13(b) montre qu'il est possible de contrôler via le courant de biais des déphasages d'amplitude supérieure à 100 degrés entre 2 et 3 GHz. On peut décaler cette plage de fréquence jusqu'à 6 GHz en jouant sur la puissance optique d'entrée P_{in} , et sur le coefficient de proportionnalité complexe $\eta e^{i\phi}$ qui est contrôlé d'une part par le déphasage introduit par le coupleur, et d'autre part par l'atténuateur RF situé avant le

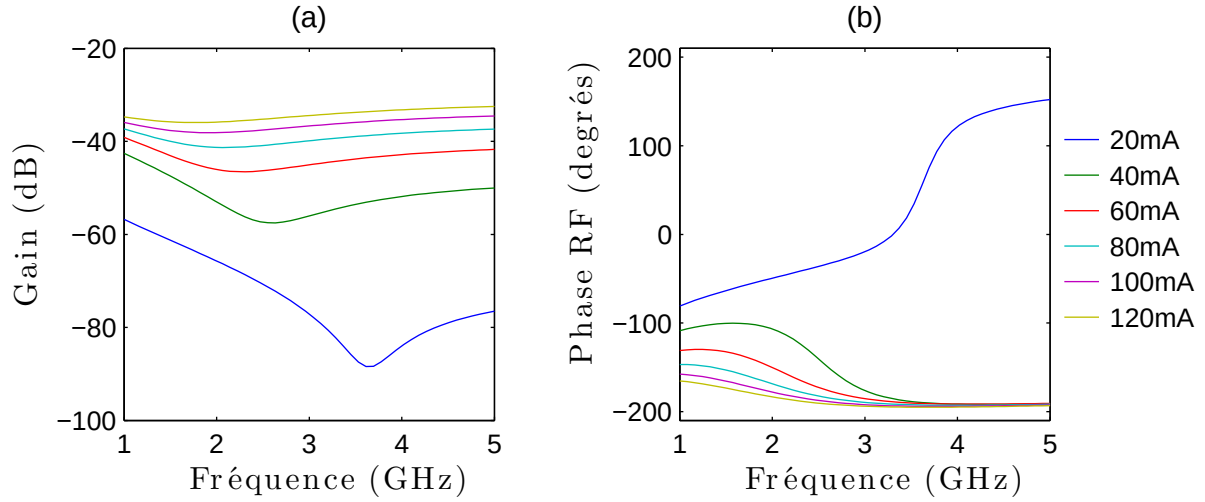


FIGURE IV.11 – Simulations numériques. (a) Gain et (b) Phase RF introduits par le déphaseur RF basé sur l'excitation paramétrique des CPO, pour différentes valeurs du courant de biais du SOA. Il est important de noter que nous représentons ici le gain introduit par le déphaseur RF (rapport entre le signal RF après le SOA détecté par le photodiode et le signal RF à l'entrée du coupleur RF hybride). Le gain RF représenté ici inclut donc les pertes du Mach-Zehnder et de la photodiode. $P_{in} = 1$ mW, $P_{RF,in} = 10$ dBm.

modulateur (cf. figure IV.8).

Dans les conditions expérimentales de la figure IV.13, l'excitation paramétrique des CPO permet donc de réaliser un déphaseur RF d'amplitude supérieure à 100 degrés entre 2 et 3 GHz, contrôlé par le courant de biais. A titre d'exemple, nous avons obtenu à 2,2 GHz, des déphasages variables d'une amplitude de 162 degrés. Des performances similaires au déphaseur RF basé sur les CPO exacerbées par le couplage gain-indice ont ainsi été obtenus, et ce sans utilisation de filtre optique après le SOA. Néanmoins la fréquence d'utilisation maximale de ce déphaseur RF est limitée à 6 GHz par le circuit d'accès électrique du composant que nous avons utilisé.

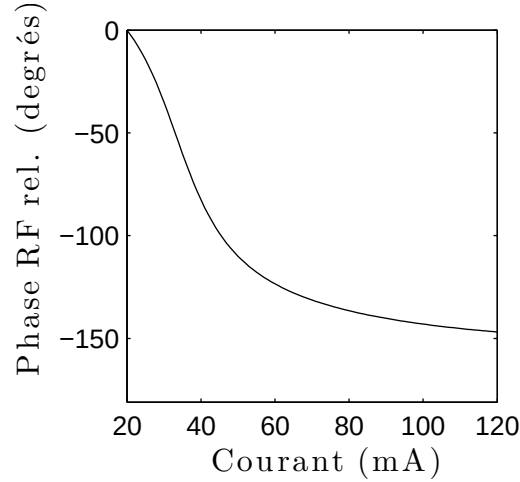


FIGURE IV.12 – Simulations numériques. Déphasage relatif introduit par le déphaseur RF basé sur l'excitation paramétrique des CPO, en fonction du courant de biais I_0 du SOA, à une fréquence RF donnée (2, 23 GHz). $P_{in} = 1$ mW, $P_{RF,in} = 10$ dBm.

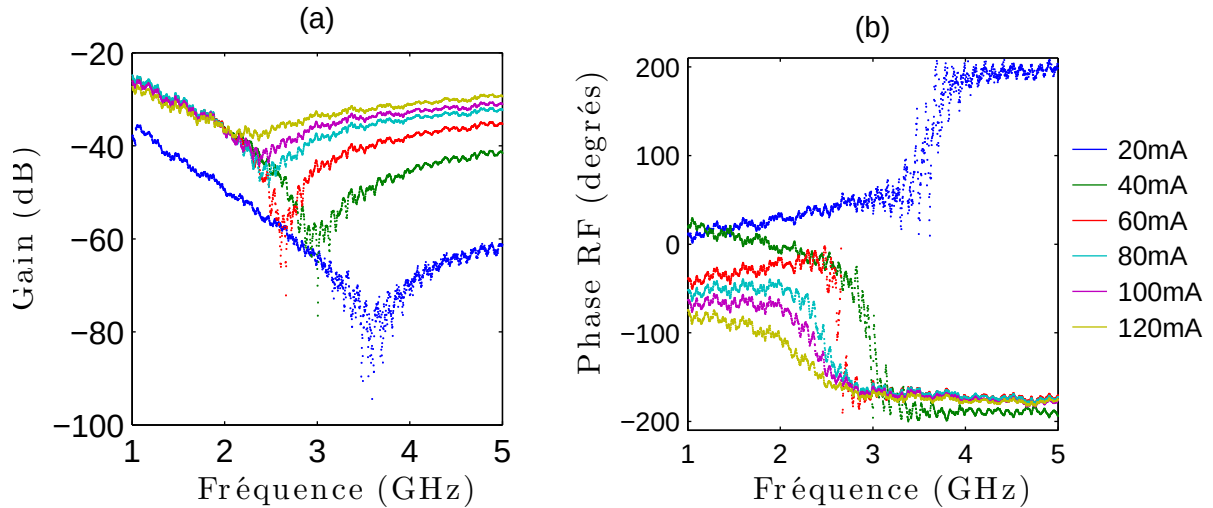


FIGURE IV.13 – Résultats expérimentaux. (a) Gain et (b) Phase RF introduits par le déphaseur RF basé sur l'excitation paramétrique des CPO, pour différentes valeurs du courant de biais du SOA. Il est important de noter que nous représentons ici le gain introduit par le déphaseur RF (rapport entre le signal RF après le SOA détecté par le photodiode et le signal RF à l'entrée du coupleur RF hybride). Le gain RF représenté ici inclut donc les pertes du modulateur et de la photodiode. $P_{in} = 1$ mW, $P_{RF,in} = 10$ dBm.

IV.2.e. Utilisation de l'excitation paramétrique des CPO dans un oscillateur opto-électronique

Nous avons déjà évoqué le fait que les déphaseurs RF par voie optique, de faible encombrement et ayant un temps de reconfiguration rapide, peuvent être avantageusement utilisés pour rendre un oscillateur opto-électronique (OEO) accordable (pour un rappel du principe de base des OEO, voir partie I.1.b.). L'objectif de cette partie est d'introduire le déphaseur RF que nous venons de présenter dans un OEO et d'évaluer les performances de l'OEO accordable ainsi obtenu. Le travail présenté ici a été en partie réalisé au cours du stage de master 2 de Yida Wen, sous la direction de Jérôme Bourderionnet et moi-même.

Choix de l'architecture de l'OEO

Dans la partie I.1.b., nous avons expliqué de façon très schématique que les OEOs sont constitués d'une liaison optoélectronique, allant de quelques m à quelques km, et qui est bouclée sur elle même. Nous avons reproduit sur la figure IV.14 cette architecture, dite "à simple boucle", qui a été la première à être étudiée et réalisée expérimentalement [20].

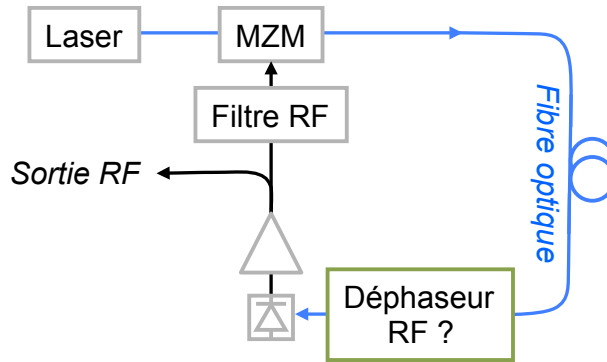


FIGURE IV.14 – Architecture générique d'un oscillateur opto-électronique simple boucle [20]. Nous avons représenté en vert l'emplacement du déphaseur RF que nous souhaiterons ajouter dans cette architecture.

Rappelons brièvement la théorie de l'OEO à simple boucle. Nommons g_1 le gain simple passage RF (réel), et Φ_1 la phase simple passage, introduits par la boucle de l'OEO. L'amplitude complexe du champ (RF) circulant après le $j^{\text{ième}}$ tour s'exprime :

$$V_j(\Omega) = (g_1 e^{i\Phi_1}) V_{j-1}(\Omega), \quad (\text{IV.26})$$

avec V_{j-1} l'amplitude complexe du champ (RF) circulant après le $j - 1^{\text{ième}}$ tour. On se place en régime stationnaire, et au dessus du seuil. Pour un mode oscillant de fréquence Ω_{osc} , on a $V_j(\Omega_{osc}) = V_{j-1}(\Omega_{osc})$ non nul, ce qui impose :

$$\Phi_1(\Omega_{osc}) = 2k\pi, \quad (\text{IV.27})$$

avec k entier. Or, si on introduit un déphaseur RF accordable dans la boucle, la phase Φ_1 s'écrit :

$$\Phi_1(\Omega, C) = \Omega\tau_1 + \Phi_1^0 + \Phi_{\text{déphaseur}}(\Omega, C), \quad (\text{IV.28})$$

avec τ_1 le temps de propagation simple passage dans la boucle, Φ_1^0 le déphasage fixe simple passage introduit par la boucle, et $\Phi_{\text{déphaseur}}(\Omega, C)$ le déphasage introduit par le déphaseur RF accordable, et contrôlé par le paramètre C .

Ainsi, comme nous l'avons illustré sur la figure IV.16(a), l'espacement des modes spectraux de l'OEO à simple boucle est déterminé par le temps de propagation dans la boucle τ_1 . De plus, l'introduction d'un déphasage accordable, d'amplitude maximale $\Delta\Phi_{\text{déphaseur}}$, permet d'accorder la fréquence d'oscillation sur une plage Δf_{osc} :

$$\Delta f_{\text{osc}} = -\frac{1}{2\pi} \Delta\Phi_{\text{déphaseur}} \frac{1}{\tau_1}. \quad (\text{IV.29})$$

Afin d'obtenir une grande accordabilité, la boucle contenant le déphaseur RF accordable doit donc être la plus courte possible. Néanmoins, plus le temps de propagation dans la boucle, τ_1 , est faible, plus l'OEO sera fin spectralement. Si on introduit un déphaseur RF dans un OEO à simple boucle, on doit faire un compromis entre la pureté spectrale et l'accordabilité, comme l'ont souligné les auteurs de [110].

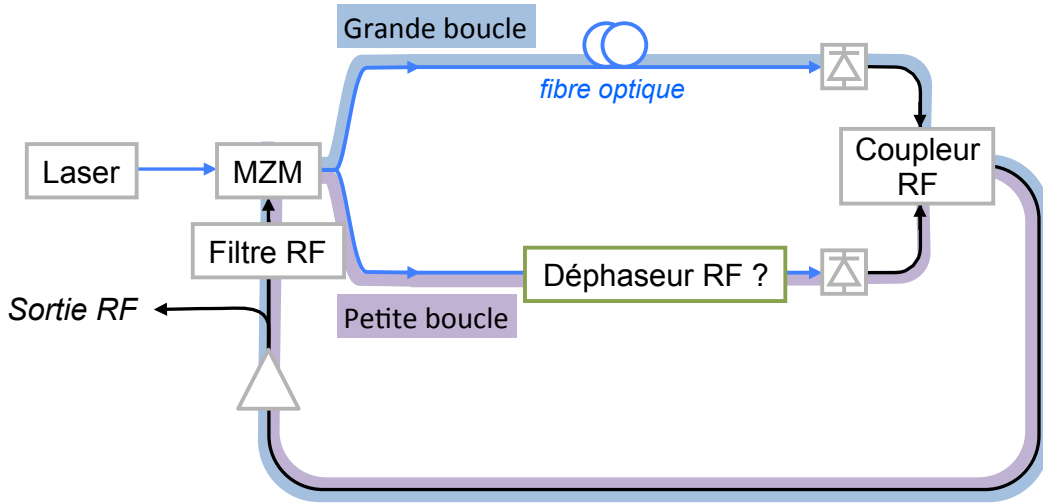


FIGURE IV.15 – Architecture générique d'un oscillateur opto-électronique double boucle [24]. Nous avons représenté en vert l'emplacement du déphaseur RF que nous souhaiterions ajouter dans cette architecture.

L'OEO à double boucle, schématisé sur la figure IV.15, a été historiquement réalisé afin d'augmenter la pureté spectrale de l'OEO, tout en relâchant la contrainte sur le filtre RF utilisé [24]. Nous allons montrer que cette architecture peut être avantageusement utilisée lorsqu'on souhaite rendre accordable un OEO avec un déphaseur RF.

La théorie de l'OEO à double boucle est similaire à celle de l'OEO à simple boucle que nous venons de présenter. A chaque boucle est associé un gain simple passage RF (réel) g_i et une phase simple passage Φ_i . Nous désignons la petite boucle par l'indice 1 et la grande boucle par l'indice 2. L'amplitude complexe du champ (RF) circulant après le $j^{\text{ième}}$ tour s'exprime :

$$V_j(\Omega) = (g_1 e^{i\Phi_1} + g_2 e^{i\Phi_2}) V_{j-1}(\Omega), \quad (\text{IV.30})$$

On se place en régime stationnaire, et au dessus du seuil. Pour un mode oscillant de fréquence

Ω_{osc} , on a $V_j(\Omega_{osc}) = V_{j-1}(\Omega_{osc})$ non nul, ce qui impose :

$$\Phi_1(\Omega_{osc}) = 2k\pi, \quad (IV.31)$$

$$\Phi_2(\Omega_{osc}) = 2m\pi, \quad (IV.32)$$

avec m et k des entiers.

Pour maximiser la plage d'accordabilité de l'OEO, nous avons vu que la boucle dans laquelle on introduit le déphaseur doit être la plus courte possible. On introduit donc le déphaseur RF sur la petite boucle (1). Les phases Φ_1 et Φ_2 vérifient donc :

$$\Phi_1(\Omega, I_0) = \Omega\tau_1 + \Phi_1^0 + \Phi_{\text{déphaseur}}(\Omega, C), \quad (IV.33)$$

$$\Phi_2(\Omega) = \Omega\tau_2 + \Phi_2^0, \quad (IV.34)$$

avec τ_i le temps de propagation simple passage dans la boucle i , Φ_i^0 le déphasage fixe simple passage introduit par la boucle i .

Ainsi, comme nous l'avons illustré sur la figure IV.17(a-b), l'espacement des modes spectraux de l'OEO sur la petite et grande boucle est respectivement déterminé par les temps de propagation τ_1 et τ_2 . Le peigne de fréquence créé par la petite boucle peut être décalé en contrôlant le déphasage introduit par le déphaseur RF. Le spectre de sortie de l'OEO à double boucle est reproduit sur la figure IV.17(c). L'espacement des modes spectraux est déterminé par le temps de propagation dans la petite boucle, τ_1 . Par contre, la largeur spectrale des modes est déterminée par la grande boucle, et donc par τ_2 . Ainsi, il est possible de raccourcir au maximum la petite boucle pour optimiser la plage d'accordabilité, tout en conservant un OEO de grande pureté spectrale. L'architecture à double boucle est donc particulièrement intéressante lorsqu'on souhaite rendre l'OEO accordable sur une grande plage de fréquence, tout en conservant une bonne pureté spectrale. Ce concept a déjà été mis à profit par exemple dans [116, 117].

Enfin rappelons qu'en régime stationnaire et au dessus du seuil, les oscillations apparaissent à partir du bruit si et seulement si les gains g_1 et g_2 vérifient :

$$1 + g_1^2 + g_2^2 + 2g_1g_2 - 2g_1 - 2g_2 = 0. \quad (IV.35)$$

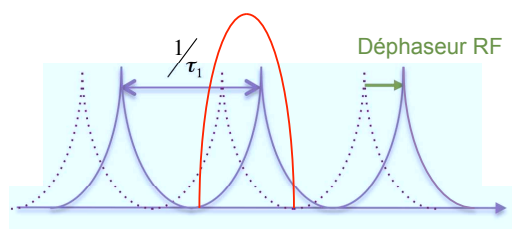
Si $g_1 = g_2$, cette condition impose $g_1 = g_2 = 0,5$ au seuil. Si on se place en dessous du seuil, le champ RF en sortie de l'OEO s'écrit [24] :

$$V_{out}(\Omega) = \frac{V_0}{1 - g_1 e^{i\Phi_1} - g_2 e^{i\Phi_2}}, \quad (IV.36)$$

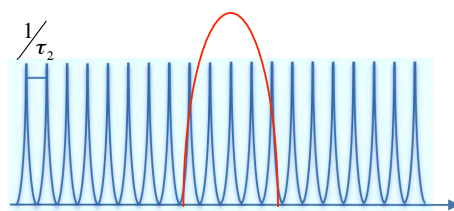
avec V_0 fixé par saturation. La puissance RF de sortie est : $P(\Omega) = |V_{out}|^2/2R$, avec R la résistance de charge.

Nous présentons dans le paragraphe suivant la réalisation d'un OEO à double boucle, dont l'accordabilité est réalisée par le déphaseur RF basé sur l'excitation paramétrique des CPO. Le déphasage maximal accessible par l'excitation paramétrique des CPO est de 180 degrés. Ainsi, d'après l'équation IV.29, l'accordabilité maximale accessible sera la moitié de l'intervalle spectrale libre (ISL_1) de la petite boucle (rappelons que $ISL_1 = 1/\tau_1$).

(a) Petite boucle



(b) Grande boucle



(c) Double boucle

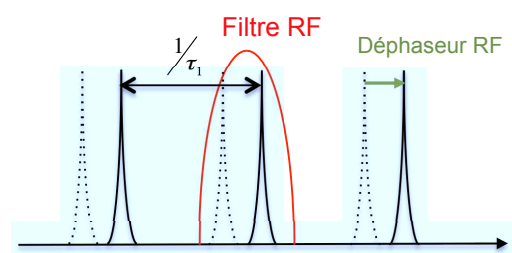


FIGURE IV.16 – Principe de l'OEO à simple et double boucle. (a) Spectre RF de sortie d'un OEO à simple boucle, dans laquelle on a introduit un déphaseur RF. Le peigne de fréquence peut être décalé en contrôlant le déphasage introduit par le déphaseur RF. (b) Spectre RF de sortie d'un OEO à simple boucle. Le temps de propagation τ_2 dans la boucle est supérieur à celui de la figure (a) (τ_1). (c) Spectre RF de sortie de l'OEO à double boucle, obtenu à partir de la petite boucle (ayant un déphaseur RF) et de la grande boucle des figures (a) et (b). A noter que les réglages de l'OEO à double boucle sont tels que la petite et la grande boucle ne peuvent osciller seules. Nous avons représenté sur chaque figure la transmission du filtre RF qui permet de rendre l'OEO à double boucle monomode.

Etude de l'accordabilité de l'OEO

Nous avons tout d'abord réalisé des simulations numériques de l'OEO. Nous avons pour cela utilisé les équations IV.31 à IV.34, et IV.36, ainsi que le modèle du déphaseur RF basé sur l'excitation paramétrique des CPO que nous avons développé dans la partie précédente. L'objectif est d'évaluer la valeur des fréquences d'oscillation afin de prédire l'accordabilité obtenue grâce à l'excitation paramétrique des CPO. Nous avons effectué les simplifications suivantes : nous avons supposé que $g_1 = g_2$, et nous avons fixé leurs valeurs juste en dessous du seuil pour lequel $g_1 = g_2 = 0,5$. On a fixé $V_0/2R = 1$. Enfin, nous avons choisi la valeur des paramètres suivants afin de se placer dans les mêmes conditions que l'expérience : $\Phi_1^0 - \Phi_2^0 = 40$ degrés, $P_{in} = 1$ mW, $ISL_1 = 22$ MHz et $ISL_2 = 50$ kHz. Les résultats sont présentés sur la figure IV.18. Les simulations montrent qu'on doit obtenir une accordabilité de 6 MHz. La variation de la puissance de sortie est due à des artefacts de simulations (échantillonnage de la fréquence).

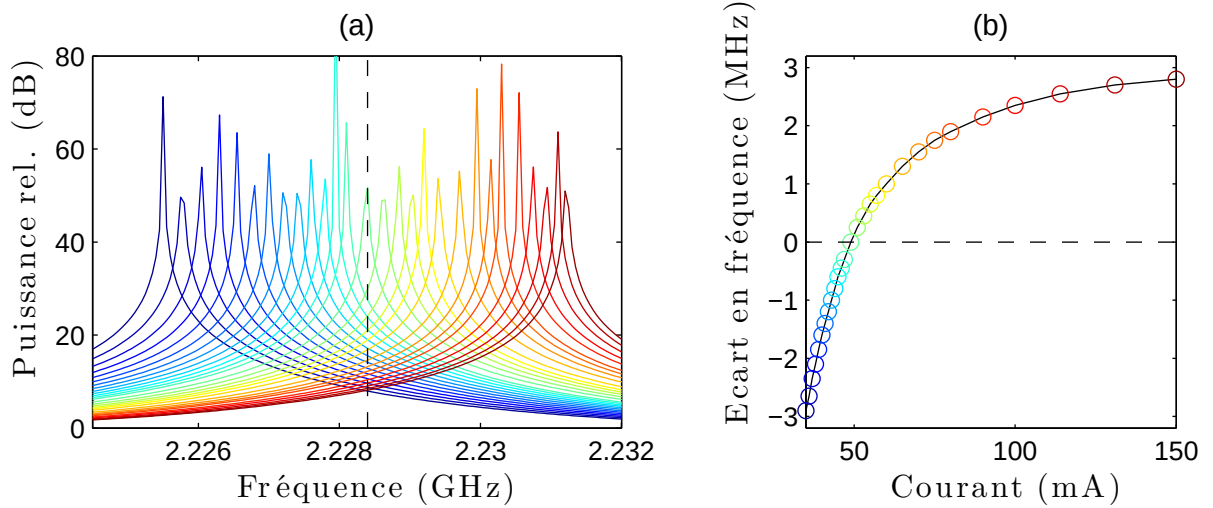


FIGURE IV.18 – Simulations numériques. (a) Spectre RF de sortie de l'OEO pour différents courants de biais du SOA. (b) Fréquence d'oscillation en fonction du courant du SOA.

Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure IV.19. On constate un bon accord entre la théorie et les mesures, avec en particulier une plage d'accordabilité mesurée atteignant 6 MHz. La puissance de sortie est quasi-constante quelle que soit la fréquence d'oscillation, et ce malgré la variation du gain du SOA en fonction du courant. Cela est principalement dû au fait que les amplificateurs RF sont saturés.

L'accordabilité fine est réalisée par des sauts de modes espacés de l'intervalle spectral libre de la grande boucle (ISL_2). Cela est illustré sur la figure IV.20. On retrouve que l'intervalle spectral libre de la grande boucle est de 50 kHz. Le nombre de fréquences accessibles est obtenu par le rapport de l'accordabilité maximale (6 MHz) et l'intervalle spectral libre de la grande boucle (50 kHz), soit 120 fréquences pour cet OEO.

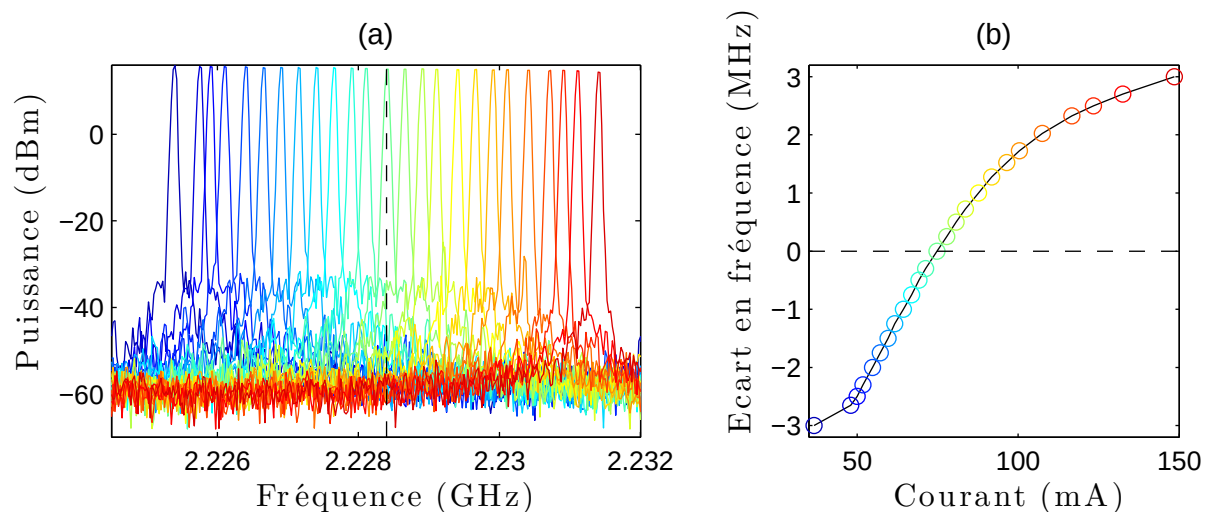


FIGURE IV.19 – Résultats expérimentaux : accordabilité totale. (a) Spectre RF de sortie de l'OEO pour différents courants de biais du SOA. (b) Fréquence d'oscillation en fonction du courant du SOA.

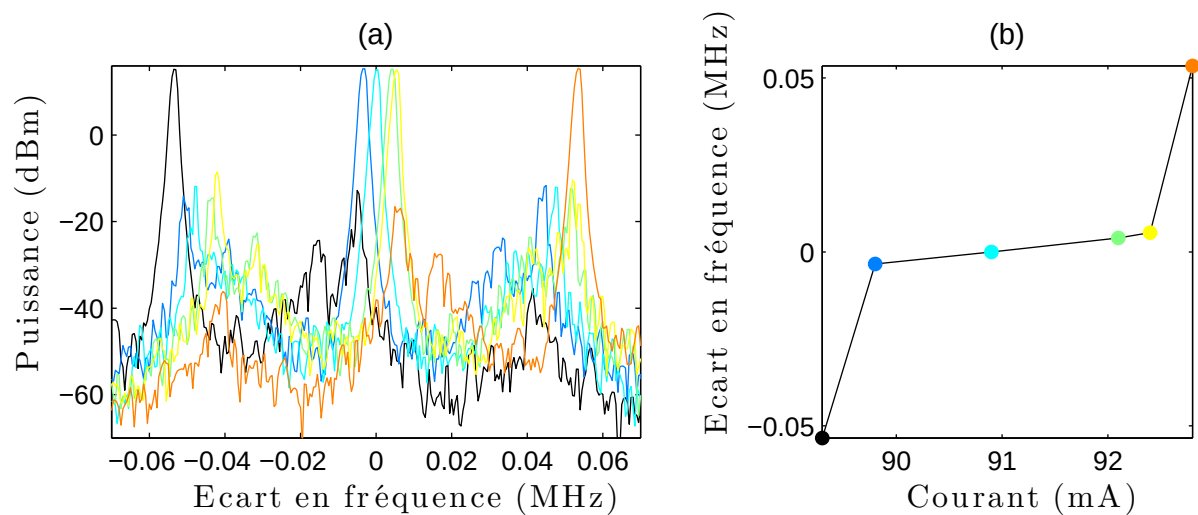


FIGURE IV.20 – Résultats expérimentaux : accordabilité fine. (a) Spectre RF de sortie de l'OEO pour différents courants de biais du SOA. (b) Fréquence d'oscillation en fonction du courant du SOA.

Etude de la pureté spectrale de l'OEO

Pour détecter les fluctuations de la phase électrique, nous utilisons un banc de mesure spécifique (Europtest PN9000). Le signal de sortie de l'OEO est mélangé avec un signal de très grande pureté spectrale en quadrature. La tension électrique issue du mélangeur contient alors une composante utile proportionnelle aux fluctuations de phase électrique. Le banc de mesure calcule les fluctuations quadratiques de cette tension en fonction de l'écart à la fréquence du signal à caractériser. Au final, il nous délivre le spectre de la pureté spectrale, L , dont nous rappelons la définition dans l'équation suivante :

$$L(f_e) = \frac{K_{det}^2}{R} \frac{S_{\varphi_{RF}}(f_e)}{P_{RF}}, \quad (IV.37)$$

où f_e est le décalage de fréquence par rapport à la fréquence f du signal de sortie de l'OEO. $S_{\varphi_{RF}}(f_e)$ est la densité spectrale de puissance de bruit de phase électrique à la fréquence f_e . $S_{\varphi_{RF}}$ s'exprime en rad^2/Hz . K_{det} est le facteur de conversion du mélangeur exprimé en V/rad . R est la charge de la photodiode. P_{RF} est la puissance électrique moyenne à la fréquence f . L'unité de la pureté spectrale est le dBc/Hz .

Nous tenons à préciser que nous alimentons le modulateur d'intensité ainsi que la photodiode avec des piles électriques. De cette manière, nous réduisons la contribution des bruits d'origine technique dans le bruit de phase mesuré.

Les mesures de bruit de phase sont présentées sur la figure IV.21 pour différents courants de biais du SOA, ainsi que sans SOA. On constate que la pénalité maximale due à l'introduction du SOA est de 10 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse RF, lorsque le courant varie de 40 à 140 mA . On retrouve les pics liés aux intervalles spectraux libres des deux boucles ainsi que leurs harmoniques. On attribue les pics de bruit à basse fréquence aux perturbations environnementales (thermiques, mécaniques...) en particulier dues au couplage optique manuel du SOA, puisque ces fluctuations n'apparaissent pas sans le SOA (courbe bleue sur la figure IV.21).

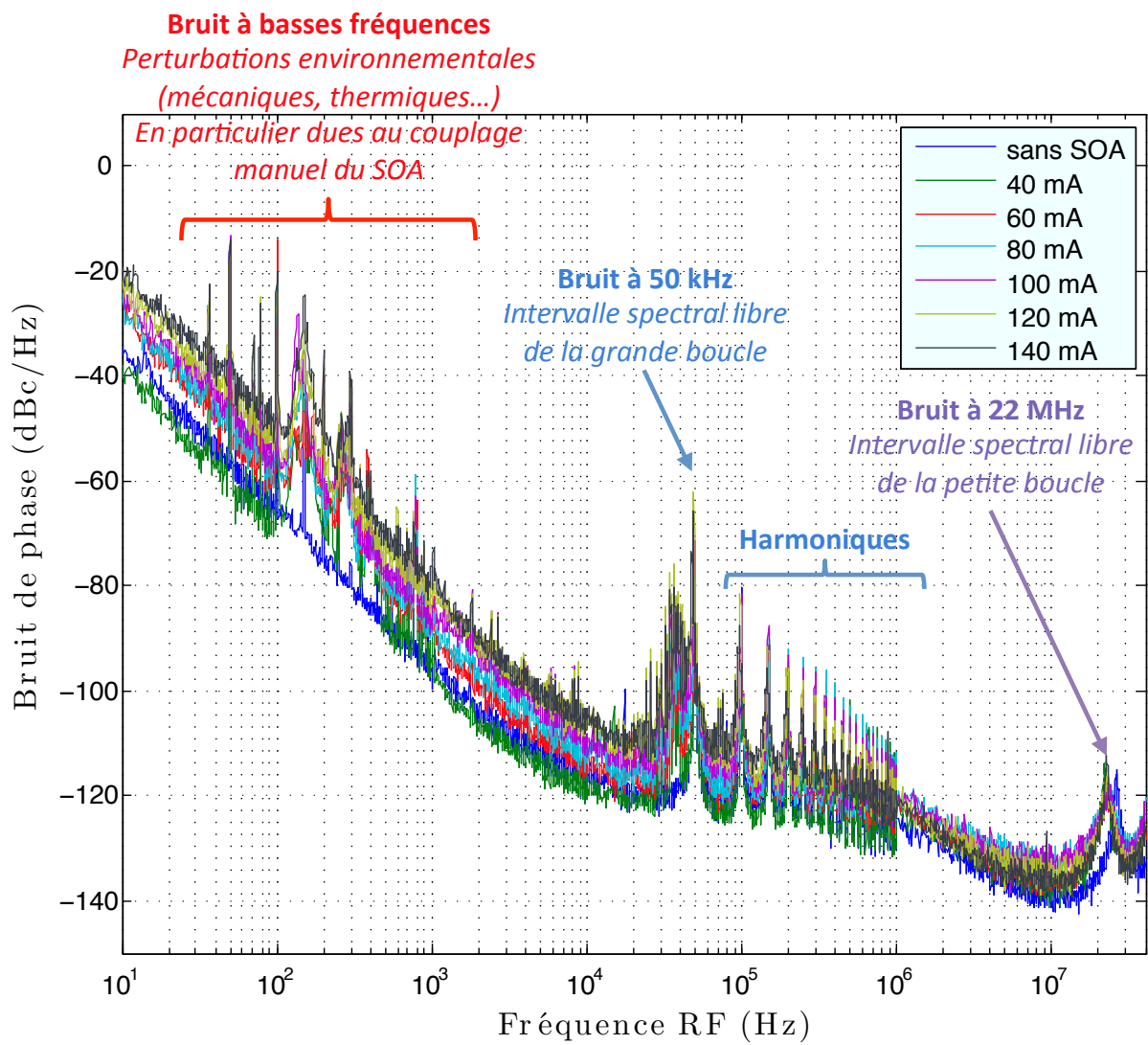


FIGURE IV.21 – Bruit de phase du signal RF sortant de l'OEO en fonction de la fréquence f_e , qui est le décalage de fréquence par rapport à la fréquence f du signal de sortie de l'OEO.

IV.2.f. Conclusion

Nous avons rassemblé dans le tableau IV.2 les performances des OEO accordables utilisant un modulateur de Mach-Zehnder. On constate que le bruit de phase de notre OEO est comparable aux valeurs des OEOs accordables qui ont été publiées. A noter que notre OEO pourrait être optimisé afin d'améliorer sa pureté spectrale.

Il est intéressant de comparer les performances entre les OEO accordables basés sur les CPO dans les SOAs. Sans surprise, les CPO exacerbées par le couplage gain-indice et les CPO excités paramétriquement, qui permettent d'obtenir un déphasage accordable important, offrent une plus grande plage d'accordabilité. L'OEO basé sur l'excitation paramétrique des CPO présente l'avantage de pouvoir être utilisé avec un laser de longueur d'onde quelconque, ce qui est un gage de robustesse supplémentaire. La plage d'accordabilité pourrait être augmentée d'un facteur 2 ou 3 en réduisant la longueur de la boucle courte d'un même facteur.

Ref.	Architecture	Accordabilité	f_{osc}	Plage d'accordabilité Δf_{osc}	Bruit de phase
[23]	Simple boucle (2 km)	Déphaseur électrique	≈ 10 GHz	100 kHz	-100 dBc/Hz à 10 kHz
[117]	Triple boucle (1,2 km - 3 km - 4,4 km)	Filtre YIG (électrique)	6 à 10 GHz	4 GHz par pas de 3 MHz	-128 dBc/Hz à 10 kHz
[25]	Double boucle (15 m et 2 km)	Dispersion des fibres laser accordable	550 MHz 3 GHz 9 GHz	30 kHz 650 kHz 1,9 MHz	-105 dBc/Hz à 10 kHz
[116]	Double boucle (2 m, 2 km)	SOA (CPO)	2, 117 GHz	500 kHz	$-108,8$ dBc/Hz à 10 kHz
[110]	Simple boucle	SOA et filtre optique (CPO exacerbées par le couplage gain-indice)	10 GHz	2,8 MHz	-90 dBc/Hz à 100 kHz
Notre travail	Double boucle (9 m et 4 km)	SOA et courant modulé (excitation paramétrique des CPO)	2, 23 GHz	6 MHz par pas de 50 kHz	< -107 dBc/Hz à 10 kHz < -110 dBc/Hz à 100 kHz

TABLE IV.2 – Comparaison entre les OEO accordables utilisant un modulateur de Mach-Zehnder. Le bruit de phase à 100 kHz indiqué pour notre OEO est la valeur plancher sans harmoniques afin de pouvoir être comparé à [110].

Conclusion générale

L'objectif de ce travail de thèse était d'évaluer l'intérêt de la maîtrise de la vitesse de groupe de la lumière au voisinage des résonances optiques pour contrôler la vitesse de propagation des signaux analogiques transportés par voie optique, pour des applications RADAR.

L'analyse des besoins spécifiques des applications RADAR nous a permis de distinguer deux applications distinctes, les lignes à retards accordables et le déphaseurs RF accordables par voie optique. Les architectures utilisant la lumière lente et rapide au voisinage d'une résonance optique ont l'avantage de générer des retards contrôlés de manière continue, sans avoir recours à une source accordable en longueur d'onde. Le temps de reconfiguration n'est ainsi pas limité par l'utilisation de commutateurs ou de sources accordables, ou par un ajustement mécanique ou thermique.

Nous avons choisi d'étudier plus spécifiquement les oscillations cohérentes de population dans les semi-conducteurs. En effet, ce mécanisme permet un contrôle continu des retards et déphasages de manière électrique ou optique, avec un temps de reconfiguration rapide, à des fréquences atteignant le GHz, le tout dans un composant de faibles taille et poids. De plus cette approche ne nécessite aucun contrôle de la longueur d'onde de la source laser.

Ligne à retards vrais accordables

Lorsqu'un SOA est simplement introduit dans une liaison opto-hyperfréquence, les deux bandes latérales de modulation sont simultanément détectées. Nous avons montré que dans le domaine électrique, après la photodiode, la réponse RF du SOA est alors constituée du terme classique des CPO, de faible amplitude, et du terme correspondant à l'amplification optique sans CPO. Nous avons mis en évidence que cette architecture permet de réaliser une ligne à retards accordables à basse fréquence. Les performances et limitations sont résumées dans le tableau IV.3. Dans un SOA de longueur égale à 1,5 mm, il nous est possible de contrôler des retards vrais de 0 à -350 ps. A titre de comparaison, on peut remarquer qu'un retard relatif de 350 ps correspond à une variation de longueur de 10,5 cm en espace libre.

La principale limitation de cette architecture est qu'elle n'est que modérément accordable en fréquence : la plage de fréquence RF utile est limitée par l'inverse de la durée de vie des porteurs. Afin de lever cette contrainte, nous avons proposé une nouvelle architecture basée sur la montée en fréquence des CPO par modulation croisée de gain (UpCPO). La bande passante instantanée est toujours limitée par l'inverse de la durée de vie des porteurs, bien que cela permet de réaliser des retards accordables au delà de la durée de vie des porteurs. En combinant cette approche avec un déphaseur RF large bande utilisant des micro-anneaux, nous avons mis en évidence la possibilité de réaliser des retards vrais accordables à haute fréquence, par un dispositif compact,

commandé par les courants d'injection du SOA et des micro-anneaux (quelques centaines de mA au maximum). Les performances et limitations sont résumées dans le tableau IV.3. Le temps de reconfiguration est alors limité par les résistances thermiques contrôlant les micro-anneaux.

	CPO		UpCPO + micro-anneaux	
Paramètres clés	Mesuré	Commentaires	Mesuré	Commentaires
Retards vrais accordables	0 à -350 ps	$ \tau < \frac{1}{4} \Gamma \bar{g} L \tau_s$ (SOA étudié : -570 ps)	0 à 389 ps (0 à 89 ps)	Modulateur sans chirp (modulateur avec chirp) Avec filtrage : $ \tau < \frac{\tau_s}{1+M_0/I_s}$ (SOA étudié : 220 ps)
Bande passante instantanée	350 MHz	$B_{\text{CPO}}^{\text{dB}} < \frac{1}{2\pi\tau_s} \sqrt{\frac{\ln 2 (1+S_0)^2}{\frac{\Gamma \bar{g} S_0}{1+S_0} - \ln 2}}$ (SOA étudié : 450 MHz)	360 MHz (1, 2 GHz)	Modulateur sans chirp (modulateur avec chirp) Avec filtrage : SOA étudié : 540 MHz
Fréquence centrale	0	L'agilité de la ligne à retards est limitée par la durée de vie des porteurs : [0 $B_{\text{CPO}}^{\text{dB}}$]	16 GHz (35 GHz)	Modulateur sans chirp (modulateur avec chirp) Très agile en fréquence. Pourrait théoriquement dépasser 100 GHz.
Dynamique SFDR	> 107 dB/Hz ^{2/3}	Supérieure à la dynamique d'un amplificateur optique de même gain et de même facteur de bruit optique.		
Parallélisme		Indépendant de la longueur d'onde du laser.		Les UpCPO sont indépendantes de la longueur d'onde du laser. Néanmoins, le déphaseur RF large bande basé sur des micro-anneaux impose la longueur d'onde du laser.
Encombrement	< 1,5 mm	Longueur de la puce	< 2,5 mm	Longueur cumulée des puces

TABLE IV.3 – **Ligne à retards accordables basse fréquence.** La valeur de la SFDR est simulée, les modèles utilisés ayant été validés expérimentalement. A titre de comparaison, le retard introduit par le SOA sans CPO est d'environ 15 ps.

Dans un vrai système ?...

Mise à part la fréquence centrale limitée par l'inverse de la durée de vie des porteurs, les facteurs de mérite que nous avons étudiés pour la ligne à retards vrais accordables basée sur les CPO dans les SOAs correspondent aux exigences minimales requises pour les applications RADAR, en particulier pour la distribution ou la réception des signaux RF à bande étroite. Les retards contrôlés étant limités, mais rapidement reconfigurables, les CPO dans les SOAs

semblent être de bon candidats pour être associés à d'autres approches qui permettent de réaliser des grands retards mais peu précis.

L'approche combinant les UpCPO et le déphaseur RF large bande basé sur des micro-anneaux permet de réaliser des retards vrais de la même amplitude sur des bandes passantes instantanées équivalentes à ce qui a été obtenu avec l'architecture classique par CPO. Cependant elle permet d'accéder à de très hautes fréquences. L'agilité de ce dispositif est remarquable. Néanmoins, une analyse plus poussée, en particulier en termes de dynamique et de bruit de phase, sera nécessaire pour conclure quant à son utilisation potentielle dans les RADAR. Il est important de remarquer que les retards accordables contrôlés par UpCPO pourraient être associés avec d'autres types de déphaseurs RF large bande, qui pourraient se révéler plus intéressants que les micro-anneaux.

Déphaseurs RF accordables

Nous avons mis en évidence le fait que lorsque l'amplitude des CPO est élevée par rapport au terme d'amplification optique, les SOAs peuvent être utilisés, sous certaines conditions, comme des déphaseurs RF accordables. L'accordabilité est continue et contrôlée électriquement par le courant du SOA (ou optiquement par la puissance d'entrée incidente). Néanmoins la bande passante instantanée est faible, et ces déphaseurs RF ne pourront être utilisés que dans des applications à bande passante très étroite (par exemple les oscillateurs opto-électroniques).

Dans un premier temps, nous avons étudié les CPO exacerbées par le couplage gain-indice. Les performances et limitations sont résumées dans le tableau IV.4. Nous avons montré que ce dispositif permet de réaliser des déphasages accordables importants, entre 130° et 180° , sur une large plage de fréquences (5 à 40 GHz). D'un point de vue opérationnel, cette architecture est assez difficile à mettre en oeuvre à cause de l'utilisation du filtre optique, dont le flanc abrupt doit être situé très près de la longueur d'onde de la porteuse optique afin de supprimer efficacement la bande latérale rouge de modulation. Cela impose que la différence de longueur d'onde entre le centre du filtre optique et le laser soit fixe et contrôlée.

Nous avons contourné ce problème en montrant qu'il était possible de générer des CPO de forte amplitude en modulant le courant du SOA. Ces CPO excitées paramétriquement permettent de réaliser des déphaseurs RF accordables ayant des performances similaires à l'architecture utilisant le couplage gain-indice. Néanmoins, la fréquence d'utilisation est dans notre cas limitée par le circuit d'accès électrique du SOA. Les performances et limitations sont résumées dans le tableau IV.4.

Dans un vrai système ?...

Un moyen efficace de rendre accordable un oscillateur opto-électronique est d'utiliser un dispositif compact (i.e. introduisant un faible retard sur le signal RF), et permettant de contrôler les déphasages RF. Les déphaseurs RF accordables utilisant les CPO dans les SOAs sont donc des candidats prometteurs. Nous avons mis en place expérimentalement un oscillateur opto-électronique à double boucle, dont la fréquence d'oscillation est contrôlée par un déphaseur RF basé sur l'excitation paramétrique des CPO. Nous avons montré une accordabilité de 6 MHz à 2,23 GHz par pas de 50 kHz. Le bruit de phase à 10 kHz de la fréquence d'oscillation RF est inférieur à -107 dBc/Hz. On constate que ce bruit de phase est comparable à ceux des

	CPO exacerbées par le couplage gain-indice (SOA + filtre optique)		Excitation paramétrique des CPO (SOA + courant modulé)	
Paramètres clés	Mesuré	Commentaires	Mesuré	Commentaires
Déphasages accordables	148 deg	Différence de phase des contributions dues à l'amplification optique et aux CPO exacerbées par le couplage gain-indice (α CPO). Cela correspond à 180 degrés par composant à haute fréquence.	162 deg	Différence de phase des contributions dues à l'amplification optique et aux CPO excitées paramétriquement (EP – CPO). Maximum 180 degrés par composant.
Bande passante instantanée	-	Pour des applications à bande passante étroite, idéalement monofréquence.	-	Pour des applications à bande passante étroite, idéalement monofréquence.
Fréquence centrale	10 GHz	5 – 40 GHz. A noter qu'à basse fréquence, la suppression de la bande latérale rouge par le filtre optique est difficile.	2,22 GHz	0 – 5,5 GHz, limité par le circuit d'accès électrique du SOA. Avec le même SOA mais avec un circuit d'accès idéal : 16 GHz.
Dynamique SFDR	80 dB/Hz ^{2/3}	Strictement inférieure à la dynamique d'un amplificateur optique de même gain et de même facteur de bruit optique.		
Parallélisme		Sensible à la longueur d'onde du laser.		Indépendant de la longueur d'onde du laser.
Encombrement	1,5 mm	Longueur de la puce	0,75 mm	Longueur de la puce

TABLE IV.4 – **Déphaseurs RF accordables.** La valeur de la SFDR est simulée, les modèles utilisés ayant été validés expérimentalement.

oscillateurs opto-électroniques accordables qui ont été publiés. Notre montage peut encore être optimisé afin d'améliorer sa pureté spectrale. Parallèlement, la plage d'accordabilité pourrait être augmentée d'un facteur 2 ou 3 en réduisant la boucle courte d'un même facteur.

De plus...

L'évaluation des facteurs de mérite des lignes à retards accordables et des déphaseurs RF utilisant les CPO dans les SOAs nous a permis de mettre en évidence les différents mécanismes des CPO dans les semi-conducteurs. Nous avons prêté une attention particulière au rôle du couplage gain-indice et ses conséquences sur la fonction de transfert RF du SOA. De plus, nous avons examiné l'impact des CPO sur le bruit d'intensité et les non-linéarités. L'ensemble de ces analyses nous a conduit à mettre en place un modèle pour les facteurs de mérite des

liaisons opto-hyperfréquences incluant un SOA. Cet outil de simulation est facile à utiliser avec n'importe quel SOA puisqu'un grand nombre de paramètres sont déduits de caractérisations expérimentales simples. Ce travail dépasse le cadre de l'étude des lignes à retards ou déphaseurs RF accordables, et pourra être mis à profit dans d'autres situations, par exemple en radio-sur-fibre.

Perspectives

A présent que nous avons mis en évidence les caractéristiques clés du SOA permettant d'augmenter les retards et la bande passante instantanée (le gain $\bar{g}L$ et la durée de vie des porteurs τ_s), il serait intéressant d'étudier quel design de SOA serait optimal pour cette application. L'évolution de ces lignes à retards accordables devrait bénéficier des progrès futurs des composants semi-conducteurs.

Les SOAs peuvent jouer un rôle clé dans le contrôle des petits retards ajustables. Néanmoins il est alors indispensable que ces retards soient très précis. Pour cela, il serait intéressant d'évaluer le bruit de phase RF (et donc la précision des retards générés par le SOA), d'identifier les mécanismes en jeu et de comprendre les limites fondamentales. De plus, la conversion bruit d'amplitude/bruit de phase mériterait d'être étudiée.

Nous avons montré que les déphaseurs RF basés sur les CPO de forte amplitude permettent de réaliser des déphasages accordables jusqu'à 180 degrés, en utilisant une transition entre deux phénomènes en opposition de phase. L'utilisation de deux transitions successives pourrait permettre d'atteindre 360 degrés d'accordabilité dans le même composant. Ce principe vient d'être démontré par nos partenaires du projet européen GOSPEL dans le cadre des CPO exacerbées par le couplage gain-indice [118]. Différentes pistes peuvent être envisagées dans le cas des CPO excités paramétriquement. L'utilisation en cascade de deux SOAs ayant une durée de vie des porteurs très différente semble en particulier prometteuse.

Enfin, si la physique des CPO en système fermé semble désormais bien connue et maîtrisée, les CPO peuvent encore nous réserver des surprises et de passionnantes études. En effet, l'observation récente par Thomas Lauprêtre, au laboratoire Aimé Cotton, d'un pic supplémentaire dans un système en Λ présentant de l'EIT, pourrait avoir pour origine des CPO dans un système ouvert, bien que la largeur de ce pic soit très inférieure à l'inverse de la durée de vie des populations...

Annexe A

Ligne à retards basée sur la diffusion Brillouin Stimulée

Dans cette annexe, nous présentons les résultats obtenus en collaboration avec l'EPFL et l'Universidad Politecnica de Valencia. Nous avons montré qu'il était possible de réaliser des lignes à retard accordables de 0 à 10 ns, avec une bande passante instantanée de 100 MHz, à une fréquence de 6 GHz par diffusion Brillouin stimulée dans une fibre DSF de 21 km.

Broadband true time delay for microwave signal processing, using slow light based on stimulated Brillouin scattering in optical fibers

Sanghoon Chin,^{1,*} Luc Thévenaz,¹ Juan Sancho,² Salvador Sales,² José Capmany,² Perrine Berger,³ Jérôme Bourderionnet,³ and Daniel Dolfi³

¹Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, STI-GR-SCI-LT Station 11, CH-1015 Lausanne, Switzerland

²iTEAM Institute, Universidad Politécnica de Valencia, 46022 Valencia, Spain

³Thales Research & Technology, 1 av. Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France

*sanghoon.chin@epfl.ch

Abstract: We experimentally demonstrate a novel technique to process broadband microwave signals, using all-optically tunable true time delay in optical fibers. The configuration to achieve true time delay basically consists of two main stages: photonic RF phase shifter and slow light, based on stimulated Brillouin scattering in fibers. Dispersion properties of fibers are controlled, separately at optical carrier frequency and in the vicinity of microwave signal bandwidth. This way time delay induced within the signal bandwidth can be manipulated to correctly act as true time delay with a proper phase compensation introduced to the optical carrier. We completely analyzed the generated true time delay as a promising solution to feed phased array antenna for radar systems and to develop dynamically reconfigurable microwave photonic filters.

©2010 Optical Society of America

OCIS codes: (060.2310) Fiber optics; (070.1170) Analogue signal processing; (290.5900) Scattering, stimulated Brillouin; (060.4370) Nonlinear optics, fibers.

References and links

1. J. Capmany, and D. Novak, "Microwave photonics combines two worlds," *Nat. Photonics* 1(6), 319–330 (2007).
2. R. J. Mailloux, *Phased Array Antenna Handbook* (Artech, 1994).
3. H. Zmuda, and E. N. Toughlian, *Photonic Aspects of Modern Radar* (Artech, 1995).
4. D. Dolfi, P. Joffe, J. Antoine, J.-P. Huignard, D. Philippet, and P. Granger, "Experimental demonstration of a phased-array antenna optically controlled with phase and time delays," *Appl. Opt.* 35(26), 5293–5300 (1996).
5. Y. Liu, J. Yang, and J. Yao, "Continuous true-time-delay beamforming for phased array antenna using a tunable chirped fiber grating delay line," *Photon. Technol. Lett.* 14(8), 1172–1174 (2002).
6. R. W. Boyd, and D. J. Gauthier, "'Slow' and 'Fast' light," E. Wolf, ed., *Progress in Optics* (Elsevier, 2002), Vol. 43, Chap. 6, pp. 497–530.
7. J. Mørk, R. Kjøer, M. van der Poel, and K. Yvind, "Slow light in a semiconductor waveguide at gigahertz frequencies," *Opt. Express* 13(20), 8136–8145 (2005).
8. H. Su, P. Kondratko, and S. L. Chuang, "Variable optical delay using population oscillation and four-wave-mixing in semiconductor optical amplifiers," *Opt. Express* 14(11), 4800–4807 (2006).
9. J. B. Khurgin, and R. S. Tucker, *Slow light: Science and Applications* (CRC Press, 2009).
10. Z. Shi, and R. W. Boyd, "Discretely tunable optical packet delays using channelized slow light," *Phys. Rev. A* 79(1), 013805 (2009).
11. P. A. Morton, and J. B. Khurgin, "Microwave Photonic Delay Line With Separate Tuning of the Optical Carrier," *Photon. Technol. Lett.* 21(22), 1686–1688 (2009).
12. K. Y. Song, M. Herráez, and L. Thévenaz, "Observation of pulse delaying and advancement in optical fibers using stimulated Brillouin scattering," *Opt. Express* 13(1), 82–88 (2005).
13. J. Sancho, S. Chin, M. Sagues, A. Loayssa, J. Lloret, I. Gausulla, S. Sles, L. Thevenaz, and J. Capmany, "Dynamic Microwave Photonic Filter using Separate Carrier Tuning based on Stimulated Brillouin scattering in Fibers," *Photon. Technol. Lett.* in press.
14. L. Thévenaz, "Slow and fast light in optical fibers," *Nat. Photonics* 2(8), 474–481 (2008).
15. M. Nikles, L. Thévenaz, and P. A. Robert, "Brillouin gain spectrum characterization in single mode optical fibers," *J. Lightwave Technol.* 15(10), 1842–1851 (1997).
16. A. Loaysa, and F. J. Lahoz, "Broad-band RF photonic phase shifter based on stimulated Brillouin scattering and single-sideband modulation," *Photon. Technol. Lett.* 18(1), 208–210 (2006).

17. M. González Herráez, K. Y. Song, and L. Thévenaz, "Arbitrary-bandwidth Brillouin slow light in optical fibers," *Opt. Express* 14(4), 1395–1400 (2006).
18. W. Xue, S. Sales, J. Mork, and J. Capmany, "Widely Tunable Microwave Photonic Notch Filter Based on Slow and Fast Light Effects," *Photon. Technol. Lett.* 21(3), 167–169 (2009).
19. M. Sagues, R. García Olcina, A. Loayssa, S. Sales, and J. Capmany, "Multi-tap complex-coefficient incoherent microwave photonic filters based on optical single-sideband modulation and narrow band optical filtering," *Opt. Express* 16(1), 295–303 (2008).

1. Introduction

The development of dynamic photonic delay lines is of major importance for broadband digital and analogue signal processing in communication systems. In particular, optical delay lines are extensively studied for microwave systems such as phased array antennas (PAA), microwave photonic filters (MPF) and arbitrary waveform generators, due to their inherent advantages such as large bandwidth, capability of operation over entire RF frequency with low loss and high delay time-signal bandwidth product [1]. In a broadband PAA, the signal bandwidth reaches typically 10-30% of the microwave central frequency. In the classical phase steering scheme, the far-field pattern of the antenna is altered when the microwave frequency is scanned over such a wide range [2,3]. True-time delay (TTD) networks have thus to be introduced. Similarly, most MPFs rely on discrete-time signal processing using real valued coefficients, which requires the use of tunable optical true time delays.

Among the wide diversity of optical delay line schemes that have been reported over the last few years [4–9], slow and fast light (SFL) has been devised as one potential approach to generate continuously tunable signal delays. However, the apparent perfect true time delay generated by slow light suffers from two major obstacles: nearly finite delay time-signal bandwidth product and strictly limited operating frequency. It means that only modest maximal time delay can be expected at high RF frequencies and the operating frequency is essentially limited by the bandwidth of the induced optical resonance, which prevent its complete implementations for practical applications in microwave photonics.

To overcome these limitations, channelized slow light was theoretically studied to increase the maximal achievable delay for broadband digital signals [10]. But, its configuration is considerably complicated and essentially, it suffers from strict phase matching issues between channels. Recently, a new technique, named separate carrier tuning (SCT), was proposed and theoretically investigated. This architecture predicts that significant improvement for the generation of true time delay can be achieved by separately performing photonic microwave phase shifter and slow light in microresonators [11]. The reported TTD of 200 ps limits the applicability of the microresonators approach to high frequency antennas (typically higher than 50 GHz). However, numerous radar systems have a low operating frequency (down to few GHz for ground-based radars) and therefore require up to 10 ns of TTD. It is known that stimulated Brillouin scattering (SBS) gain resonance induces a dispersion, which corresponds to delays up to few tens of ns, but over a limited bandwidth [12]. SBS is therefore a good candidate for SCT technique when few ns of TTD are targeted. In a previous paper [13], we have experimentally verified the validity of the SCT approach transposed to a SBS delay line, using a fiber Bragg grating for optical carrier phase shifting, in a reconfigurable MPF. In this paper, we present a continuously tunable TTD line, in which both phase compensator and slow light systems are controlled by only stimulated Brillouin scattering in optical fibers. In this configuration, we could readily achieve 2π phase shift in gain or even transparent regimes, so that the amplitude variation of RF output signal accompanied with phase shift could be significantly reduced. Also, the required phase shift could be more precisely adjustable in a continuous manner. A complete analysis of the performances of this tunable TTD line is presented for the development of phased array antenna systems and dynamic microwave photonic filters. In addition, the high flexibility of the system is discussed, in terms of operating frequency and signal bandwidth.

2. Principle

A key to exert an optical control on the group velocity of light signals, namely slow and fast light is the presence of strong dispersion in materials, which can be readily induced by one or multiple complex optical resonances. The process of stimulated Brillouin scattering in optical fibers is the most widely used mechanism to generate spectral resonances since SBS has shown an unprecedented flexibility of spectral tailoring and large potential bandwidth and room-temperature operation at any desired wavelength [14]. SBS is usually described as nonlinear interaction between two counter-propagating optical waves (a strong pump at ν_{pump} and a weak probe wave at ν_{probe}), mediated through an acoustic wave. For a particular spectral spacing between two waves ($\nu_B = \nu_{\text{pump}} - \nu_{\text{probe}}$), fraction of pump light is scattered off into the probe, so that the global effect of the SBS process manifests through a generation of narrow-band gain resonance around $\nu_{\text{pump}} - \nu_B$, resulting in an exponential growth for the probe wave.

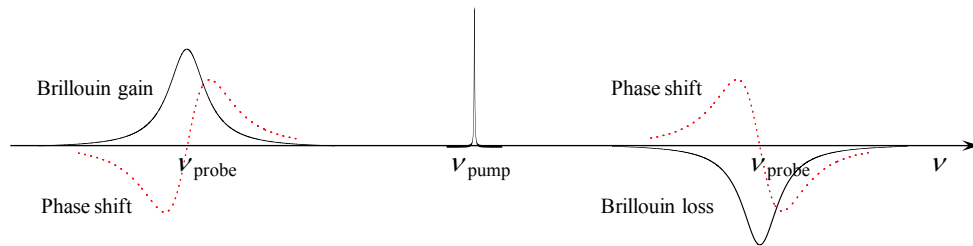


Fig. 1. Brillouin gain and loss resonances and the associated optical phase shifts due to strong dispersion appearing around the resonance.

On the contrary, the energy transfer from the pump to the probe can be assimilated to the generation of a loss resonance as far as the pump wave is concerned. So, by simply swapping the spectral positions of pump and probe, the pump will lead to a spectral absorption centered at the probe frequency $\nu_{\text{pump}} + \nu_B$. Moreover, it is interesting to discuss that a linear transition of phase shift is associated to the SBS process, in the vicinity of gain/loss resonances, as shown in Fig. 1. In general, true time delay (TTD) is simply achieved by setting the optical carrier frequency in the center of the resonances, leading to a constant group delay and linear phase shift with respect to the microwave frequency. However, in principle, this configuration shows a critical limitation because the true time delay generated by the resonance-induced dispersion only applies within the linear zone of the phase shift, which limits the microwave signal frequency to the resonance bandwidth.

Let us now consider a single sideband modulated optical signal comprising an optical carrier at frequency ν_C and a modulation sideband at frequency $\nu_C + \nu_{RF}$. A first spectrally broadened Brillouin pump induces a broadband resonance centered at $\nu_C + \nu_{RF}$. The signal group delay is then given by the slope of the optical phase at $\nu_C + \nu_{RF}$:

$$T_s = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi}{\partial \nu} \bigg|_{\nu_C + \nu_{RF}}. \quad (1)$$

In broadband applications, the RF signal has a finite bandwidth $\Delta \nu_{RF}$ of typically 10-30% of the operating RF frequency ν_{RF} . TTD operation implies a constant group delay over the entire frequency RF range including the carrier and the modulation sideband. Since no information is conveyed in a major part of the large spectral range between the carrier frequency and the modulation sideband centered on the RF signal, TTD operation is simply achieved by calculating the phase shift necessary to make signal and RF group delays match, deduced through the simple expression [11]:

$$T_{RF} = \frac{\phi(\nu_C + \nu_{RF}) - \phi(\nu_C)}{2\pi \nu_{RF}} = - \frac{\phi(\nu_C)}{2\pi \nu_{RF}}, \quad (2)$$

since the phase shift at the center of the Brillouin resonance $\varphi(\nu_c + \nu_{RF})$ is zero. This situation can be effectively realized by separately managing the dispersion properties at the carrier frequency and around the signal bandwidth, as shown in Fig. 2.

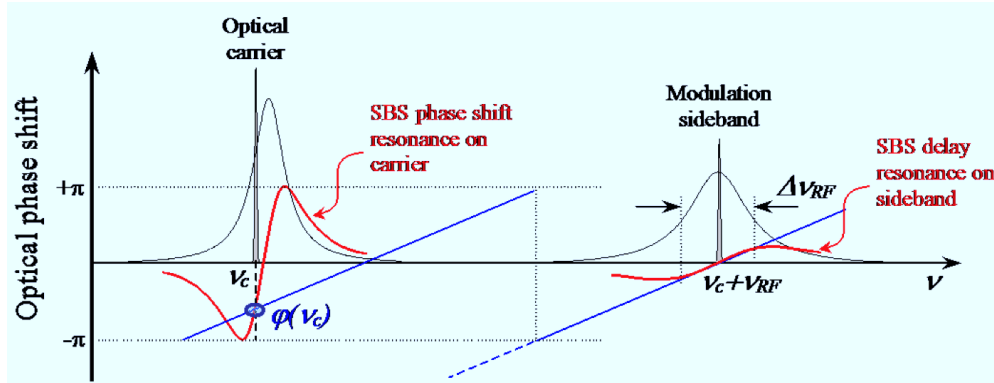


Fig. 2. Principle to correctly operate true time delay over the RF signal bandwidth $\Delta\nu_{RF}$ simply by controlling dispersion properties, separately at carrier frequency and signal bandwidth. ν_c , optical carrier frequency, $\varphi(\nu_c)$, optical phase shift introduced to the optical carrier, ν_{RF} , RF signal microwave frequency.

In our system, a second Brillouin pump generates a narrow-band resonance in the vicinity of the carrier frequency. The phase of the optical carrier is then adjusted to ensure $T_{RF} = T_S$, by simply detuning the central frequency of the resonance with respect to the carrier frequency. As a result, it makes possible to generate correct true time delay for the whole signal bandwidth while dispersion across the entire bandwidth is no longer required unlike typical slow light systems. Also, it must be pointed out that since this optical phase shift is imparted on the carrier, the corresponding phase shift of the electrical signal is therefore constant with respect to the RF frequency. As a consequence, the adjustment of the optical carrier phase $\varphi(\nu_c)$ can be performed modulus 2π . A 360° tunability of the optical carrier is then sufficient to achieve TTD operation. Within the RF bandwidth of interest, this type of TTD generation is conceptually similar to a slow light-based TTD with a dispersion induced by a single broadband resonance centered on ν_c , with FWHM bandwidth of $2\nu_{RF}$. Yet, this new architecture shows two crucial advantages: first, it is independent on the operating RF frequency since the optical resonance can be flexibly displaced at any desired RF frequency; second, it can produce a large TTD with a proper bandwidth at high frequency RF signals since the signal bandwidth of interest is substantially lower than the RF signal frequency.

3. Experimental layout

The schematic diagram of our experimental setup is depicted in Fig. 3, in which two distinct Brillouin slow light systems are basically combined. A 20-km-long dispersion shifted fiber (DSF) was used as a Brillouin gain medium and the Brillouin characteristics of this fiber were measured, showing a Brillouin shift ν_B of 10.73 GHz and an SBS gain bandwidth $\Delta\nu_B$ of 27 MHz. A commercial distributed feedback (DFB) laser diode operating at 1551 nm was utilized as a light source to generate the optical carrier for the microwave signal and two Brillouin pumps using a set of wideband electro-optic modulators (EOM). This way we can obtain high security of stability on spectral distances between the signal and the two Brillouin pumps [15]. The output light was split into two, using an optical coupler. On the signal branch, the light is externally modulated around the operating frequency ν_{RF} (set at 6 GHz) using an electro-optic modulator (EOM) driven by the vector network analyzer (VNA) RF output. The higher frequency sideband was selected by using a fiber Bragg grating (FBG) notch filter. Hereafter this sideband is called RF subcarrier. So, the optical spectrum at the output of the notch filter contains two monochromatic lines, at the carrier frequency ν_c , and at

a frequency around $\nu_c + 6$ GHz. Then this single sideband modulated signal was delivered into the DSF.

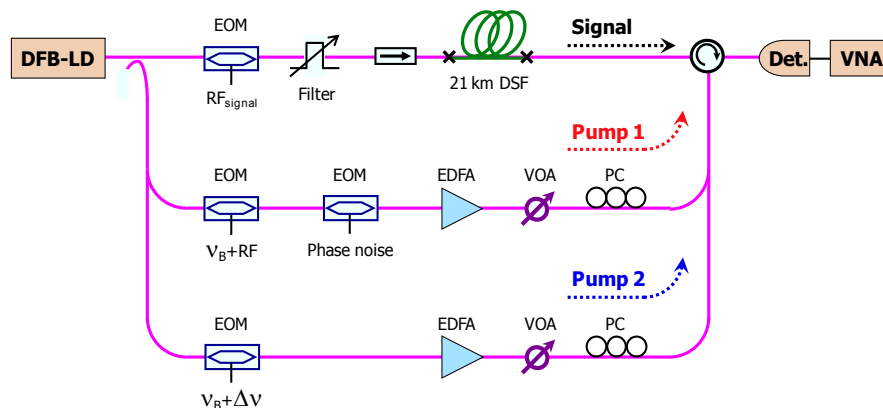


Fig. 3. Schematic diagram of the generation of tunable true time delay, based on separate carrier tuning method. EOM; electro-optic modulator, DSF; dispersion shifted fiber, PC; polarization controller, EDFA; erbium doped fiber amplifier, VOA; variable optical attenuator, VNA; vector network analyzer.

The other branch was also split by two for the generation of two separate Brillouin pumps at different frequencies. The first branch was modulated at $\nu_B + \nu_{RF}$ using an EOM driven by an RF synthesizer, and the carrier was completely suppressed by applying an adequate bias to the EOM. Only the higher frequency sideband was selected using a FBG to be used as Pump 1 and then strongly boosted using an erbium doped fiber amplifier (EDFA) to generate strong dispersion around RF subcarrier, thus producing sufficient group delays for microwave signals. The optical power of Pump 1 was controlled using a variable optical attenuator to precisely adjust the amount of group delay. Moreover, its state of polarization was controlled to match the state of signal polarization before entering into the DSF, so as to maximize the Brillouin interaction. Actually, the optical phase of Pump 1 was externally modulated through an external electro-optic phase modulator in order to broaden its power spectrum. So, the spectral width of Pump 1 in the output of the modulator was simply extended by increasing the amplitude of white noise applied to the phase modulator. The maximal bandwidth of Brillouin resonance we obtained in this experiment (hence, instantaneous signal bandwidth) was 100 MHz, as shown in Fig. 4: it was limited in our set-up due to instrumental issues in terms of available power and bandwidth of the white noise. The amplitude variation of the RF signal was measured while the RF subcarrier frequency was swept in the vicinity of the Brillouin resonance induced by Pump 1, representing the spectral profile of the resonance.

The light from the second branch was also modulated through an EOM, at the RF frequency $\nu_B + \delta\nu$, and the carrier was fully suppressed following the same scheme. The higher and lower frequency sidebands led to Brillouin gain and loss resonances, respectively, shifted by $+\delta\nu$ and $-\delta\nu$ with respect to the Brillouin frequency, with nearly identical depth and spectral shape. Therefore, the amplitude of the carrier remains almost constant since the gain and loss for the carrier is mutually canceled out, while the associated optical phase shift imparted on the carrier is doubled [16]. The carrier to the resonance frequency detuning $\delta\nu$ was then accurately adjusted, within a 15 MHz span, so as to induce the proper phase shift to obtain TTD corresponding to the dispersion slope around RF signal, induced by Pump 1 and applied to the RF signal, as described in section 2.

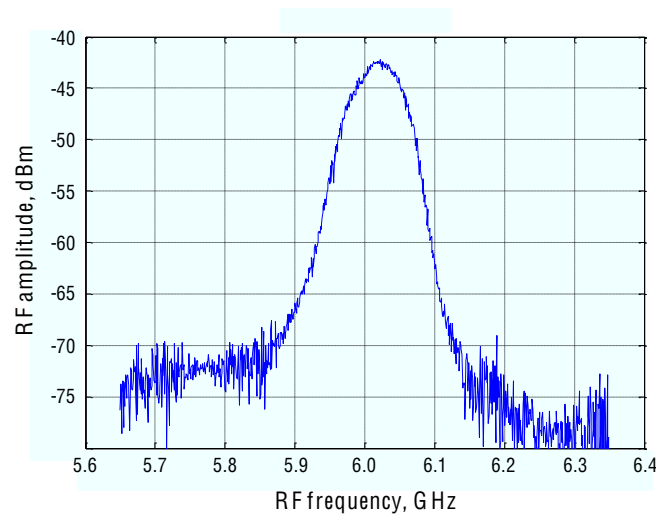


Fig. 4. Variation of the amplitude of RF signal as a function of RF frequency, representing the spectral profile of the effective Brillouin gain resonance induced by Pump 1.

4. Application to phased array antennas and microwave photonic filter

4.1 General implementation

We applied the TTD concepts described in section 2 and 3 for two major microwave photonics applications, namely TTD optically fed phased array antennas and reconfigurable microwave photonic filter. As illustrated in Fig. 5, these two applications are conceptually very close. Indeed, in both systems, an input RF signal $S_i(t)$ is conveyed by the optical carrier and the composite signal is fed to a photonic circuit that first samples the signal in the time

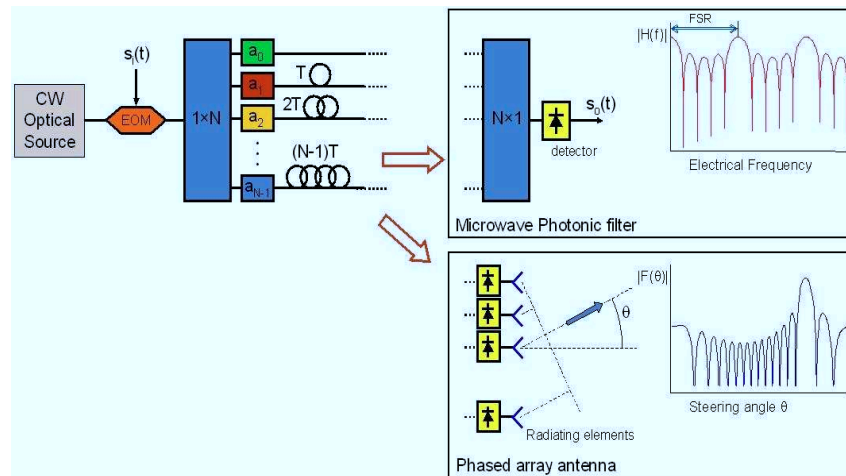


Fig. 5. Layout and transfer functions of generic microwave photonic filters and optically-fed phased array antenna.

domain, using a $1 \times N$ optical coupler and an optical delay lines network, with the delay of the k^{th} line being $k \times T$, where T is referred to the incremental delay T . The sampled signals are

then weighted in phase and amplitude to provide the desired filter impulse response, or antenna far field pattern.

In the case of MWP filter, the samples are recombined and RF converted by means of an optical receiver producing the output RF signal $S_o(t)$. The standard electrical/optical impulse response of the optical processor is represented by an equal time spaced (T) pulse train where pulses implement the filter taps. The electrical frequency response of such structure is given by [1]:

$$H(f) = \sum_{r=0}^N a_r e^{-i(2\pi r\nu T)}, \quad (3)$$

where ν is the signal RF frequency and a_r are the filter complex coefficients, which are implemented by optical components. In particular, these coefficients determine the extinction ratio of a microwave photonics notch filter. The expression above identifies a transfer function with a periodic spectral characteristic and its frequency period is referred to as the filter free spectral range (FSR). The FSR is essentially inversely proportional to the time spacing between adjacent samples in the impulse response ($\text{FSR} = 1/T$). So, dynamic control of T is basically required for the development of dynamically reconfigurable MPF, providing the tunability of FSR of the filter. MPF is usually performed in incoherent regime, in which the coherence length of the used optical source is shorter than T , since any possible optical interference caused by environmental condition such as temperature and mechanical variation can influence the filter impulse response.

In the case of optically-fed phased array antenna employing TTD networks, the N delayed samples are RF converted by N photodiodes to feed N radiating elements. The normalized angular far-field pattern of the radiated electric field, or antenna diagram $F(\theta)$, is given by the Fourier transform of the output electric field [2]:

$$F(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{r=0}^{N-1} a_r e^{-i2\pi r\nu \left(T - \frac{d}{c} \sin \theta \right)}, \quad (4)$$

where θ is the far field angular coordinate and d is the spacing between adjacent radiating elements. The complex coefficients a_r are in this case typically used for side-lobes reduction in the antenna far-field pattern. From Eq. (4), the direction θ_0 of maximum radiated energy can be adjusted by tuning the incremental true time delay T according to:

$$T = \frac{d}{c} \sin \theta_0. \quad (5)$$

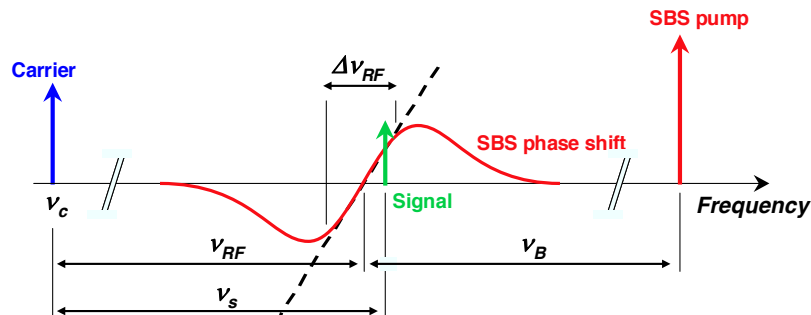


Fig. 6. Schematic diagram of the r^{th} elementary single SBS delay line of the phase arrayed antenna.

4.2 True Time delay line for optically-fed phased array antennas

From the microwave point of view, the true time delay property refers to the ability of a system to apply a pure and distortion-free delay on input RF signals, independently of the RF frequency. An input signal $S_{in}(t)$ then becomes $S_{out}(t) = S_{in}(t-\tau)$ at the output of the TTD element. In the frequency domain, this is equivalently formulated as:

$$S_{out}(\nu) = S_{in}(\nu) \times e^{-i2\pi\nu\tau}, \quad (6)$$

The phase shift experienced by a monochromatic RF signal through a TTD element is therefore not only linearly dependant but actually proportional to the RF frequency. To avoid the beam squint in an optically-fed phased array antennas, i.e. to ensure that the direction θ_0 of maximum radiated energy does not vary with the frequency ν , the phase transfer functions $\phi_r(\nu)$ of the r delay lines of Fig. 5 have to obey [2]:

$$\phi_{r+1}(\nu) - \phi_r(\nu) = 2\pi\nu \frac{d}{c} \sin \theta_0 \Leftrightarrow \phi_r(\nu) = 2\pi r \nu \frac{d}{c} \sin \theta_0 + \phi_0. \quad (7)$$

We now consider an antenna optical feed system using SBS delay lines with only the first Brillouin pump, Pump 1 in section 2, whose gain is centered at $\nu_C + \nu_{RF}$, where ν_C is the optical carrier frequency and ν_{RF} is the central operating RF frequency, as shown in Fig. 6. Through the r^{th} delay line, the RF signal at ν_S then experiences a phase shift $\phi_r(\nu_S)$, which depends linearly on the RF signal frequency in a spectral bandwidth $\Delta\nu_{RF}$ centered on ν_{RF} :

$$\phi_r(\nu_S) = 2\pi(\nu_S - \nu_{RF})\tau_r, \quad (8)$$

where the delay τ_r is defined as:

$$\tau_r = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi_r}{\partial \nu_S} \bigg|_{\nu_S = \nu_{RF}}. \quad (9)$$

The phase shift ϕ_r thus varies linearly with the RF frequency, but with a phase offset $\phi_{0,r}$, which is not constant and varies with the generated delay according to:

$$\phi_{0,r} = -2\pi\nu_{RF} \times \tau_r \quad (10)$$

To figure out the consequences of such varying phase offsets, we consider an incremental Brillouin delay distribution such as $\tau_r = r \times T$. The corresponding antenna diagram $F(\theta)$ is:

$$F(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{r=0}^{N-1} a_r e^{-ir\left(\phi_r - \frac{2\pi\nu_S d}{c} \sin \theta\right)} = \frac{1}{N} \sum_{r=0}^{N-1} a_r e^{-i2\pi r \left(T(\nu_S - \nu_{RF}) - \frac{\nu_S d}{c} \sin \theta\right)}. \quad (11)$$

Then, for a given operating frequency ν_0 , the direction θ_0 of maximum radiated energy is:

$$\sin(\theta_0) = \frac{cT}{d} \frac{\nu_S - \nu_{RF}}{\nu_S} = \frac{\nu_S - \nu_{RF}}{\nu_S} \times \sin(\theta_0)_{TTD}, \quad (12)$$

where $\sin(\theta_0)_{TTD}$ stands for the true time delay situation with a constant phase offset (Eq. (4)). When $\nu_{RF} = 0$, i.e. when the Brillouin gain is centered on the optical carrier, one retrieves the TTD situation. However, the operating frequency ν_{RF} is limited by the SBS bandwidth to few tens of MHz. Otherwise, first, the scanning angle θ_0 will depend on ν_S (beam squint) and second, when compared to a true time delay system, typically hundred times larger delays will be required to provide the same steering angle θ_0 . Indeed, ν_{RF} is typically in the few GHz range and $\nu_{RF} \sim \nu_S$ in the few tens of MHz range (limited by SBS bandwidth).

As described in section 2, the separate carrier tuning (SCT) technique avoids these problems. Indeed, by tuning the phase of the optical carrier, using here an additional Brillouin system, the phase of the complex coefficients a_r in Eq. (11) can be adjusted to compensate for

the phase offset variation described by Eq. (10). The resulting antenna diagram is thus finally given by the TTD expression of Eq. (4).

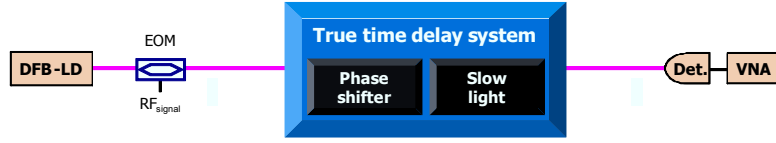


Fig. 7. Schematic setup of an elementary SCT-SBS true time delay line.

4.2.1 Experimental results

According to the setup in Fig. 7 (see a more detailed description in section 3), we implemented an elementary SBS delay line based on separate carrier tuning technique. The DFB laser emitting at 1551 nm is externally modulated by an electro-optic modulator, driven by the RF signal to be delayed. After detection, the output RF signal phase transfer function is measured using a vector network analyzer (VNA). As described in section 2, the SCT setup basically consists in two Brillouin systems: a SBS-based phase shifter [16], which is responsible for tuning the carrier phase shift; a SBS-based delay line, which controls the microwave subcarrier delay by changing the SBS pump power. According to the above discussion, the electrical phase transfer function of the SCT setup is:

$$H(\nu) = e^{-i\phi_c} \times e^{-i(2\pi\nu\tau + \phi_{\text{offset}}(\tau))}, \quad (13)$$

where ϕ_c is the carrier phase shift, τ is the generated RF signal delay, and ϕ_{offset} the associated phase offset, described in Eq. (10).

Figure 8(a) shows the phase of the detected RF signal as a function of the RF frequency while the optical carrier phase shift is tuned using the SBS-based phase shifter. The pump power of the SBS delay line is fixed, corresponding to a 10 ns delay. 2π phase tunability is obtained, which is an essential requirement to compensate any value of ϕ_{offset} . On another hand, Fig. 8(b) shows a similar measurement for a fixed optical carrier phase shift while the pump power of the SBS delay line is varied. The SBS gain spectrum is centered at 6.02 GHz above the optical carrier frequency. For each pump power, the measured phase shift exhibits a linear variation with respect to the RF frequency from 5.955 GHz to 6.075 GHz, showing a bandwidth of 100 MHz. Within this bandwidth, the delay as defined by Eq. (9)

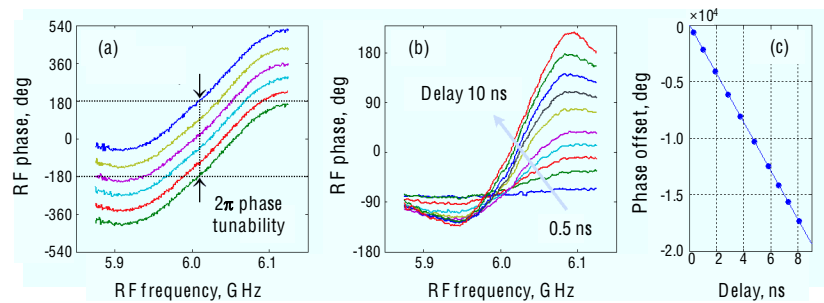


Fig. 8. (a) Fixed RF signal delay, and tuning of the optical carrier phase shift: 2π phase tunability is achieved. (b) Fixed optical carrier phase shift and tuning of the RF signal delay from 0.5 to 10 ns and (c) associated phase offset as a function of the delay.

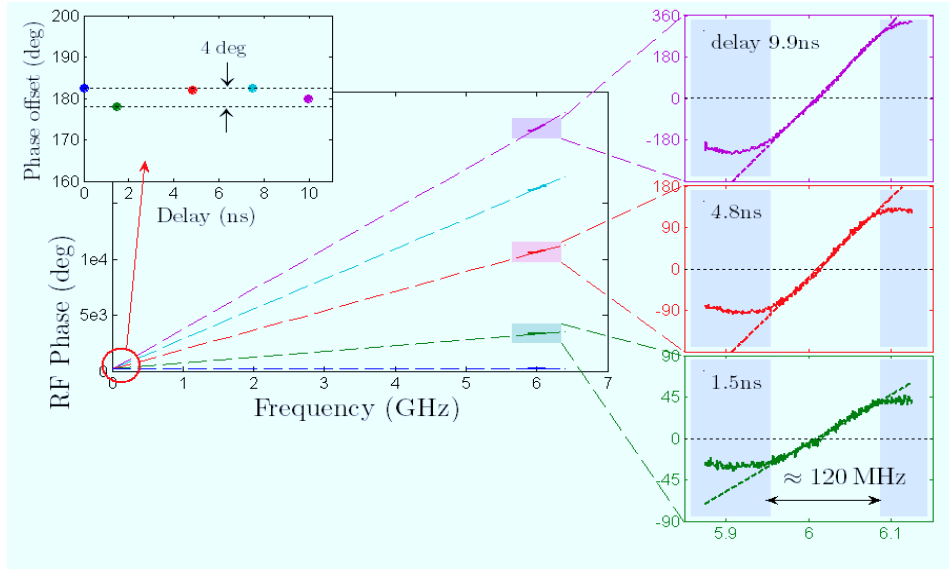


Fig. 9. SBS-SCT based true-time delay line. For delays from 0.03 to 9.9 ns, the optical carrier phase shift is adjusted to ensure a constant extrapolated phase offset at the origin of RF frequencies (top inset). A 100 MHz instantaneous bandwidth is obtained.

varies from 0.5 to 10 ns while the SBS pump power is increased. Figure 8(c) shows the phase offset as a function of the applied delay corresponding to Fig. 8(b) data. For true time delay operation, the optical carrier phase shift has then to be adjusted for each delay in order to finally obtain a constant phase offset with respect to the delay.

Figure 9 shows the experimental validation of this concept for delays of 0.03, 1.5, 4.8, 7.5 and 9.9 ns. On the central figure, we plotted the measured phases plus an integer number n times 2π , where n is defined as:

$$\phi_{offset}(\tau) = \text{mod}(\phi_{offset}(\tau)) - n \times 2\pi, \quad (14)$$

where mod is the modulus 2π function. The RF phase curves are plotted versus the RF frequency, and the linear regions of the phase curves have been extrapolated down to the origin of frequencies. The right insets show zooms of the phase measurements within the Brillouin spectral bandwidth for delays of 1.5, 4.8 and 9.9 ns. On the top inset, we plotted the residual phase offset after compensation by the SBS-based phase shifter. For all delays, the phase offset is equal to $180^\circ \pm 2^\circ$. The SCT delay line therefore operates as a TTD element, providing a tuneable TTD up to 10 ns, within an instantaneous RF bandwidth of 100 MHz. The operating frequency of 6 GHz was in our case limited by equipment availability, but the SBS-based SCT technique can be in principle applied at any operating frequency.

4.2.3 Antenna performances extrapolation and discussion

We consider a typical phased array antenna with 32×32 radiating elements and operating at the central frequency ν_{RF} . The spacing between adjacent elements d is half of the microwave period. The maximum required true-time delay τ_{max} for a $\pm 45^\circ$ scanning is then 15 microwave periods, which is $15/\nu_{RF}$ [4]. Most radars operate between 2 and 20 GHz, which corresponds to maximum required delays, typically ranged from 1 to 10 ns. In the SBS-SCT system described above, we obtained a maximum delay of 10 ns for a Brillouin pump power of 110 mW with a spectral broadening of the pump that gives an instantaneous bandwidth $\Delta\nu_{RF}$ of 100 MHz. By further broadening the pump spectrum, $\Delta\nu$ can be enlarged, but the maximum delay will decrease accordingly, with $\Delta\nu_{RF} \times \tau_{max}$ approximately constant [17]. As a result, in

an optimized setup, in which the pump spectrum has been broadened to its maximum, but still providing $\tau_{max} = 15/v_{RF}$, one has:

$$\Delta v_{RF} \times \frac{15}{v_{RF}} = 10 \text{ ns} \times 120 \text{ MHz} \Leftrightarrow \frac{\Delta v_{RF}}{v_{RF}} = 8\%. \quad (15)$$

The relative instantaneous bandwidth $\Delta v_{RF}/v_{RF}$ of the optimized system therefore does not depend on the operating frequency and remains 8%. It can eventually be further increased using higher pump powers for broadband radar applications, in which $\Delta v_{RF}/v_{RF}$ of 10-20% is required. Figure 10 represents the simulated antenna diagrams for an optically-fed phased array antenna comprising 32×32 SCT-based SBS delay lines as described in section 4.2.2. The operating frequency is 6.025 GHz and the signal bandwidth is 8%, according to Eq. (15). The maximum delay required for $\pm 45^\circ$ scanning is calculated as 2.5 ns.

Figure 10(a) illustrates the situation that only SBS optical carrier phase shift is performed. The phase shift between adjacent radiating elements is then constant versus microwave frequency. It results in a detrimental variation of the scanning direction within the RF signal bandwidth (beam squint) [2]. On another hand, Fig. 10(b) shows the case, in which the SBS delay is solely applied using the SBS gain centered on the microwave subcarrier. In this case, each delay line actually produces a phase shift linearly dependent on the RF frequency according to Eqs. (8) to (12), but with a phase offset that varies from one delay line to another one. As a consequence, the scanning angle is reduced close to zero (see Eq. (12)), and also a critical beam squint is observed. Finally, Fig. 10(c) shows the SCT technique, in which the same incremental delays as shown in Fig. 10(b) are produced by the Brillouin gain centered on the microwave subcarrier, but the phase offsets are compensated by the optical carrier phase shifting. This configuration leads to a beam squint-free antenna diagram, so all RF frequency components compounding of the signal are steered in the same direction. The $\pm 2^\circ$ fluctuation of the phase offset observed in our experiment was taken into account in our simulation as a random offset distribution. However, it is clearly seen that it does not generate any critical increase of side lobes, when compared to an ideal TTD system.

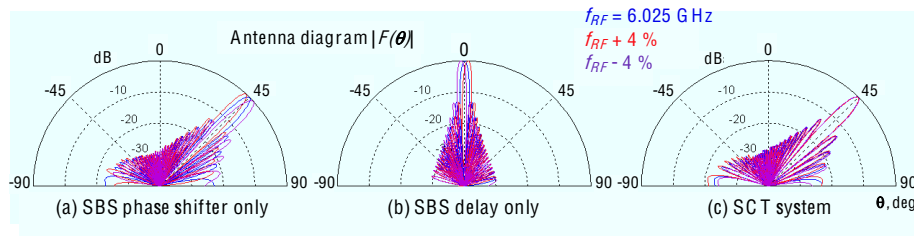


Fig. 10. Simulated antenna diagrams for 32×32 radiating elements and SBS based delay lines. (a): Use of SBS optical carrier phase shift only; (b): use of SBS delay only; (c) use of separate carrier tuning technique for true time delay lines. The RF frequency v_{RF} is 6.025 GHz (in blue), $v_{RF} + 5\%$ (in red), and $v_{RF} - 5\%$ (in magenta).

4.3 Microwave photonic filter

In a multi-tap complex coefficient filter, the separate carrier tuning technique enables to independently adjust the elementary delay T between adjacent filter branches, and the phase of the complex coefficients a_r . Then, as T becomes αT , a homothetic transformation of the filter spectral response is obtained, corresponding to a FSR change:

$$H'(\nu) = \sum_{r=0}^{N-1} a_r e^{-2j\pi r(\alpha\nu)T} = H(\alpha\nu). \quad (16)$$

On another hand, when the complex coefficients are changed by shifting the optical carrier phase by $\varphi(\nu_c)$:

$$a_r \rightarrow a_r \times e^{ir\phi(v_c)}, \quad (17)$$

then the filter response is translated in the frequency domain by $\phi/(2\pi T)$:

$$H'(v) = \sum_{r=0}^{N-1} a_r e^{ir\phi(v_c)} e^{-2i\pi r v T} = \sum_{r=0}^{N-1} a_r e^{-2i\pi r \left(v - \frac{\phi(v_c)}{2\pi T} \right) T} = H\left(v - \frac{\phi(v_c)}{2\pi T}\right). \quad (18)$$

The filter is then fully reconfigurable: its FSR can be changed (Eq. (16)), and the spectral origin of the FSR change can be adjusted (Eq. (18)).

4.3.1 Filter implementation

Figure 5 depicts the basic configuration of notch-type incoherent microwave photonic filter, which yields a periodic notch response. The experimental setup of SBS-based tunable MPF is illustrated in Fig. 11. We used two distinct DFB lasers, which are mutually incoherent. So, the minimal time delay T in the filter is naturally not limited by the coherence length of the laser, hence it makes possible to obtain a higher FSR for the filter. Furthermore, the spectral distance between two lasers were properly adjusted at 150 GHz, so that we can avoid any signal distortion, possibly caused by the beating frequency between two lasers. Light outputs from the two lasers were fed to an EOM and modulated at desired RF frequency, which is subject to be filtered. They propagated through differential optical path and only one signal was delivered to the tunable true time delay system, based on stimulated Brillouin scattering as previously described in Section 3. Then they were recombined to mutually interfere and the amplitude and phase of RF signal was monitored by a vector network analyzer to analyze characteristics of the RF filter transfer function.

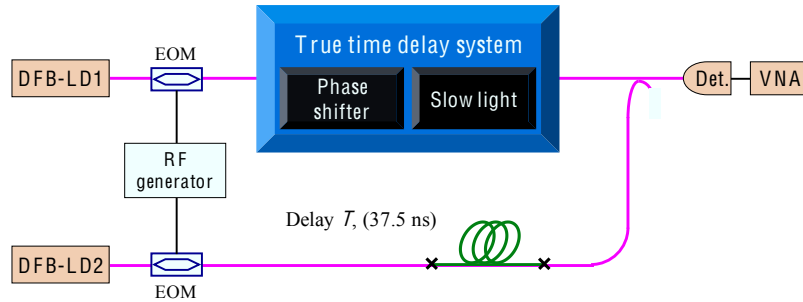


Fig. 11. Experimental layout of dynamically reconfigurable microwave photonic filter, based on stimulated Brillouin scattering in fibers.

4.3.2 Experimental results

The RF subcarrier frequency was swept in the vicinity of the Brillouin resonance and the amplitude and phase RF signal after propagating through the Brillouin gain medium was measured as a function of RF frequency, as shown in Fig. 12. It is clearly observed that the microwave phase has a linear dependence on shift as a function of RF frequency, with a bandwidth of 100 MHz and moderate amplitude change of 4 dB. The corresponding phase shift of the microwave signal with respect to the RF frequency within a 100 MHz range is also illustrated. There is a linear phase change and also a moderate change in the Brillouin gain. It is very important for the MPF to control not only the TTD, but also the amplitude coefficients of the filter, i.e. a_1 or a_2 . To implement the TTD, a linear phase slope is required. In this case,

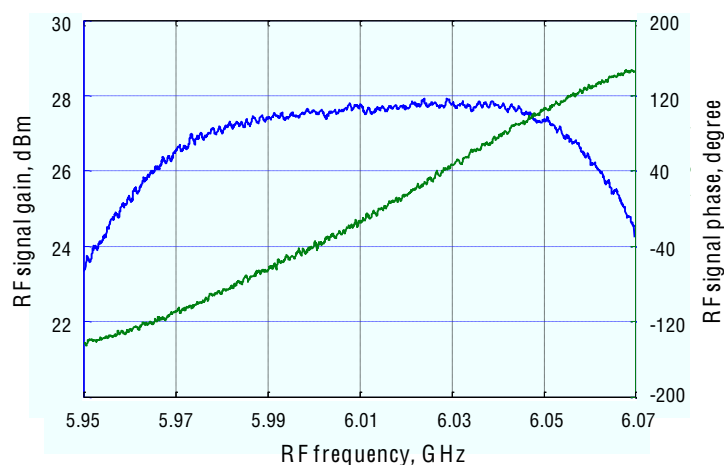


Fig. 12. SBS gain profile within RF signal bandwidth and the associated linear phase shift.

the maximum achievable TTD value over the 100 MHz span is 7 ns. This delay can be tuned by changing the optical power of the Brillouin pump signal.

To check the filter tunability, we first measured the effect of a pure phase shift on the optical carrier by recording the filter spectral transfer function. In this case, it corresponds to a complex-valued two-coefficient MPF [1,18,19]. Figure 13 displays the frequency response of the filter obtained with the SBS pump turned on and thus a fixed TTD, preserving the free spectral range. In this figure, continuous tunability was demonstrated as the phase of the lower-coefficient tap is modified by tuning the carrier phase shift using SBS-based phase shifter. Experimental measurements (symbols) have excellent agreements with theoretical calculations (dashed lines). The observed small deviations of the RF response from the ideal behavior are attributed to the non-completely flat phase response generated by SBS system. It must be considered that a noise source is used to broaden the Brillouin gain, resulting in small deviations from the Gaussian gain shape and thus in phase fluctuations.

It must be pointed out that the central frequency of the notch filter is tuned while maintaining the shape of the transfer function unaltered, since the true time delay between the arms of the MPF is fixed. The maximum achievable phase shift is greater than 360° , which leads to a continuously full tuning range of the filter response. This technique can be implemented to obtain a RF frequency-independent phase shift; in our case, the filter central frequency is practically limited by our instrumentation.

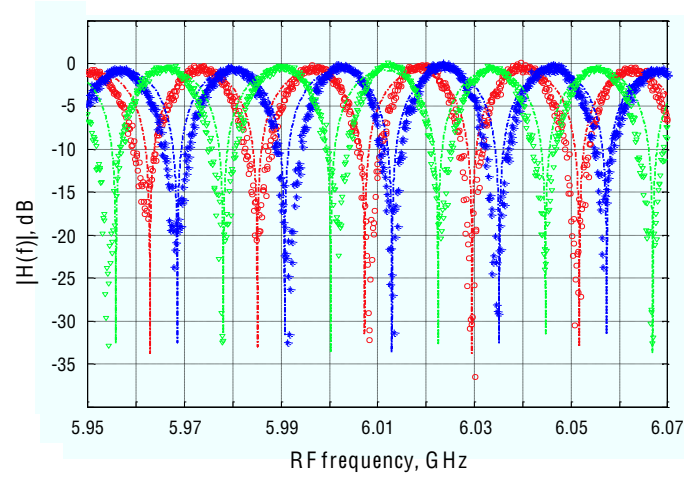


Fig. 13. Measured (symbol) and simulated (dashed line) filter frequency response (a) tuning the carrier phase shift for 110 mW Brillouin pump power.

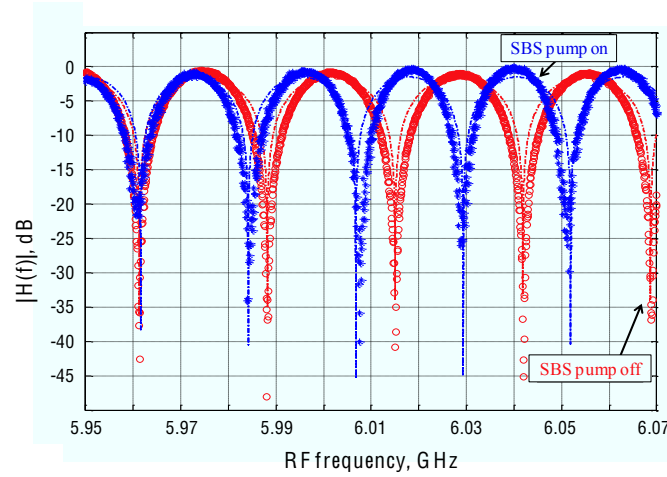


Fig. 14. Measured (symbol) and simulated (dashed line) frequency response of MPF with (red) and without (blue) Brillouin pump power at 110 mW.

To get the tunability of the free spectral range, we implemented a SBS-based tunable delay in one of the branches. The two branches of the MPF have a path imbalance of 7.5 m, corresponding to $T_0 = 37.5$ ns and resulting in a FSR of 26.7 MHz. TTD can be generated using the SCT technique, which must lead to a different spectral response of the MPF, since its FSR will change upon tuning the delay. Figure 14 confirms that the FSR of the filter changes when the pump is applied. When a 110 mW pump power is launched into the higher branch of the MPF, SBS generated a delay of about 7 ns at 6 GHz with 100 MHz bandwidth. This means that the FSR will be decreased down to 22.5 MHz, which corresponds to a 20% FSR reduction. The SBS-based phase shifter is then used to maintain a notch position at a given frequency. Indeed, according to Eq. (3) and (8), the frequency response of the 2-tap notch filter is given by:

$$H(\nu) = \cos^2 \left(\frac{\phi(\nu_c)}{2} - \pi \nu T_0 - \pi (\nu - \nu_{RF}) T \right), \quad (19)$$

where ν_{RF} is the RF central frequency (6.015 GHz in our case). A notch can then be positioned at any arbitrary frequency ν_{notch} provided that the optical carrier phase shift $\phi(\nu_c)$ satisfies:

$$\phi(\nu_c) = \text{mod}(\pi + 2\pi\nu_{notch}T_0 + 2\pi T(\nu_{notch} - \nu_{RF})), \quad (20)$$

where mod is the modulus 2π function. In our particular case illustrated in Fig. 14, 302.4° of carrier phase compensation were required to fix a notch position at 5.967 GHz. A reconfigurable notch filter with more than 30 dB extinction ratio has finally been achieved, showing an excellent agreement with theoretical prediction from Eq. (3).

6. Conclusion

In this paper, we experimentally demonstrated that Brillouin slow light elements offer novel and outstanding capabilities in microwave photonics systems, particularly thanks to an innovative all-optical tuneable true-time delay line based on separate carrier tuning technique. We implemented two SBS systems to separately manage the dispersion characteristics at the optical carrier and RF subcarrier frequencies. A TTD continuously tuneable from 0 to 10 ns is achieved, with a 100 MHz instantaneous bandwidth, and at an operating frequency of 6 GHz. However, it must be pointed out that this technique has no physical limitation on operating RF frequency since the Brillouin resonance can be positioned at any desired RF frequency. In addition, Brillouin systems can provide a signal bandwidth up to 12 GHz with high flexibility, which can allow us to operate the system at higher RF frequencies up to 150 GHz as far as 8% relative bandwidth is concerned. By extrapolating the performances of this setup used in a potential phased array antenna feeding system, we showed that SCT technique meets the requirements for $\pm 45^\circ$ scanning at any operating frequency and with an instantaneous bandwidth of 8%. Besides, we experimentally demonstrated the implementation of the SBS-based SCT technique in a reconfigurable microwave photonic notch filter operating around 6 GHz. The tunable TTD induced in our setup allowed a 20% tunability of the FSR of the filter, and the optical carrier phase shifting then enabled to control the origin of the FSR variation, matching the reference frequency. Therefore, we believe that this technique can show the high suitability and key role of slow light for microwave photonics applications.

Moreover, SCT-SBS true time delay offers simultaneously a continuously tunable time delay and amplitude/phase control while other reported photonic TTD devices provide either continuous delay without amplitude/phase control [5], or discrete delays and phase control [4]. It means that more sophisticated beam forming can be realized with side-lobe reduction and no additional complexity of the system. However, the scalability of this system in terms of required optical power might act as a critical limitation in practical implementations.

Acknowledgements

We acknowledge the support from the Swiss National Science Foundation through project 200020-121860 and the support from the European Union FP7 project GOSPEL.

Annexe B

Mesure de la fonction de transfert RF d'un composant optique en utilisant un VNA

Dans cette annexe, nous expliquons comment mesurer la réponse RF d'un composant optique en utilisant un analyseur de réseau vectoriel (VNA). Le VNA est conçu pour mesurer les paramètres S d'un dispositif hyperfréquence. Commençons donc par définir les paramètres S .

B.1 Paramètres S d'un dispositif hyperfréquence à 2 ports

Les paramètres S ¹ sont utilisés en hyperfréquences, en électricité ou en électronique pour décrire le comportement électrique de réseaux électriques linéaires en fonction des signaux d'entrée.



FIGURE B.1 – Composant à 2 ports. Pour chaque port i , on définit les ondes incidente a_i et réfléchie b_i . On désigne par DUT (Acronyme venant de l'anglais *Device Under Test*) le dispositif hyperfréquence à l'étude.

On modélise un dispositif hyperfréquence par un ensemble de “ports”. Chaque port correspond à une ligne de transmission d'un mode propagatif d'un guide d'onde. Lorsque plusieurs modes se propagent dans une ligne, on définit alors autant de ports que de modes propagatifs. Nous considérons ici un dispositif à deux ports. Pour chaque port i , on définit les ondes de puissance incidente a_i et réfléchie b_i (voir la figure B.1). a_i et b_i représentent les tensions complexes normalisées incidentes et réfléchies, et peuvent être mesurées en fonction de la tension V_i et de

1. Venant de l'anglais *Scattering parameters*.

l'intensité I_i de chaque port i :

$$a_1 = \frac{V_1 + Z_0 I_1}{2\sqrt{Z_0}}, \quad (\text{B.1})$$

$$b_1 = \frac{V_1 - Z_0 I_1}{2\sqrt{Z_0}}, \quad (\text{B.2})$$

$$a_2 = \frac{V_2 + Z_0 I_2}{2\sqrt{Z_0}}, \quad (\text{B.3})$$

$$b_2 = \frac{V_2 - Z_0 I_2}{2\sqrt{Z_0}}, \quad (\text{B.4})$$

avec Z_0 l'impédance caractéristique des lignes, qui est positive et réelle. On suppose qu'elle correspond à l'impédance de référence de tous les ports. Le sens positif du courant est celui entrant dans le dispositif à l'étude (que ce soit pour le port 1 ou 2).

Les paramètres S relient les ondes incidentes avec les ondes réfléchies par les ports du dispositif, et peuvent s'écrire sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{11} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (\text{B.5})$$

L'élément S_{ij} de la matrice est déterminé en induisant une onde incidente a_j sur le port j et en mesurant l'onde réfléchie b_i sur le port i . Toutes les autres ondes incidentes sont égales à 0, c'est-à-dire que tous les ports doivent être terminés avec une charge adaptée pour éviter les réflexions. Ainsi, les paramètres S s'écrivent :

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1}, \quad (\text{B.6})$$

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1}, \quad (\text{B.7})$$

$$S_{12} = \frac{b_1}{a_2}, \quad (\text{B.8})$$

$$S_{22} = \frac{b_2}{a_2}. \quad (\text{B.9})$$

S_{ii} correspond donc au coefficient de réflexion mesuré sur le port i lorsque les autres ports éventuels sont déterminés par des charges adaptées, et S_{ij} correspond au coefficient de transmission entre le port i et le port j lorsque les autres ports éventuels sont déterminés par des charges adaptées.

En particulier S_{21} représente le coefficient de transmission directe quand la sortie est adaptée. Lorsque le dispositif considéré est un amplificateur, S_{21} correspond donc au gain complexe du dispositif. $|S_{21}|$ est simplement le rapport des tensions sortante et entrante.

Le gain RF (scalaire) G_{RF} , correspondant au ratio des puissances RF sortante et entrante, s'écrit donc :

$$G_{RF} = |S_{21}|^2. \quad (\text{B.10})$$

On définit la phase RF introduite par le dispositif à l'étude par :

$$\phi_{RF} = \arg(S_{21}). \quad (\text{B.11})$$

B.2 Mesure de la réponse RF d'un composant optique par un VNA

Un VNA permet de mesurer les paramètres complexes S en fonction de la fréquence RF. Ils sont souvent utilisés pour caractériser des amplificateurs ou des filtres RF. Nous avons principalement utilisé un VNA allant 40 kHz à 60 GHz.

Un VNA est constitué de trois parties différentes :

1. Un générateur RF qui délivre le signal.
2. Un module de test qui coordonne l'émission du signal RF sur le port i et la réception du signal RF sur le port j , suivant le paramètre S_{ji} mesuré.
3. Un module de réception/détection, qui mesure à la fois l'amplitude et la phase du signal. Cela requiert donc un canal de référence pour déterminer la phase. Un VNA nécessite donc deux détecteurs. La phase peut être mesurée avec un détecteur en quadrature.

Avant toute série de mesure, une calibration est nécessaire afin de garantir la précision et la répétabilité des mesures.

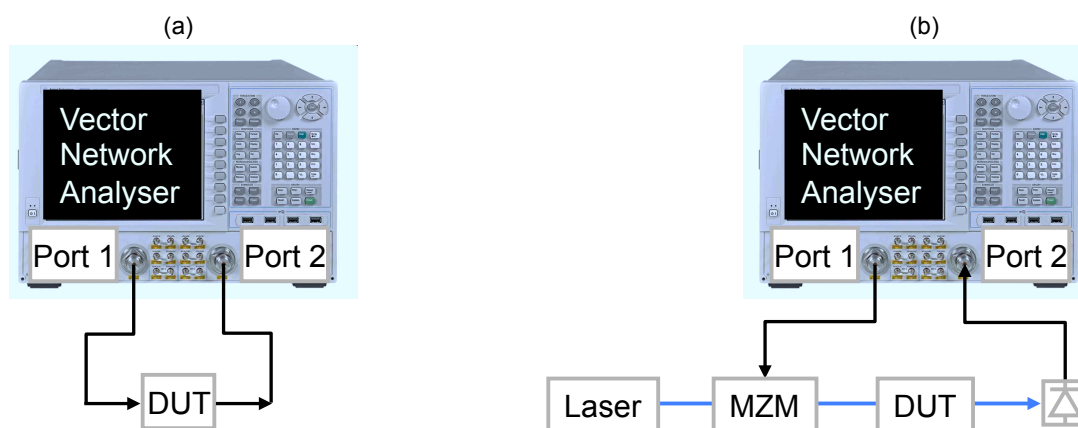


FIGURE B.2 – (a) Mesure des paramètres S d'un composant électrique par un VNA.
(b) Mesure de la réponse RF d'un composant optique par un VNA.

Pour mesurer les paramètres S d'un composant électrique, il suffit de le connecter au VNA à l'aide de câbles calibrés (voir figure B.2(a)).

Par contre, pour mesurer la réponse RF d'un composant optique, quelques précautions sont nécessaires. Les ports du VNA sont connectés à l'entrée du modulateur et à la sortie de la photodiode à l'aide de câbles calibrés (voir figure B.2(b)). Dans cette configuration, le VNA mesure la réponse RF de la liaison opto-hyperfréquence dans sa totalité. Afin de mesurer la réponse RF d'un composant optique de la liaison, il est nécessaire de réaliser au préalable une référence en remplaçant, idéalement, le composant à l'étude par un dispositif de gain nul, et de même longueur optique.

Annexe C

Modèle semi-classique du bruit d'un amplificateur optique

Dans cette annexe, nous détaillons les calculs du modèle semi-classique du bruit d'intensité additif d'un amplificateur optique dans le cas où le gain est uniforme sur toute la bande passante.

C.1 Définitions et notations

Dans le modèle semi-classique du bruit d'amplificateur optique, l'amplificateur optique est composé d'une source de bruit quantique et d'un amplificateur idéal (cf. figure III.22). On considère que la source quantique émet un bruit blanc de densité spectrale de puissance ρ_{in}^{SE} . De plus, on considère l'émission spontanée comme une somme de signaux monochromatiques incohérents. Le champ total¹ $\check{\mathcal{E}}_{in}(t)$ à l'entrée de l'amplificateur idéal s'écrit donc :

$$\check{\mathcal{E}}_{in}(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{P_{in}^{laser}} e^{i\omega_0 t} + \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\rho_{in}^{SE} \delta\omega} \sum_{k=-M}^M e^{-i(\omega_0 + k\delta\omega)t - i\Phi_k} + c.c., \quad (C.1)$$

avec $2M = B_{opt}/\delta\omega$. “c.c.” désigne le complexe conjugué, et Φ_k une phase aléatoire.

La photodiode permet de convertir la puissance du champ $\check{\mathcal{E}}_{out}(t)$ sortant de l'amplificateur en un courant $i(t)$:

$$i(t) = \mathcal{R}_{ph} < |\check{\mathcal{E}}_{out}(t)|^2 >, \quad (C.2)$$

$< >$ indique une moyenne temporelle pour les fréquences optiques (de l'ordre de 200 THz) qui sont très supérieures à la bande passante de la photodiode (en pratique de l'ordre de quelques dizaines de GHz). Dans le calcul qui suit, nous effectuerons la moyenne temporelle sur les fréquences optiques (en $\omega_0, 2\omega_0$), mais nous ne limiterons pas la bande passante de la photodiode.

Les spectres optiques des champs $\check{\mathcal{E}}_{in}$ et $\check{\mathcal{E}}_{out}$ sont respectivement illustrés sur les figures III.23(a) et (b) dans le cas où le gain est considéré comme uniforme.

Le courant $i(t)$ issu de la conversion de la puissance du champ $E_{out}(t)$ sortant de l'amplificateur, est composé de trois termes : le battement spontané-spontané (noté “Sp-Sp”), le

1. Le champ $\check{\mathcal{E}}$ est défini tel que $P_{opt}(t) = < |\check{\mathcal{E}}(t)|^2 >$ au niveau de la photodiode.

battement porteuse-spontané (noté “P-Sp”), et la battement porteuse-porteuse (noté “P-P”). Nous nous intéressons ici au calcul des battements Sp-Sp et P-Sp.

C.2 Le battement P-Sp

Les fluctuations $\delta i_{P-Sp}(t)$ associées au battement P-Sp s'écrivent :

$$\begin{aligned} \delta i_{P-Sp}(t) &= 2 \mathcal{R}_{ph} \frac{1}{2} G \sqrt{P_{in}^{laser}} \sqrt{\rho_{in}^{SE}} \delta \omega < \sum_{k=-M}^M (e^{-i\omega_0 t} + c.c.) (e^{-i(\omega_0 + k\delta\omega)t - i\Phi_k} + c.c.) >, \\ &= 2 \mathcal{R}_{ph} \frac{1}{2} G \sqrt{P_{in}^{laser}} \sqrt{\rho_{in}^{SE}} \delta \omega \sum_{k=-M}^M e^{-ik\delta\omega t - i\Phi_k} + c.c., \end{aligned} \quad (C.3)$$

avec Φ_k une phase aléatoire. Le spectre optique de ce battement est illustré sur le graphe de gauche de la figure III.24(b). Le terme à la fréquence Ω correspond donc à la somme incohérente du battement entre la porteuse et la composante spectrale situé à $\omega_0 - \Omega$ et du battement entre la porteuse et la composante spectrale située à $\omega_0 + \omega$ (les deux battements ont une phase aléatoire). D'après les équations (III.25) et (C.6), la densité spectrale de bruit $S_{P-Sp}(\Omega)$ associée au battement P-Sp s'écrit donc :

$$S_{P-Sp}(\Omega) = 2 \mathcal{R}_{ph}^2 P_{in}^{laser} \rho_{in}^{SE} (G^2 + G^2), \quad (C.4)$$

soit :

$$\boxed{S_{P-Sp} = 4 \mathcal{R}_{ph}^2 G^2 P_{in}^{laser} \rho_{in}^{SE}.} \quad (C.5)$$

C.3 Le battement Sp-Sp

Les fluctuations $\delta i_{Sp-Sp}(t)$ associées au battement Sp-Sp s'écrivent :

$$\begin{aligned} \delta i_{Sp-Sp}(t) &= \mathcal{R}_{ph} G \frac{1}{2} \rho_{in}^{SE} \delta \omega < \left(\sum_{k=-M}^M e^{-i(\omega_0 + k\delta\omega)t - i\Phi_k} + c.c. \right)^2 >, \text{ (sans le terme constant)} \\ &= 2 \mathcal{R}_{ph} G \frac{1}{2} \rho_{in}^{SE} \delta \omega \sum_{k=-M}^M \sum_{j=-M}^M e^{-i(k-j)\delta\omega t + i(\Phi_k - \Phi_j)} + c.c., \text{ avec } k \neq j \\ &= \mathcal{R}_{ph} G \rho_{in}^{SE} \delta \omega \sum_{l=-(2M-1)}^{2M-1} \sum_m e^{-i(l\delta\omega t + \Phi_l)} + c.c., \text{ avec } l \neq 0 \end{aligned} \quad (C.6)$$

La deuxième somme étant pour m tel que ω_m et $\omega_m + l\delta\omega \in B_{opt}$. Φ_l est une phase aléatoire. Le spectre optique de ce battement est illustré sur le graphe de gauche de la figure III.24(a). Le terme à la fréquence Ω correspond donc à la somme incohérente de tous les battements entre les composantes spectrales de l'ASE espacées de la fréquence Ω . Dénombrons ces battements en fonction de la fréquence Ω :

Fréquence	Nombre de termes
$-(2M - 1) \delta\omega$	1
.	.
.	.
.	.
$-l \delta\omega$	$2M - l$
.	.
.	.
.	.
$-\delta\omega$	$2M - 1$
$\delta\omega$	$2M - 1$
.	.
.	.
.	.
$l \delta\omega$	$2M - l$
.	.
.	.
.	.
$(2M - 1) \delta\omega$	1

D'après les équations (III.25) et (C.6) et le dénombrement que nous venons de faire, la densité spectrale de bruit $S_{\text{P-Sp}}(\Omega)$ associée au battement P-Sp s'écrit donc :

$$S_{\text{Sp-Sp}}(\Omega) = 2 \mathcal{R}_{ph}^2 \left(\rho_{in}^{\text{SE}} \right)^2 G^2 (2M - l) \delta\omega, \quad (\text{C.7})$$

soit :

$$\boxed{S_{\text{Sp-Sp}}(\Omega) = 2 \mathcal{R}_{ph}^2 \left(\rho_{in}^{\text{SE}} \right)^2 G^2 B_{opt} \left(1 - \frac{\Omega}{B_{opt}} \right)}. \quad (\text{C.8})$$

Annexe D

Description du banc de mesure du bruit d'intensité relatif

Dans cette annexe, nous décrivons le principe de la mesure du bruit d'intensité relatif d'un amplificateur optique.

D.1 Composition du banc de mesure

Le schéma de principe du banc de mesure de RIN est représenté sur la figure D.1.

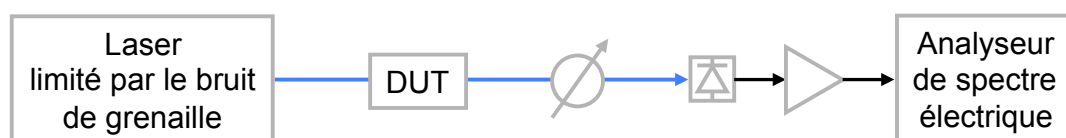


FIGURE D.1 – Schéma de principe du banc de mesure de RIN d'un amplificateur optique.
DUT désigne l'amplificateur optique dont on souhaite mesurer le RIN .

Pour mesurer le spectre de RIN d'une source optique nous procédons par étapes. D'abord, nous détectons la puissance optique au moyen d'une photodiode. Afin d'éviter de saturer la photodétection, nous insérons un atténuateur optique en sortie de la source optique. La puissance électrique résultante est mesurée avec un analyseur de spectre électrique. La puissance à mesurer étant inférieure au plancher de bruit de l'analyseur, il est nécessaire de l'amplifier avant de la mesurer. Nous utilisons donc un amplificateur électrique approprié aux mesures de bruit souhaitées. Ensuite, nous déduisons de la puissance de bruit détectée les fluctuations propres à la source optique.

Plusieurs critères doivent être pris en compte lors du choix des composants constituant le banc de mesure de RIN . Ces critères sont les suivants :

1. Nous souhaitons mesurer des spectres électriques allant de 10 MHz à 18 GHz : nous choisissons une photodiode, un amplificateur électrique et un analyseur de spectre électrique dont la bande passante couvre la plage spectrale souhaitée.
2. Le plancher de la mesure étant inversement proportionnel au photocourant moyen mesuré, nous optons pour une photodiode supportant des puissances optiques élevées.

3. Afin de ramener confortablement la puissance électrique au dessus du plancher de bruit de l'analyseur de spectre électrique, nous utilisons un amplificateur électrique à fort gain et de faible facteur de bruit.

En vue de caractériser des liaisons optiques à $1,55 \mu\text{m}$, nous choisissons d'utiliser une photodiode PIN en InGaAs optimisée pour avoir une forte puissance de saturation à $1,55 \mu\text{m}$. Les principales caractéristiques du banc de mesure sont regroupées dans le tableau D.1.

Plage spectrale	0,1 GHz-18 GHz
Amplificateur électrique	Miteq AMF-6D-001200-30-8P G=47 dB NF=3 dB
Photodiode Discovery (DSC30S)	DC-22 GHz $P_{sat}=13 \text{ dBm @ } 1,55 \mu\text{m}$
Analyseur électrique Agilent E4407B	9 kHz-26 GHz

TABLE D.1 – Principales caractéristiques du banc de mesure de RIN . G : gain électrique, NF : facteur de bruit. P_{sat} : puissance optique de saturation de la photodiode.

D.2 Principe de la mesure

La mesure du RIN nécessite une calibration de l'ensemble "photodiode, amplificateur et analyseur de spectre". Par ailleurs, il est indispensable de soustraire la contribution du bruit thermique et du bruit de grenaille de détection.

Expression de la puissance de bruit total

Rappelons que la puissance de bruit électrique mesurée en sortie de la photodiode est la somme de trois contributions : le bruit thermique, le bruit de grenaille et le bruit d'intensité en excès de la source optique, c'est-à-dire son RIN . La puissance de bruit mesurée à l'analyseur de spectre électrique s'écrit ainsi :

$$P_{total}(f) = K_{calib}(f) \left[\frac{k_B T}{R_{ph}} + 2eI_{ph} + RIN(f) I_{ph}^2 \right], \quad (\text{D.1})$$

où k_B est la constante de Boltzman, R_{ph} est la résistance de charge de la photodiode, T est la température de la résistance de charge en Kelvin, e est la charge élémentaire d'un électron et I_{ph} est le photocourant moyen mesuré. Le facteur K_{calib} tient compte des aspects suivants :

- Réponse en fréquence de la photodiode.
- Désadaptation hyperfréquence entre la photodiode et l'amplificateur et entre l'amplificateur et l'analyseur de spectre.
- Gain et facteur de bruit de l'amplificateur.
- Facteur de forme de l'analyseur de spectre dans la bande d'analyse considérée.

Il est important de mentionner que ce facteur dépend du niveau de la puissance optique détectée par la photodiode. Il est donc nécessaire de connaître son spectre électrique à la valeur du photocourant moyen de la mesure.

Calibration du banc de mesure

Pour calibrer le banc de mesure, nous utilisons une source optique dont le bruit d'intensité est négligeable par rapport au bruit de grenaille sur la plage spectrale qui nous intéresse, c'est à dire de 10 MHz à 18 GHz. Dans ces conditions, la puissance de bruit totale est égale à la somme du bruit thermique et du bruit de grenaille de détection. Rappelons que ces deux bruits sont blancs. Il suffit donc de connaître leurs amplitudes pour déduire le facteur de calibration K_{calib} .

Nous utilisons un laser solide dont le bruit d'intensité en excès, dû aux oscillations de relaxation, est situé aux basses fréquences (inférieures à 100 MHz). Son bruit d'intensité relatif est donc limité au bruit de grenaille sur une large bande passante, typiquement de 100 MHz à 18 GHz. Nous avons utilisé un laser solide (Er,Yb) développé au sein de notre laboratoire.

En pratique, nous faisons une *première* mesure avec une uniquement le laser solide. Nous utilisons un photocourant moyen identique à celui mesuré en sortie de la source laser à caractériser. La puissance de bruit résultante est donnée par :

$$P_{ref}(f) = K_{calib}(f) \left[\frac{k_B T}{R} + 2qI_{ph} \right]. \quad (D.2)$$

La soustraction du bruit thermique nous permet de restituer le facteur de calibration K_{calib} . Pour cela, nous effectuons une *deuxième* mesure où nous retirons le flux de photons incidents sur la photodiode. La puissance de bruit électrique mesurée est donnée par :

$$P_{therm}(f) = K_{calib}(f) \left[\frac{k_B T}{R} \right]. \quad (D.3)$$

Ensuite, nous déduisons le facteur de calibration par l'opération suivante :

$$K_{calib}(f) = \frac{P_{ref} - P_{therm}}{2qI_{ph}}. \quad (D.4)$$

L'équation (D.4) est vraie tant que la contribution du bruit de grenaille est supérieure à celle du bruit thermique. Pour cela, il est nécessaire de disposer d'un photocourant moyen non-négligeable (de l'ordre du mA) et d'utiliser un amplificateur électrique à faible facteur de bruit.

Il est important de mentionner que le facteur de calibration aux basses fréquences peut être entaché par des signaux parasites provenant des alimentations électriques du banc de mesure. Afin de nous en affranchir, des alimentations sur batteries sont utilisées.

Déduction du spectre de RIN

Finalement, nous effectuons une *troisième* mesure où nous plaçons l'amplificateur optique à caractériser dans la liaison. Le RIN est calculé en utilisant l'expression suivante :

$$RIN(f) = \frac{\frac{P_{total} - P_{therm}}{K_{calib}(f)} - 2eI_{ph}}{I_{ph}^2}. \quad (D.5)$$

Pour une source optique dont le bruit d'intensité est inférieur à la contribution du bruit de grenaille, nous considérons que le RIN est limité par le bruit de grenaille relatif, c'est-à-dire

égal à $\frac{2e}{I_{ph}}$. Plus la contribution du bruit de grenaille de détection est faible devant celle du RIN , plus la dynamique de la mesure est importante. La précision de la mesure repose principalement sur la qualité du facteur de calibration ainsi que la valeur du photocourant moyen détecté.

Annexe E

Déphaseur RF large bande à l'aide de micro-anneaux

Dans cette annexe, nous explorons la possibilité de réaliser un déphaseur RF large bande à base de micro-anneaux. En effet, nos partenaires du projet européen GOSPEL, de Denmark Technology University, ont montré qu'il était possible de réaliser un déphaseur RF en utilisant des micro-anneaux en silicium [113]. Nous leur avons donc demandé de fabriquer sur la même puce quatre micro-anneaux permettant d'une part de filtrer la bande latérale bleue après le SOA, et d'autre part d'introduire un déphasage contrôlable sur la porteuse optique. Nous présentons dans cette annexe les performances que nous avons obtenues avec ces micro-anneaux.

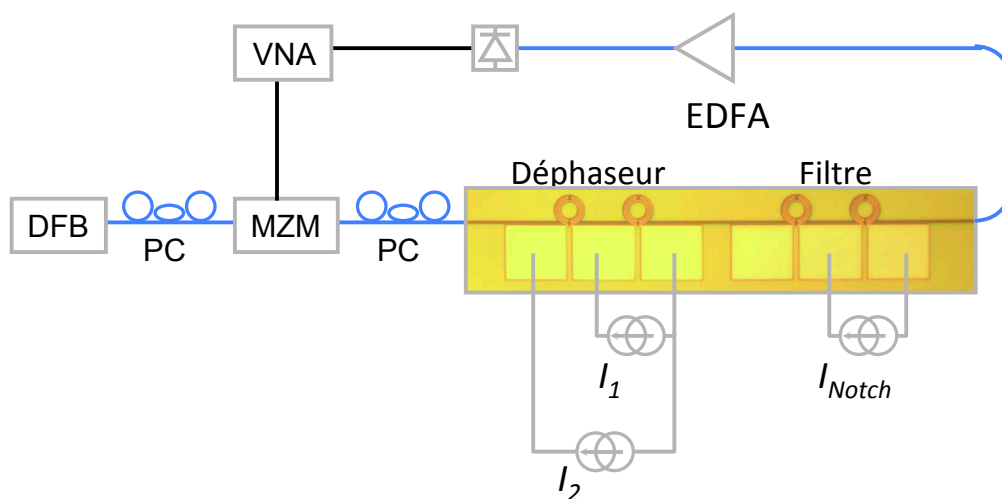


FIGURE E.1 – Montage réalisé pour la caractérisation RF des micro-anneaux. La photo des micro-anneaux est prise à l'aide d'un microscope. Le rayon des anneaux est de l'ordre de $35\ \mu\text{m}$.

La photographie de la puce que nous avons caractérisée est présentée sur la figure E.1. Le substrat est en SiO_2 . La puce est constituée de quatre micro-anneaux en silicium, placés à proximité d'un guide en silicium. Le rayon de chaque micro-anneau est d'environ $35\ \mu\text{m}$, et définit la longueur d'onde de résonance du micro-anneau. L'écart entre le guide et le micro-anneau, de

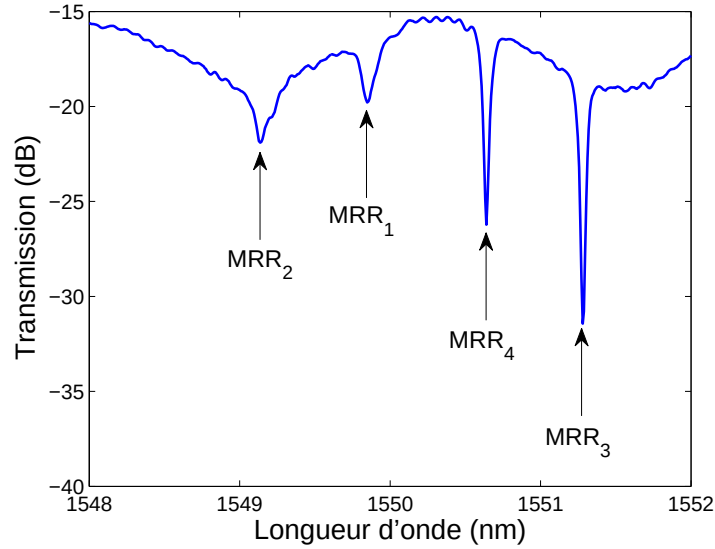


FIGURE E.2 – Transmission optique en fonction de la longueur d'onde, réalisée à l'aide d'un analyseur de spectre optique, sans puissance appliquée sur les électrodes. On distingue les résonances liées aux quatre micro-anneaux.

l'ordre de la centaine de nm, permet de contrôler le facteur de qualité du résonateur. Chaque micro-anneau est surmonté d'une micro-résistance chauffante (micro-heater) en Ti, connectée à une électrode en Ti. Ainsi, suivant le courant appliqué à l'électrode, il est possible de contrôler la longueur d'onde de la résonance du micro-anneau. Les détails relatifs à la fabrication et au dimensionnement de ces micro-anneaux sont présentés dans [113]. Le spectre en transmission de la puce est présentée sur la figure E.2. Les pertes d'insertion sont de l'ordre de -15 dB. Ces pertes élevées sont essentiellement dues à une erreur d'alignement des tapers inversés en polymère placés aux extrémités des guides sur notre échantillon. Selon nos partenaires, les pertes d'insertion sont d'environ 5 dB si la fabrication est réussie. Nous appelons MRR_i ¹ le $i^{\text{ème}}$ micro-anneau de la puce.

Les micro-anneaux 3 et 4 permettent de réaliser un filtre réjecteur. L'écart entre chaque micro-anneau et le guide est de 200 nm. Le facteur de qualité du résonateur est donc assez élevé [113], comme on peut le constater sur la figure E.2. En appliquant 5,6 mW sur l'électrode du micro-anneau 4, les résonances des micro-anneaux 3 et 4 apparaissent à la même longueur d'onde, ce qui permet de réaliser un filtre réjecteur efficace (figure E.3(a)). Sur la figure E.3(b) nous avons reproduit la transmission optique de la puce en fonction de la longueur d'onde, ainsi que les spectres de la porteuse modulée de 33 GHz à 37 GHz à la sortie de la puce. On constate que la bande latérale bleue est atténuée d'au moins 15 dB par rapport à la bande latérale rouge.

Les deux premiers micro-anneaux permettent d'introduire un déphasage sur la porteuse optique. L'écart entre chaque micro-anneau et le guide est de 125 nm. Le facteur de qualité du résonateur est donc peu élevé [113], comme on peut le constater sur la figure E.2, ce qui permet d'introduire un déphasage sans grande variation de la transmission. Sur la figure E.4, on constate qu'en variant la puissance appliquée sur les électrodes des micro-anneaux, il est possible de positionner la double résonance créée par les micro-anneaux MRR_1 et MRR_2 de part et d'autre de la longueur d'onde de la porteuse optique. Ainsi, le déphasage introduit au

1. Acronyme venant de l'anglais *Micro-Ring Resonator*.

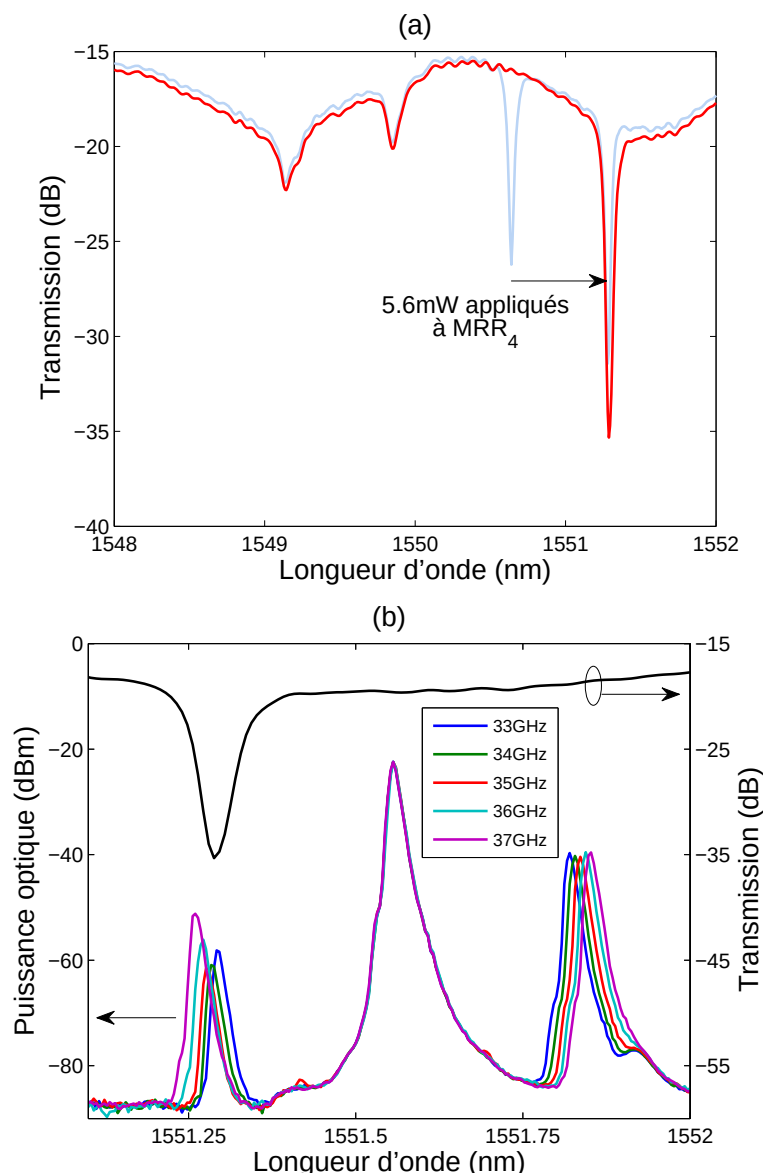


FIGURE E.3 – (a) Transmission optique en fonction de la longueur d'onde, réalisée à l'aide d'un analyseur de spectre optique, sans puissance appliquée sur les électrodes, et en appliquant 5,6 mW sur l'électrode du micro-anneau 4. (b) Spectre optique de la porteuse optique modulée de 33 GHz à 37 GHz (droite) et transmission optique de la puce en fonction de la longueur d'onde (gauche) en appliquant 5,6 mW sur l'électrode du micro-anneau 4.

niveau de la porteuse optique est contrôlé.

Nous avons réalisé la caractérisation RF globale de la puce en utilisant le montage présenté sur la figure E.1. Nous avons représenté la phase RF en fonction de la fréquence RF sur la figure E.5, pour différentes puissances appliquées sur les micro-anneaux 1 et 2. Le déphasage obtenu en fonction des puissances appliquées sur les micro-anneaux 1 et 2 est représenté sur la figure E.5(b). On constate que la puce nous permet de contrôler des déphasages RF de 360 degrés, sur une bande passante instantanée supérieure à 3 GHz, à 35 GHz. La variation de transmission associée est inférieure à 5 dB. Ces performances sont donc en accord avec les spécifications requises afin de réaliser une ligne à retards vrais accordables à haute fréquence

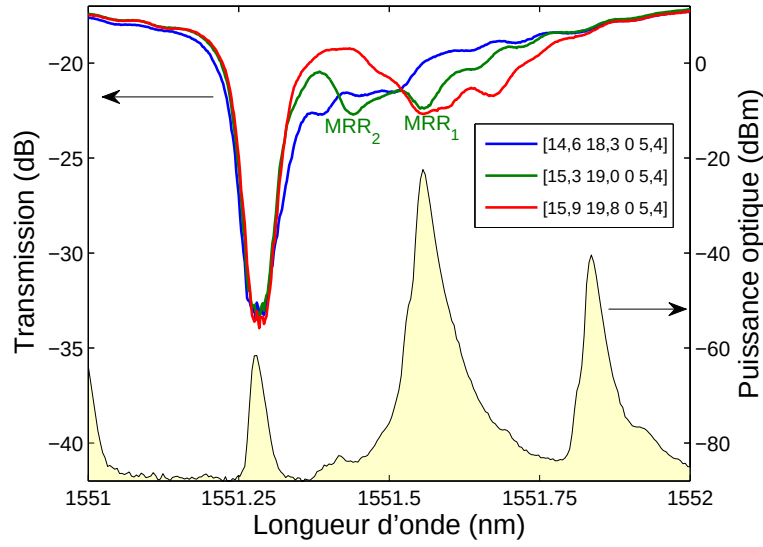


FIGURE E.4 – Spectre optique de la porteuse optique modulée à 35 GHz (droite) et transmission optique de la puce en fonction de la longueur d'onde (gauche) pour différentes puissances appliquées sur les micro-anneaux. La légende indique les puissances respectives en mW appliquées sur les micro-anneaux 1, 2, 3 et 4.

en associant ce déphaseur RF à base de micro-anneaux et la ligne à retards accordables par UpCPO dans les SOAs.

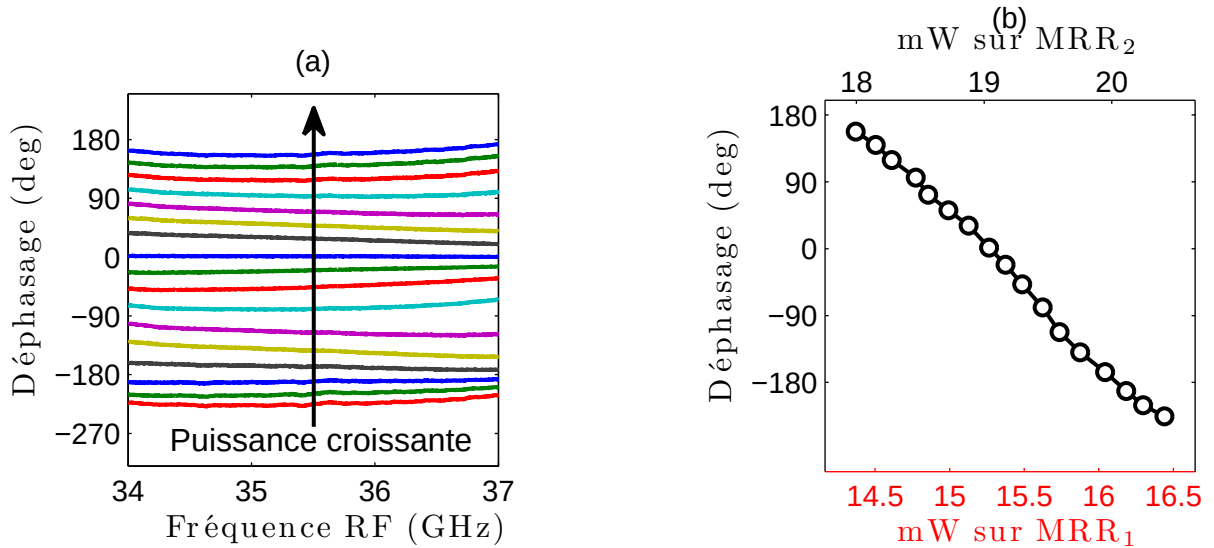


FIGURE E.5 – (a) Caractérisation RF du déphaseur large bande réalisé à l'aide des quatres micro-anneaux : phase RF en fonction de la fréquence RF, pour différentes puissances appliquées sur les micro-anneaux 1 et 2. (b) Déphasage obtenu en fonction des puissances appliquées sur les micro-anneaux 1 et 2. La puissance appliquée sur le micro-anneau 4 est de 5,4 mW.

Publications et Communications

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

P. Berger, J. Bourderionnet, F. Bretenaker, Daniel Dolfi and M. Alouini, *Time delay generation at high frequency using SOA based slow and fast light*, Optics Express, Vol. 19, Issue 22, pp. 21180-21188 (2011).

P. Berger, J. Bourderionnet, F. Bretenaker, D. Dolfi, S. O Dùill, G. Eisenstein and M. Alouini, *Intermodulation distorsion in microwave phase shifters based on slow and fast light propagation in semiconductor optical amplifiers*, Optics Letters, Vol. 35, Issue 16, pp. 2762-2764 (2010).

P. Berger, J. Bourderionnet, G. de Valicourt, R. Brenot, F. Bretenaker, D. Dolfi and M. Alouini, *Experimental demonstration of enhanced slow and fast light by forced coherent population oscillations in a SOA*, Optics Letters, Vol. 35, Issue 14, pp. 2457-2459 (2010).

P. Berger, Mehdi Alouini, Jérôme Bourderionnet, Fabien Bretenaker, and Daniel Dolfi, *Dynamic saturation in semiconductor optical amplifiers : accurate model, role of carrier density, and slow light*, Optics Express, Vol. 18, Issue 2, pp. 685-693 (2010).

S. Chin, L. Thévenaz, J. Sancho, S. Sales, J. Capmany, P. Berger, J. Bourderionnet, D. Dolfi, *Broadband true time delay for microwave signal processing, using slow light based on stimulated Brillouin scattering in optical fibers*, Optics Express, Vol. 18, Issue 21, pp. 22599-22613 (2010).

P. Berger, J. Bourderionnet, M. Alouini, F. Bretenaker, D. Dolfi, *Theoretical Study of the Spurious-Free Dynamic Range of a Tunable Delay Line based on Slow Light in SOA*, Optics Express, Vol.17, Issue 22, pp. 20584-20597 (2009).

P. Berger, M. Alouini, J. Bourderionnet, F. Bretenaker, D. Dolfi, *Slow light using semiconductor optical amplifiers : Model and noise characteristics*, C. R. Physique, Vol. 10, pp. 991-999 (2009).

Chapitre de livre

P. Berger, J. Bourderionnet, Daniel Dolfi, F. Bretenaker and M. Alouini, *Chapter 9. Slow and Fast Light in Semiconductor Optical Amplifier for Microwave Photonics Applications*, dans *Advances in Optical Amplifiers*, INTECH, pp. 179-204 (2011).

Communications effectuées par le doctorant

P. Berger, J. Bourderionnet, Minhao Pu, Kresten Yvind, F. Bretenaker, Daniel Dolfi and M. Alouini, *Frequency unlimited optical delay lines based on slow and fast light*, OSA Topical meeting on Slow and fast Light (SL), Toronto, Canada, 2011. **-Oral, primé par un prix étudiant décerné par l'OSA.**

P. Berger, J. Bourderionnet, F. Bretenaker, Daniel Dolfi and M. Alouini, *Predictive model of CPO effects in SOAs for microwave photonics link : signal, noise and intensity noise*, Semiconductor and Integrated Opto-Electronics conference (SIOE), Cardiff, UK, 2011. **-Oral.**

P. Berger, *Slow and fast light in semiconductor optical amplifier for microwave photonics applications*, SPIE Photonics West Conference, San Francisco, USA, 2011. **-Oral invité.**

P. Berger, S. O'Duill, G. Eisenstein, J. Bourderionnet, F. Bretenaker, D. Dolfi, M. Alouini, *Influence of optical filtering on nonlinearities in SOA-based slow and fast light microwave phase shifter*, IEEE-MTT-LEOS Topical meeting on Microwave Photonics (MWP'10), Montreal, Canada, 2010. **-Oral.**

P. Berger, G. de Valicourt, R. Brenot, M. Alouini, J. Bourderionnet, F. Bretenaker, D. Dolfi, *Alternative architectures for RF phase shifters and optical delay lines based on slow and fast light in SOAs*, IEEE-MTT-LEOS Topical meeting on Microwave Photonics (MWP'10), Montreal, Canada, 2010. **-Poster.**

P. Berger, G. de Valicourt, R. Brenot, M. Alouini, J. Bourderionnet, F. Bretenaker, D. Dolfi, *Experimental demonstration of enhanced slow and fast light by forced coherent population oscillations in a SOA*, IEEE International Semiconductor Laser Conference (ISLC), Kyoto, Japan, 2010. **-Poster.**

P. Berger, M. Alouini, J. Bourderionnet, F. Bretenaker, Daniel Dolfi, *Spurious-Free Dynamic Range of a Tunable Delay Line based on Slow Light in SOA*, IEEE-MTT-LEOS Topical meeting on Microwave Photonics (MWP'09), Valencia, Spain, 2009. **-Poster.**

P. Berger, M. Alouini, J. Bourderionnet, F. Bretenaker, D. Dolfi, *Influence of slow light effect in semiconductor amplifiers on the dynamic range of microwave-photonics links*, OSA Topical meeting on Slow and Fast Light (SL), Hawaii, USA, 2009. **-Oral.**

Bibliographie

- [1] W. R. Hamilton, *Researches on the Dynamics of Light*, Dans *Proceedings of the Royal Irish Academy*, vol. 1, pp. 267–270 (1841). 13, 28, 30
- [2] L. Rayleigh, *On Progressive Waves*, Dans *Proceedings of London Mathematical society*, vol. 9, pp. 21–26. London Mathematical society (1877). 13
- [3] L. Rayleigh, *Theory of Sound*, Vol. 1 (1877). 13
- [4] L. Rayleigh, *On the velocity of Light*, *Nature*, 24, pp. 382–383 (August 1881). 13
- [5] L. Rayleigh, *The Velocity of Light*, *Nature*, 25, p. 52 (November 1881). 13
- [6] H. A. Lorentz, *Theory of Electrons*, Columbia Univ. Press, New York (1909). 13, 27
- [7] L. Brillouin et A. Sommerfeld, *Wave Propagation and Group Velocity*, New York, Academic Press (1960). 13, 28, 31
- [8] R. D. L. KRONIG, *ON THE THEORY OF DISPERSION OF X-RAYS*, *J. Opt. Soc. Am.*, 12 (6), pp. 547–556 (Jun 1926). 13
- [9] H. A. Kramers, *La diffusion de la lumière par les atomes*, *Atti Cong. Intern. Fisica* (Transactions of Volta Centenary Congress) Como, 2, pp. 545 – 557 (1927). 13
- [10] S. Chu et S. Wong, *Linear Pulse Propagation in an Absorbing Medium*, *Phys. Rev. Lett.*, 48 (11), pp. 738–741 (Mar 1982). 13, 27, 31
- [11] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton et C. H. Behroozi, *Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic*, *Nature*, 397, pp. 594–598 (1999). 13, 28, 37, 38
- [12] M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin et R. W. Boyd, *Observation of Ultraslow Light Propagation in a Ruby Crystal at Room Temperature*, *Phys. Rev. Lett.*, 90 (11), p. 113903 (Mar 2003). 13, 38, 39, 53, 65, 67, 73
- [13] K. Y. Song, M. Herráez et L. Thévenaz, *Observation of pulse delaying and advancement in optical fibers using stimulated Brillouin scattering*, *Opt. Express*, 13 (1), pp. 82–88 (Jan 2005). 13, 28, 41
- [14] M. G. Herráez, K. Y. Song et L. Thévenaz, *Optically controlled slow and fast light in optical fibers using stimulated Brillouin scattering*, *Appl. Phys. Lett.*, 87, p. 081113 (2005). 13, 40, 41

- [15] J. Mørk, R. Kjøer, M. van der Poel et K. Yvind, *Slow light in a semiconductor waveguide at gigahertz frequencies*, Opt. Express, 13 (20), pp. 8136–8145 (2005). 13, 40, 42, 85, 119
- [16] K. Garenaux, T. Merlet, M. Alouini, J. Lopez, N. Vodjdani, R. Boula-Picard, C. Fourdin et J. Chazelas, *Recent Breakthroughs in RF Photonics for Radar Systems*, Aerospace and Electronic Systems Magazine, IEEE, 22 (2), pp. 3–8 (Feb. 2007). 14
- [17] I. Cox C.H., E. Ackerman, G. Betts et J. Prince, *Limits on the performance of RF-over-fiber links and their impact on device design*, Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on, 54 (2), pp. 906 – 920 (feb. 2006). 15, 17
- [18] J. Capmany et D. Novak, *Microwave photonics combines two worlds*, Nature Photonics, 1 (6), p. 319–330 (2007). 21
- [19] R. J. Mailloux, *Phased Array Antenna Handbook*, Artech (1994). 21
- [20] X. S. Yao et L. Maleki, *Optoelectronic microwave oscillator*, J. Opt. Soc. Am. B, 13 (8), pp. 1725–1735 (Aug 1996). 22, 23, 162
- [21] A. Ballato, *Design of Crystal and Other Harmonic Oscillators*, Chap. Piezoelectric resonators, p. 66 – 122. Wiley, New York (1983). 22
- [22] W. L. Smith, *Precision Frequency Control*, Vol. 2, chap. Precision oscillators, pp. 45–98. Academic, New York (1985). 22
- [23] S. Huang, L. Maleki et T. Le, *A 10 GHz optoelectronic oscillator with continuous frequency tunability and low phase noise*, Dans *Frequency Control Symposium and PDA Exhibition, 2001. Proceedings of the 2001 IEEE International*, pp. 720 –727 (2001). 23, 171
- [24] X. Yao et L. Maleki, *Multiloop optoelectronic oscillator*, Quantum Electronics, IEEE Journal of, 36 (1), pp. 79 –84 (jan 2000). 23, 163, 164
- [25] S. Poinot, H. Porte, J.-P. Goedgebuer, W. T. Rhodes et B. Boussert, *Continuous radio-frequency tuning of an optoelectronic oscillator with dispersive feedback*, Opt. Lett., 27 (15), pp. 1300–1302 (Aug 2002). 23, 171
- [26] G. Pillet, L. Morvan, D. Dolfi et J.-P. Huignard, *Highly-tunable optoelectronic microwave oscillator*, Dans *Microwave Photonics (MWP), 2010 IEEE Topical Meeting on*, pp. 313 –316 (oct. 2010). 23, 153
- [27] Y. Li, A. Vieira, S. Goldwasser et P. Herczfeld, *Rapidly tunable millimeter-wave optical transmitter for lidar-radar*, Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on, 49 (10), pp. 2048 –2054 (oct 2001). 23
- [28] A. Goutzoulis, K. Davies, J. Zomp, P. Hrycak et A. Johnson, *Development and field demonstration of a hardware-compressive fiber-optic true-time-delay steering system for phased-array antennas*, Appl. Opt., 33 (35), pp. 8173–8185 (Dec 1994). 25
- [29] D. Dolfi et al., *Optically controlled true time delays for phased-array antenna*, Dans *Proc. SPIE*, pp. 152– (1989). 26

- [30] N. A. Riza, *Transmit/receive time-delay beam-forming optical architecture for phased-array antennas*, Appl. Opt., 30 (32), pp. 4594–4595 (Nov 1991). 26
- [31] M. Frankel, P. Matthews et R. Esman, *Two-dimensional fiber-optic control of a true time-steered array transmitter*, Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on, 44 (12), pp. 2696 –2702 (dec 1996). 26
- [32] D. Tong et M. Wu, *Transmit/receive module of multiwavelength optically controlled phased-array antennas*, Photonics Technology Letters, IEEE, 10 (7), pp. 1018 –1020 (jul 1998). 26
- [33] R. Minasian et K. Alameh, *Optical-fiber grating-based beamforming network for microwave phased arrays*, Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on, 45 (8), pp. 1513 –1518 (aug 1997).
- [34] J. Corral, J. Marti, S. Regidor, J. Foster, R. Laming et M. Cole, *Continuously variable true time-delay optical feeder for phased-array antenna employing chirped fiber grating*, Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on, 45 (8), pp. 1531 –1536 (aug 1997). 26
- [35] S. Combrie, J. Bourderionnet, P. Colman, D. Dolfi et A. De Rossi, *90ps tunable true-time delay line based on photonic crystals*, Dans *Lasers and Electro-Optics (CLEO) and Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS), 2010 Conference on*, pp. 1 –2 (may 2010). 26
- [36] A. Meijerink, C. G. H. Roeloffzen, L. Zhuang, D. A. I. Marpaung, R. G. Heideman, A. Borreman et W. van Etten, *Phased Array Antenna Steering Using a Ring Resonator-Based Optical Beam Forming Network*, Dans *Communications and Vehicular Technology, 2006 Symposium on*, pp. 7 –12 (nov. 2006). 26
- [37] L. Zhuang, C. Roeloffzen, R. Heideman, A. Borreman, A. Meijerink et W. van Etten, *Single-Chip Ring Resonator-Based 1 times ; 8 Optical Beam Forming Network in CMOS-Compatible Waveguide Technology*, Photonics Technology Letters, IEEE, 19 (15), pp. 1130 –1132 (aug.1, 2007). 26
- [38] L. Rayleigh, *Theory of Sound* (1877). 28, 30
- [39] L. Rayleigh, *Scientific papers*, Vol. 1 (1881). 30
- [40] A. Sommerfeld, Ann. Physics, 44, p. 177 (1914). 28, 31
- [41] J. Peatross, S. A. Glasgow et M. Ware, *Average Energy Flow of Optical Pulses in Dispersive Media*, Phys. Rev. Lett., 84 (11), pp. 2370–2373 (Mar 2000). 31
- [42] P. Milonni, *Fast light, slow light and left-handed light*, Series in optics and optoelectronics. Institute of Physics (2005). 31
- [43] P. Morton et J. Khurgin, *Microwave Photonic Delay Line With Separate Tuning of the Optical Carrier*, Photonics Technology Letters, IEEE, 21 (22), pp. 1686 –1688 (nov.15, 2009). 36, 150, 151

- [44] S. E. Schwarz et T. Y. Tan, *Wave interactions in saturable absorbers*, Applied Physics Letters, 10 (1), pp. 4–7 (1967). 39, 40, 63
- [45] M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin et R. W. Boyd, *Superluminal and Slow Light Propagation in a Room-Temperature Solid*, Science, 301 (5630), pp. 200–202 (2003). 40
- [46] G. Gehring, R. Boyd, A. Gaeta, D. Gauthier et A. Willner, *Fiber-Based Slow-Light Technologies*, Lightwave Technology, Journal of, 26 (23), pp. 3752–3762 (Dec.1, 2008). 40
- [47] M. G. Herráez, K. Y. Song et L. Thévenaz, *Arbitrary-bandwidth Brillouin slow light in optical fibers*, Opt. Express, 14 (4), pp. 1395–1400 (2006). 41
- [48] S. Chin, L. Thévenaz, J. Sancho, S. Sales, J. Capmany, P. Berger, J. Bourderionnet et D. Dolfi, *Broadband true time delay for microwave signal processing, using slow light based on stimulated Brillouin scattering in optical fibers*, Opt. Express, 18 (21), pp. 22599–22613 (Oct 2010). 41, 151
- [49] P.-C. Ku, F. Sedgwick, C. J. Chang-Hasnain, P. Palinginis, T. Li, H. Wang, S.-W. Chang et S.-L. Chuang, *Slow light in semiconductor quantum wells*, Opt. Lett., 29 (19), pp. 2291–2293 (Oct 2004). 42
- [50] P. Palinginis, F. Sedgwick, S. Crankshaw, M. Moewe et C. Chang-Hasnain, *Room temperature slow light in a quantum-well waveguide via coherent population oscillation*, Opt. Express, 13 (24), pp. 9909–9915 (2005). 42
- [51] F. Öhman, K. Yvind et J. Mørk, *Voltage-controlled slow light in an integrated semiconductor structure with net gain*, Opt. Express, 14 (21), pp. 9955–9962 (2006). 42
- [52] F. Ohman, K. Yvind et J. Mørk, *Slow Light in a Semiconductor Waveguide for True-Time Delay Applications in Microwave Photonics*, Photonics Technology Letters, IEEE, 19 (15), pp. 1145–1147 (Aug.1, 2007).
- [53] S. Sales Maicas, F. Ohman, J. Capmany et J. Mørk, *Controlling Microwave Signals by Means of Slow and Fast Light Effects in SOA-EA Structures*, Photonics Technology Letters, IEEE, 19 (20), pp. 1589–1591 (Oct.15, 2007). 42
- [54] C. J. Chang-Hasnain et S. L. Chuang, *Slow and Fast Light in Semiconductor Quantum-Well and Quantum-Dot Devices*, J. Lightwave Technol., 24 (12), pp. 4642–4654 (2006). 42
- [55] B. Pesala, Z. Chen, A. V. Uskov et C. Chang-Hasnain, *Experimental demonstration of slow and superluminal light in semiconductor optical amplifiers*, Opt. Express, 14 (26), pp. 12968–12975 (2006). 85
- [56] B. Pesala, F. Sedgwick, A. Uskov et C. Chang-Hasnain, *Ultrahigh-bandwidth electrically tunable fast and slow light in semiconductor optical amplifiers*, J. Opt. Soc. Am. B, 25 (12), pp. C46–C54 (2008). 42
- [57] W. Xue, Y. Chen, F. Öhman, S. Sales et J. Mørk, *Enhancing light slow-down in semiconductor optical amplifiers by optical filtering*, Opt. Lett., 33 (10), pp. 1084–1086 (2008). 42, 43, 92, 97

- [58] Y. Chen, W. Xue, F. Ohman et J. Mørk, *Theory of Optical-Filtering Enhanced Slow and Fast Light Effects in Semiconductor Optical Waveguides*, Lightwave Technology, Journal of, 26 (23), pp. 3734–3743 (Dec.1, 2008). 42, 82
- [59] W. Xue, S. Sales, J. Mørk et J. Capmany, *Widely Tunable Microwave Photonic Notch Filter Based on Slow and Fast Light Effects*, Photonics Technology Letters, IEEE, 21 (3), pp. 167–169 (Feb.1, 2009). 42
- [60] G. P. Agrawal et N. K. Dutta, *Long-Wavelength Semiconductor Lasers* (1986). 49, 57, 61, 67, 71
- [61] N. K. Dutta et Q. Wang, *Semiconductor Optical Amplifiers* (2006). 49, 61, 62, 104
- [62] E. Rosencher et B. Vinter, *Optoélectronique*, Dunod (2002). 53, 61, 62
- [63] S. L. Chuang, *Physics of Optoelectronic Devices*, John Wiley & Sons, Inc. (1995). 53
- [64] C. H. Henry, R. A. Logan et K. A. Bertness, *Spectral dependence of the change in refractive index due to carrier injection in GaAs lasers*, Journal of Applied Physics, 52 (7), pp. 4457–4461 (1981). 58, 59
- [65] J. Manning, R. Olshansky et C. Su, *The carrier-induced index change in AlGaAs and 1.3μm InGaAsP diode lasers*, Quantum Electronics, IEEE Journal of, 19 (10), pp. 1525 – 1530 (oct 1983).
- [66] K. Kishino, S. Aoki et Y. Suematsu, *Wavelength variation of 1.6μm wavelength buried heterostructure GaInAsP/InP lasers due to direct modulation*, Quantum Electronics, IEEE Journal of, 18 (3), pp. 343 – 351 (mar 1982). 58
- [67] T. Paoli, *Waveguiding in a stripe-geometry junction laser*, Quantum Electronics, IEEE Journal of, 13 (8), pp. 662 – 668 (aug 1977). 58
- [68] P. Kirkby, A. Goodwin, G. Thompson et P. Selway, *Observations of self-focusing in stripe geometry semiconductor lasers and the development of a comprehensive model of their operation*, Quantum Electronics, IEEE Journal of, 13 (8), pp. 705 – 719 (aug 1977).
- [69] F. R. Nash, *Mode guidance parallel to the junction plane of double-heterostructure GaAs lasers*, Journal of Applied Physics, 44 (10), pp. 4696–4707 (1973). 58
- [70] A. P. Bogatov, P. G. Eliseev et B. N. Sverdlov, *Anomalous Interaction of Spectral Modes in a Semiconductor Laser*, Quantum Electronics, IEEE Journal of, 11, p. 510 (1975). 58, 71, 73
- [71] C. Henry, *Theory of the linewidth of semiconductor lasers*, Quantum Electronics, IEEE Journal of, 18 (2), pp. 259 – 264 (feb 1982). 58, 61
- [72] M. Osinski et J. Buus, *Linewidth broadening factor in semiconductor lasers—An overview*, Quantum Electronics, IEEE Journal of, 23 (1), pp. 9 – 29 (janvier 1987). 58, 71
- [73] A. Yariv, *Quantum electronics*, John Wiley & Sons, Inc. (1975). 58

- [74] G. P. Agrawal, *Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers*, J. Opt. Soc. Am. B, 5 (1), pp. 147–159 (1988). 61, 65, 67, 72, 82, 119
- [75] W. E. Lamb, *Theory of an Optical Maser*, Phys. Rev., 134 (6A), pp. A1429–A1450 (Jun 1964). 63
- [76] M. Sargent III, M. O. Scully et W. E. J. Lamb, *Laser Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. (1974). 63
- [77] M. Sargent, *Spectroscopic techniques based on Lamb's laser theory*, Physics Reports, 43 (5), pp. 223 – 265 (1978). 63, 67
- [78] J. H. Lee, J. J. Song, M. A. F. Scarparo et M. D. Levenson, *Coherent population oscillations and hole burning observed in $Sm^{+2} : CaF_2$ using polarization spectroscopy*, Opt. Lett., 5 (5), pp. 196–198 (May 1980). 63, 67
- [79] L. W. Hillman, R. W. Boyd, J. Krasinski et C. R. Stroud, *Observation of a spectral hole due to population oscillations in a homogeneously broadened optical absorption line*, Optics Communications, 45 (6), pp. 416 – 419 (1983). 63
- [80] R. W. Boyd, M. G. Raymer, P. Narum et D. J. Harter, *Four-wave parametric interactions in a strongly driven two-level system*, Phys. Rev. A, 24 (1), pp. 411–423 (Jul 1981). 65, 67
- [81] S. Fu, W. Du, P. Shum, C. Wu et L. Zhang, *Measurement of SOA Linewidth Enhancement Factor With a Sagnac Fiber Loop*, Photonics Technology Letters, IEEE, 18 (18), pp. 1934 –1936 (sept.15, 2006). 71
- [82] L. Occhi, L. Schares et G. Guekos, *Phase modeling based on the alpha-factor in bulk semiconductor optical amplifiers*, Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, 9 (3), pp. 788–797 (May-June 2003).
- [83] D. Rodriguez, I. Esquivias, S. Deubert, J. Reithmaier, A. Forchel, M. Krakowski, M. Calligaro et O. Parillaud, *Gain, index variation, and linewidth-enhancement factor in 980-nm quantum-well and quantum-dot lasers*, Quantum Electronics, IEEE Journal of, 41 (2), pp. 117 – 126 (feb. 2005).
- [84] N. Storkfelt, B. Mikkelsen, D. Olesen, M. Yamaguchi et K. Stubkjaer, *Measurement of carrier lifetime and linewidth enhancement factor for 1.5- μm ridge-waveguide laser amplifier*, Photonics Technology Letters, IEEE, 3 (7), pp. 632 –634 (july 1991). 71
- [85] H. Su et S. L. Chuang, *Room temperature slow and fast light in quantum-dot semiconductor optical amplifiers*, Applied Physics Letters, 88 (6), p. 061102 (2006). 82, 119
- [86] T. Mukai et T. Saitoh, *Detuning characteristics and conversion efficiency of nearly degenerate four-wave mixing in a 1.5- μm traveling-wave semiconductor laser amplifier*, Quantum Electronics, IEEE Journal of, 26 (5), pp. 865–875 (May 1990). 82, 119, 121, 122, 123, 124

- [87] A. Ouacha, Q. Chen, M. Willander, R. A. Logan et T. Tanbun-Ek, *Recombination process and its effect on the dc performance of InP/InGaAs single-heterojunction bipolar transistors*, Journal of Applied Physics, 73 (9), pp. 4444–4447 (1993). 85
- [88] L. Y. Leu, J. T. Gardner et S. R. Forrest, *A high-gain, high-bandwidth $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ heterojunction phototransistor for optical communications*, Journal of Applied Physics, 69 (2), pp. 1052–1062 (1991).
- [89] E. A. J. M. Bente, Y. Barbarin, M. J. R. Heck et M. K. Smit, *Modeling of integrated extended cavity InP/InGaAsP semiconductor modelocked ring lasers*, Optical and Quantum Electronics, 40, pp. 131–148 (2008).
- [90] M. Petrauskas, S. Juodkasis, V. Netikis, M. Willander, A. Ouacha et B. Hammarlund, *Picosecond carrier dynamics in highly excited InGaAs/InP/InGaAsP/InP structures*, Semiconductor science and technology, 7 (11), pp. 1355–1358 (1992). 85
- [91] S. O. Dúill, E. Shumakher et G. Eisenstein, *The role of optical filtering in microwave phase shifting*, Opt. Lett., 35 (13), pp. 2278–2280 (Jul 2010). 94
- [92] W. Xue, S. Sales, J. Capmany et J. Mørk, *Wideband 360 degrees microwave photonic phase shifter based on slow light in semiconductor optical amplifiers*, Opt. Express, 18 (6), pp. 6156–6163 (Mar 2010). 99
- [93] D. M. Baney, P. Gallion et R. S. Tucker, *Theory and Measurement Techniques for the Noise Figure of Optical Amplifiers*, Dans *Optical Fiber Technology*, pp. 122–154 (2000). 103, 104, 112
- [94] N. Olsson, *Lightwave systems with optical amplifiers*, Lightwave Technology, Journal of, 7 (7), pp. 1071–1082 (Jul 1989). 103
- [95] E. Desurvire, *Erbium-doped fiber amplifiers : principles and applications*, Wiley Series in Telecommunications and Signal Processing. Wiley-Interscience (2002). 104
- [96] S. Duill, E. Shumakher et G. Eisenstein, *Noise Properties of Microwave Phase Shifters Based on Semiconductor Optical Amplifiers*, Lightwave Technology, Journal of, 28 (5), pp. 791 –797 (march1, 2010). 110, 111
- [97] J. Lloret, F. Ramos, W. Xue, J. Sancho, I. Gasulla, S. Sales, J. Moerk et J. Capmany, *The Influence of Optical Filtering on the Noise Performance of Microwave Photonic Phase Shifters based on SOAs*, Lightwave Technology, Journal of, PP (99), p. 1 (2011). 115
- [98] E. Ackerman, *Photonic Aspects of modern radar*, Artech House (1994). 116
- [99] J. Schaffner et W. Bridges, *Intermodulation distortion in high dynamic range microwave fiber-optic links with linearized modulators*, Lightwave Technology, Journal of, 11 (1), pp. 3 –6 (jan 1993). 117, 136
- [100] Y.-K. Seo, J.-H. Seo et W.-Y. Choi, *Photonic frequency-upconversion efficiencies in semiconductor optical amplifiers*, Photonics Technology Letters, IEEE, 15 (5), pp. 751 –753 (mai 2003). 118, 127, 148

- [101] A. Sharaiha, *Harmonic and intermodulation distortion analysis by perturbation and harmonic balance methods for in-line photodetection in a semiconductor optical amplifier*, Photonics Technology Letters, IEEE, 10 (3), pp. 421–423 (Mar 1998).
- [102] E. Udvary, T. Berceci, T. Marozsak et A. Hilt, *Semiconductor optical amplifiers in analog optical links*, Dans *Transparent Optical Networks, 2003. Proceedings of 2003 5th International Conference on*, vol. 2, pp. 201 – 206 vol.2 (june-3 july 2003). 118
- [103] J. Herrera, F. Ramos et J. Marti, *Nonlinear distortion generated by semiconductor optical amplifier boosters in analog optical systems*, Opt. Lett., 28 (13), pp. 1102–1104 (Jul 2003). 119, 122, 123, 124
- [104] S. O Duill, R. F. O'Dowd et G. Eisenstein, *On the Role of High-Order Coherent Population Oscillations in Slow and Fast Light Propagation Using Semiconductor Optical Amplifiers*, Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, 15 (3), pp. 578–584 (May-june 2009). 119, 122, 123, 124
- [105] Y. Shi, L. Yan et A. E. Willner, *High-Speed Electrooptic Modulator Characterization Using Optical Spectrum Analysis*, J. Lightwave Technol., 21 (10), p. 2358 (Oct 2003). 122, 127
- [106] N. Breuil, M. Dispenza, L. Morvan, A.-M. Fiorello, S. Tonda, D. Dolfi, M. Varasi et J. Chazelas, *New optical modulation schemes applied to local oscillator distribution in radar systems*, Dans *Microwave Photonics, 2004. MWP'04. 2004 IEEE International Topical Meeting on*, pp. 119 – 122 (oct. 2004). 127
- [107] M. Alouini, B. Benazet, M. Vallet, M. Brunel, P. Di Bin, F. Bretenaker, A. Le Floch et P. Thony, *Offset phase locking of Er,Yb :glass laser eigenstates for RF photonics applications*, Photonics Technology Letters, IEEE, 13 (4), pp. 367 –369 (apr 2001). 127
- [108] D.-H. Jeon, H.-D. Jung et S.-K. Han, *Mitigation of dispersion-induced effects using SOA in analog optical transmission*, Photonics Technology Letters, IEEE, 14 (8), pp. 1166 – 1168 (aug 2002). 131, 135
- [109] C. Zmudzinski, E. Twyford, L. J. Lembo, R. Johnson, F. D. Alvarez, D. T. Nichols et J. C. Brock, *Microwave optical splitter/amplifier integrated chip (MOSAIC) using semiconductor optical amplifiers*, Dans *Photonics and Radio Frequency*, vol. 2844, pp. 163–174. SPIE (1996). 131, 135
- [110] E. Shumakher, S. Duill et G. Eisenstein, *Optoelectronic Oscillator Tunable by an SOA Based Slow Light Element*, Lightwave Technology, Journal of, 27 (18), pp. 4063–4068 (Sept.15, 2009). 139, 163, 171
- [111] Y.-K. Seo, C.-S. Choi et W.-Y. Choi, *All-optical signal up-conversion for radio-on-fiber applications using cross-gain modulation in semiconductor optical amplifiers*, Photonics Technology Letters, IEEE, 14 (10), pp. 1448 – 1450 (oct 2002). 142
- [112] A. Loayssa et F. Lahoz, *Broad-band RF photonic phase shifter based on stimulated Brillouin scattering and single-sideband modulation*, Photonics Technology Letters, IEEE, 18 (1), pp. 208 –210 (1, 2006). 151

-
- [113] M. Pu, L. Liu, W. Xue, Y. Ding, H. Ou, K. Yvind et J. M. Hvam, *Widely tunable microwave phase shifter based on silicon-on-insulator dual-microring resonator*, Opt. Express, 18 (6), pp. 6172–6182 (Mar 2010). 151, 207, 208
- [114] G. Pillet, L. Morvan, M. Brunel, F. Bretenaker, D. Dolfi, M. Vallet, J.-P. Huignard et A. Le Floch, *Dual-Frequency Laser at 1.5 μm for Optical Distribution and Generation of High-Purity Microwave Signals*, Lightwave Technology, Journal of, 26 (15), pp. 2764–2773 (aug.1, 2008). 153
- [115] P. Berger, J. Bourderionnet, G. de Valicourt, R. Brenot, F. Bretenaker, D. Dolfi et M. Alouini, *Experimental demonstration of enhanced slow and fast light by forced coherent population oscillations in a semiconductor optical amplifier*, Opt. Lett., 35 (14), pp. 2457–2459 (Jul 2010). 156
- [116] N. L. Duy, B. Journet, L. Nam, V. D. Mien et V. V. Luc, *A new approach for tuning the frequency of an opto-electronic oscillator by using a SOA*, Dans *Advanced Technologies for Communications, 2008. ATC 2008. International Conference on*, pp. 367–370 (oct. 2008). 164, 171
- [117] D. Eliyahu et L. Maleki, *Tunable, ultra-low phase noise YIG based opto-electronic oscillator*, Dans *Microwave Symposium Digest, 2003 IEEE MTT-S International*, vol. 3, pp. 2185 – 2187 vol.3 (june 2003). 164, 171
- [118] J. Sancho, J. Lloret, I. Gasulla, S. Sales et J. Capmany, *Fully tunable 360° microwave photonic phase shifter based on a single semiconductor optical amplifier*, Opt. Express, 19 (18), pp. 17421–17426 (Aug 2011). 177